SPIM

Thèse de Doctorat

école doctorale **sciences pour l'ingénieur et microtechniques**

UFC UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

Interaction acousto-optique dans les matériaux périodiquement structurés

Ludovic SOCIÉ

SPIM

Thèse de Doctorat

école doctorale **sciences pour l'ingénieur et microtechniques**

UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

THÈSE présentée par

Ludovic SOCIÉ

pour obtenir le

Grade de Docteur de
l'Université de Franche-Comté

Spécialité : **Science pour l'ingénieur**

Interaction acousto-optique dans les matériaux périodiquement structurés

Unité de Recherche :
FEMTO-ST

Thèse soutenue le 3 juin 2014

Soutenue le devant le Jury :

Anatole LUPU	Rapporteur	Chargé de recherche CNRS et HDR, IEF, Paris
Bernard BONELLO	Rapporteur	Directeur de recherche CNRS, INSP, Paris
Franck CHOLLET	Examinateur	Professeur à l'université de Franche-Comté, FEMTO-ST, Besançon
Jérôme BOURDERIONNET	Examinateur	Ingénieur de recherche, Thales R&T, Palaiseau
Vincent LAUDE	Examinateur	Directeur de recherche CNRS, FEMTO-ST, Besançon
Sarah BENCHABANE	Examinateur	Chargée de recherche CNRS, FEMTO-ST, Besançon

A ma famille,
A ma compagne,
A la mémoire de mon fils

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du département Micro Nano Sciences et Systèmes, je remercie donc son directeur M. Frédéric Cherioux pour m'avoir accueilli dans ses locaux.

Je remercie sincèrement M. Vincent Laude et Mme Sarah Benchabane pour m'avoir fait confiance en acceptant de me confier ce sujet malgré qu'il ai été relativement éloigné de ma formation de base. Ils m'ont accordé beaucoup de leur temps pour me faire profiter de leurs larges connaissances sans lesquelles je ne serais pas arrivé au terme des ces recherches. Leur exigence m'a souvent fait transpirer mais a toujours été juste et légitime et m'a permis de mener à bien ces travaux. Et je leur doit également un grand merci pour leur compréhension lorsque j'ai dû mettre mes recherches entre parenthèse durant quelques semaines après un tragique événement personnel, et ce à quelques encablures du terme de cette thèse.

Je tiens également à remercier M. Franck Chollet qui, après m'avoir brillamment enseigné la programmation Labview et Labwindows durant mes études, a gracieusement accepté d'être président de mon jury de soutenance. J'en profite pour remercier M. Anatole Lupu, de l'Institut d'Electronique Fondamentale de Paris, et M. Bernard Bonello de l'Institut des Nano Sciences de Paris, d'avoir bien voulu être rapporteur de ces travaux. Et je termine de remercier le jury en remerciant M. Jérôme Bourderionnet, de Thales R&T à Palaiseau qui a accepté d'examiner ces travaux.

Bien entendu, de nombreuses personnes m'ont aidé durant ces recherches. Je vais certainement en oublier donc je m'excuse d'avance auprès de ceux qui vont subir mes trous de mémoire. Je vais donc tout d'abord remercier Laurent Robert pour ses formations et ses précieux conseils en ce qui concerne le travail en salle blanche. Son aide a été d'une grande importance lors de la micro-fabrication. C'est également grâce à lui que j'ai pu utiliser et comprendre le mécanisme compliqué de l'électroformage. Pour continuer avec la salle blanche je vais remercier Denis pour sa bonne humeur et la réalisation des masques. Valérie pour sa bonne humeur également et pour la réalisation du wire-bonding qui s'est révélé plus compliqué que prévu. Jean-Yves pour ses formations très enrichissantes, même s'il faut s'accrocher pour pas perdre le fil. Roland pour les formations MEB. Et je termine par Gwenn et Benattou pour la formation à l'échange protonique. Benattou qui a été une aide précieuse pour la caractérisation des guides optiques et qui sait communiquer sa joie de vivre. En dehors de la salle blanche je peux remercier Etienne pour sa convivialité et son aide pour la mesure de phase au MEMS Analyzer. Blandine, Jean-Yves, Clément et Fabien pour les découpes polissage qui ont été pleines de désagréables surprises. Il y a également plusieurs personnes a qui j'ai posé des questions par-ci par-là comme Damien, Sébastien et les deux Franck.

Je vais également remercier les personnes qui ne m'ont pas apporté d'aide au travail à proprement parler mais avec qui ont a partagé des moments de détente qui ont été tout aussi importants. Tout d'abord les collègues avec qui j'ai partagé mon bureau : Alexia et ses thermocouples, Guillaume et ses billes, Vivien et son AsGa et ceux que j'ai connu moins longtemps Rayisa et Sameh. Il y a également ceux avec qui je n'ai pas partagé mon bureau : Simon le chimiste qui déteste les maths, Fabien et son imprimante 3D et je peux également citer Alex qui se casse les côtes lorsqu'il se met en danseuse sur son vélo.

Et je termine en remerciant tout mes amis et connaissances qui m'ont fait expliquer environ 204

fois mon sujet de thèse en sachant pertinemment qu'ils n'allaient rien comprendre. Et je remercie ma compagne qui a fait preuve de patience (pas tout le temps) lors des moments de grande tension durant ces 3 ans de thèse, toute ma famille même s'ils n'ont jamais très bien compris ce que je faisais, et mes amis pour les moments de détente hors du travail : Julien, Maxence, Simon, Thibaut, Amalia, Jean-Charles, Quentin et j'en oublie plein.

Table des matières

Remerciements **v**

Introduction générale **1**

Chapitre 1 Ondes élastiques guidées **5**

1.1 Introduction 5

1.2 Ondes élastiques de volume 5

1.2.1 Propagation des ondes de volume 5

1.2.2 Types d'ondes élastiques de volume 9

1.3 Ondes élastiques de surface 10

1.3.1 Ondes guidées 10

1.3.2 Ondes de Rayleigh 11

1.3.3 Conditions aux limites mécaniques 12

1.3.4 Conditions aux limites électriques 13

1.4 Génération des ondes élastiques de surface 14

1.5 Guidage des ondes acoustiques de surface 17

1.5.1 Compensation de diffraction 17

1.5.2 Confinement des modes transverses 19

1.5.3 Guidage de l'énergie acoustique 20

1.5.4 Résumé 26

1.6 Conclusion 27

Chapitre 2 Interaction acousto-optique **29**

2.1 Introduction 29

2.2 L'interaction acousto-optique 29

2.2.1 Optique des cristaux 29

2.2.2 Effet photo-élastique 32

2.2.3 Diffraction de la lumière par une onde acoustique 34

2.3 Dispositifs acousto-optiques 41

2.3.1 Propriétés des matériaux acousto-optiques 41
2.3.2 Les déflecteurs 43
2.3.3 Les modulateurs 45
2.3.4 Les filtres 46
2.4 Acousto-optique intégrée 48
2.5 Conclusion 50

Chapitre 3 Transducteurs à peignes interdigités à haut facteur de forme 51
3.1 Introduction 51
3.2 Les structures à haut facteur de forme 51
3.3 Conception des peignes interdigités à haut facteur de forme 55
3.4 Technologie de fabrication 56
3.5 Caractérisation 62
3.5.1 Transducteurs avec une ouverture acoustique de Λ 62
3.5.2 Transducteurs avec une ouverture acoustique de 2Λ 64
3.5.3 Transducteurs avec une ouverture acoustique de 4Λ 65
3.5.4 Transducteurs avec une ouverture acoustique de 16Λ 67
3.6 Mise en évidence du guidage 69
3.7 Conclusion 77

Chapitre 4 Acousto-optique intégrée 79
4.1 Introduction 79
4.2 Théorie 79
4.3 Choix du matériau 82
4.4 Choix du type d'interaction 89
4.5 Configuration choisie pour le modulateur à HAR IDT 90
4.6 Conclusion 91

Chapitre 5 Modulateur acousto-optique utilisant des transducteurs à haut facteur de forme 93
5.1 Introduction 93
5.2 Technologies de fabrication de guides d'ondes optiques intégrés sur niobate de lithium . 93
5.2.1 Diffusion de titane 93
5.2.2 Échange protonique 94
5.3 Conception du modulateur 96
5.3.1 Conception de l'interféromètre de Mach-Zehnder 96
5.3.2 Mise en place du modulateur 99
5.3.3 Paramètres du modulateur 100
5.4 Fabrication 102

5.5 Caractérisation . . . 103
5.5.1 Montages expérimentaux . . . 103
5.5.2 Réponse des interféromètres de Mach-Zehnder . . . 105
5.5.3 Effet électro-optique . . . 107
5.5.4 HAR IDT en propagation Z . . . 108
5.5.5 Mesures de la modulation . . . 110
5.5.6 Mesures avec une source supercontinuum . . . 112
5.6 Conclusion . . . 116

Conclusion générale et perspectives **117**

Annexe A Mesure des paramètres S à l'aide d'un banc de test sous pointes **121**

Annexe B Mesure du déplacement mécanique hors plan à l'aide d'une sonde optique interférométrique hétérodyne **123**
B.1 Dispositif expérimental et fonctionnement . . . 123
B.2 Calcul de l'amplitude de déplacement . . . 124

Annexe C Désignation des orientations cristallines **127**
C.1 Indices de Miller . . . 127
C.2 Norme IEEE . . . 127

Annexe D Mesures effectuées sur le modulateur 576-22 **131**

Bibliographie **133**

Introduction générale

Les domaines de l'optique et de l'acoustique ont pendant longtemps été étudiés indépendamment. C'est seulement au début du XX^{e} siècle que la possibilité d'une interaction entre ces deux types d'ondes est imaginée puis démontrée. Cette interaction permet diverses manipulations de la lumière se propageant dans un milieu soumis à la propagation d'une onde élastique. Depuis sa découverte, l'interaction acousto-optique a connu des périodes de grand intérêt suivies par des périodes d'oubli. Cependant, depuis l'invention du laser en 1960, l'optique a pris une part sans cesse grandissante dans les développements technologiques. Ce qui fait que les technologies de traitement du signal optique telle que l'interaction acousto-optique ont prit beaucoup d'intérêt.

L'interaction acousto-optique est rendue possible grâce à la photoélasticité des milieux. En effet, la photoélasticité permet de voir apparaître une modification d'indice de réfraction optique lorsque le milieu est soumis à des déformations élastiques. Grâce à la périodicité de l'onde élastique, la modification d'indice est périodique également, ce qui fait que cela agit comme un réseau de diffraction sur l'onde optique. Il se produit donc une diffraction du faisceau accompagnée d'un changement d'intensité. En plus de la diffraction, l'interaction a pour effet de modifier la fréquence du faisceau diffracté par effet Doppler. L'interaction acousto-optique permet donc trois grands groupes d'applications : la déflection simple, la modulation et le filtrage optique. L'interaction acousto-optique a tout d'abord été démontrée et utilisée dans les milieux liquides avant d'être appliquée à la propagation dans les milieux solides transparents. Cependant, en plus de l'interaction dans le volume du matériau, l'interaction peut avoir lieu en surface. L'invention de transducteurs simples et efficaces pour la génération d'ondes élastiques de surface en 1965 (appelés peignes interdigités), conjointement à l'introduction de techniques de modification locale de l'indice de réfraction optique, a permis de développer ce genre d'interaction. L'association avec des guides optiques en surface permet en effet d'obtenir un meilleur recouvrement entre les ondes optiques et acoustiques que dans le cas d'une interaction dans le volume du matériau. L'interaction en surface permet également de développer des composants acousto-optiques intégrés. Cependant, l'utilisation de transducteurs à peignes interdigités nécessite l'utilisation d'un substrat piézoélectrique, ce qui réduit les matériaux utilisables.

L'effet acousto-optique peut être comparé à l'effet électro-optique où la modification d'indice est causée non pas par des déformations mais par un champ électrique. Ce champ est appliqué entre deux électrodes, la modification d'indice est donc localisée contrairement à l'effet acousto-optique où le déplacement de l'onde élastique fait que l'interaction peut être distribuée partout dans l'espace. Cependant l'effet électro-optique ne permet pas de créer un réseau de diffraction comme le fait l'effet acousto-optique, les applications sont donc différentes. Il faut cependant noter que tous les matériaux ne sont pas propices à accueillir un effet électro et acousto-optique. Certain possèdent les deux effets mais d'autres ne peuvent accueillir qu'un seul des deux.

Ces dernières années, le développement des télécommunications optiques, notamment par fibre, a donné une plus grande importance à l'interaction acousto-optique intégrée. En effet, pour traiter le signal se propageant dans une fibre il est nécessaire d'utiliser des outils externes car la silice utilisée pour la

fabrication des fibres ne permet pas d'accueillir des technologies actives de traitement du signal optique. De plus, le développement des systèmes autonomes et la course à la miniaturisation et à l'économie d'énergie ont fait que les récentes investigations portent principalement sur la réduction de la taille des dispositifs et de la puissance acoustique requise. Nous nous sommes donc dirigés sur cette voie pour améliorer l'interaction. Ainsi, dans ce but, deux solutions s'offraient à nous. Nous pouvions améliorer le guidage de l'onde optique de façon à ce que l'énergie optique et l'énergie acoustique interagissent de façon optimale. Nous pouvions aussi chercher un moyen de confiner l'énergie acoustique de façon à ce qu'elle soit dirigée uniquement vers la zone d'interaction et sur une surface réduite. C'est cette dernière solution que nous avons retenue.

Nous avons donc durant ces travaux de thèse développé des transducteurs pouvant confiner l'énergie efficacement et sur un espace réduit. En effet, les guides optiques intégrés (appelés guides canaux) monomodes ont une largeur de seulement quelques micromètres. Des transducteurs classiques émettant une onde sur plus d'une centaine de micromètres de large et sur tout le substrat sont peu adaptés à l'interaction avec un guide canal. En effet, dans ce cas, seul une très faible part de l'énergie acoustique interagit avec l'onde optique. Nous proposons donc, à partir de précédents travaux menés en 2006 par Vincent Laude *et al.*, d'utiliser les résonances d'épaisseur des électrodes composant le transducteur afin de confiner l'énergie. Ces investigations avaient permis de réaliser des transducteurs confinant sur deux dimensions (profondeur et longueur) l'énergie dans des électrodes très épaisses et réduisant considérablement la vitesse des ondes générées et diminuant ainsi fortement les pertes par rayonnement dans le substrat. La fréquence de résonance du transducteur est dictée par l'épaisseur des électrodes et non pas par le pas du réseau comme dans le cas de transducteurs classiques. Nous avons décidé de reprendre le principe de ces transducteurs afin de les améliorer en proposant d'obtenir un guidage selon les trois dimensions et également de réduire la largeur utile jusqu'à environ une longueur d'onde tout en gardant un confinement efficace. Nous allons utiliser un substrat de niobate de lithium car c'est le matériau le plus utilisé pour réaliser des dispositifs acousto-optiques intégrés. Cela va permettre d'envisager une meilleure utilisation de l'énergie acoustique dans le cadre d'une interaction avec un guide optique. Pour ce faire, nous allons isoler mécaniquement les électrodes du reste du transducteur tout en réduisant leur largeur. Après avoir développé ces transducteurs, nous avons vérifié leur efficacité dans le cadre d'une modulation acousto-optique. Le but est d'obtenir une modulation plus efficace et consommant moins d'énergie que celle obtenue à partir de transducteurs classiques.

Ce mémoire est découpé en cinq chapitres.

Le premier concerne tout d'abord une description des propriétés fondamentales de la propagation des ondes acoustiques (qu'il s'agisse d'ondes de volume ou d'ondes de surface). Nous détaillons également le fonctionnement des transducteurs à ondes élastiques de surface. Ce chapitre se terminera par un état de l'art du guidage acoustique détaillant les différentes techniques pouvant être mises en place.

Le second chapitre est consacré à l'interaction acousto-optique. En premier lieu nous revenons sur la propagation des ondes optiques dans les cristaux. Ensuite, nous passons aux détails de l'interaction acousto-optique en expliquant les deux théories qui permettent de formaliser cet effet puis nous expliquons comment une onde acoustique peut influencer une onde optique et ce qu'il se passe lors de cette interaction. Nous terminons ce second chapitre en présentant un état de l'art de l'interaction acousto-optique de volume et également de l'interaction intégrée. Dans cette dernière partie nous donnerons une liste des principaux matériaux utilisés et nous expliquerons le principe des principales applications.

Le troisième chapitre concerne le développement de peignes interdigités à haut facteur de forme réalisés dans le but de confiner efficacement l'énergie acoustique. Dans la première partie, après un rapide état de l'art des structures à haut facteur de forme dans le cadre propagation d'ondes acoustiques, sont expliqués les choix technologiques faits pour la fabrication ainsi que la méthode employée pour leur réalisation. Ensuite nous exposons les résultats obtenus lors de la caractérisation des dispositifs. Nous appuierons les résultats expérimentaux par des simulations numériques afin de mettre en avant le

confinement des ondes. Ce développement s'inscrit dans le cadre d'une meilleure utilisation de l'énergie acoustique dans le but d'exalter l'effet de l'interaction acousto-optique.

Le quatrième chapitre nous permet d'introduire les modulateurs acousto-optiques réalisés. En effet nous expliquons comment calculer la modification d'indice de réfraction causée par une onde acoustique de surface. Nous expliquons également le choix du niobate de lithium en le comparant au tantalate de lithium. Ensuite nous justifierons les choix faits pour la configuration que nous avons utilisée pour le modulateur.

Le cinquième et dernier chapitre évoque les modulateurs acousto-optiques intégrés réalisés avec des peignes interdigités à haut facteur de forme. Nous commençons par parler des deux technologies principales utilisées pour créer des guides d'ondes optiques intégrés sur niobate de lithium. Nous poursuivons en expliquant la structure d'un modulateur acousto-optique intégré. Puis nous terminons en expliquant les résultats obtenus.

Chapitre 1

Ondes élastiques guidées

1.1 Introduction

Les ondes élastiques ont longtemps été connues et étudiées sous la forme d'ondes sismiques. Ce n'est qu'avec le développement de matériels militaires tel que le sonar que ces ondes ont commencé à être utilisées pour des développements technologiques. Dès les années 1920, ce sont les ondes se propageant dans les milieux solides ou liquides, appelées ondes de volume, qui sont principalement utilisées, notamment dans le domaine de l'électronique avec des résonateurs à ondes stationnaires.

Dans les années 1960, en plus des ondes de volume, l'utilisation des ondes de surface a pris son essor grâce à la découverte d'une technique de transduction pour milieux solides très performante fondée sur l'utilisation de transducteurs à peignes interdigités (*Interdigitated transducers*, IDT) sur laquelle nous reviendrons un peu plus loin dans ce chapitre. Ces ondes se propagent au voisinage d'une surface ou à l'interface entre deux milieux. Elles ont ouvert la voie à la miniaturisation de dispositifs acoustiques de par le faible encombrement des transducteurs permettant de les générer.

Les matériaux utilisés pour la création de systèmes acoustiques sont nombreux. Ils peuvent être isotropes (propriétés indépendantes de la direction de propagation) ou anisotropes (propriétés dépendantes de la direction de propagation). L'anisotropie des matériaux rend plus contraignante la conception d'un dispositif acoustique. En effet, il faut tenir compte de la classe cristallographique et de la direction de propagation de l'onde car les propriétés du matériau et donc les paramètres de propagation en dépendent. Nous allons dans ce chapitre commencer par donner quelques bases à propos des ondes élastiques et également détailler le principe de fonctionnement des IDTs.

Afin de maitriser plus efficacement l'énergie acoustique, plusieurs techniques de guidage latéral des ondes de surface ont été mises au point. En effet, bien que l'onde soit déjà guidée dans la profondeur, un guidage en deux dimensions est parfois nécessaire dans le but de confiner l'énergie latéralement. Nous allons donc dans la suite de ce chapitre parler des différentes techniques de guidage en deux dimensions pour les ondes de surface.

1.2 Ondes élastiques de volume

1.2.1 Propagation des ondes de volume

Lorsque nous parlons d'ondes élastiques, nous parlons de la propagation d'une perturbation d'un milieu ou d'un matériau. Le milieu soumis à cette perturbation réagit pour revenir à sa position de repos créant ainsi des contraintes.

Le fait qu'un milieu perturbé exerce des contraintes internes pour revenir à sa position initiale est ce qui permet de générer les ondes élastiques. Celles-ci provoquent un déplacement (u) de la matière qui

varie dans le temps. Le mouvement est défini par l'équation suivante appelée équation fondamentale de l'élastodynamique :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} + f_i \tag{1.1}$$

avec i et j variant de 1 à 3, ρ la densité du milieu, T_{ij} le tenseur des contraintes, x_j l'axe de référence et f_i les forces extérieures (principalement la pesanteur).

Les contraintes générées par ce mouvement sont liées à la déformation par la loi de Hooke :

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} \tag{1.2}$$

avec c tenseur élastique de rang 4 et la déformation S_{kl} définie par :

$$S_{kl} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k}\right). \tag{1.3}$$

Il faut noter que, du fait de la symétrie des tenseurs T_{ij} et S_{kl}, les composantes du tenseur c sont telles que :

$$c_{ijkl} = c_{jikl} = c_{ijlk} = c_{jilk}. \tag{1.4}$$

Ainsi, nous pouvons diminuer le nombre de composantes en ne gardant que les composantes indépendantes et en groupant les termes ij en un seul terme I et kl en J selon la correspondance indiquée dans le Tableau 1.1.

ij ou kl	11	22	33	23 ou 32	13 ou 31	12 ou 21
I ou J	1	2	3	4	5	6

TABLE 1.1 – Tableau de correspondance entre les indices ij ou kl et les indices I ou J.

Les tenseurs des contraintes et des déformations étant symétriques, nous pouvons combiner les équations (1.2) et (1.3) pour écrire :

$$T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k}. \tag{1.5}$$

En intégrant cette équation dans l'équation (1.1) et en négligeant l'influence des forces extérieures, nous pouvons écrire l'équation d'onde anisotrope :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k}. \tag{1.6}$$

La solution générale de cette équation d'onde peut s'écrire sous la forme d'un problème aux valeurs propres pour les ondes planes progressives de la forme $u_i = {}^\circ u_i \exp\{\imath\omega(t - s\mathbf{n}.\mathbf{x})\}$ se propageant dans la direction définie par $\mathbf{n}$. Voici la forme de cette solution :

$$\rho\, {}^\circ u_i = s^2 \Gamma_{il}\, {}^\circ u_l. \tag{1.7}$$

Cette équation est appelée équation de Christoffel avec le tenseur $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k$ (appelé tenseur de Christoffel), ${}^\circ u$ la polarisation de l'onde (direction du déplacement des particules de matière) et $s(\mathbf{n}) = k(\mathbf{n})/\omega$ la lenteur en s/m. Cette équation nous montre que la polarisation est vecteur propre

du tenseur Γ avec une valeur propre égale à $\gamma = \rho/s^2$. Ainsi, les lenteurs et les polarisations des ondes planes se propageant suivant la direction $\mathbf{n}$ dans un cristal de rigidité c_{ijkl} sont les valeurs propres et les vecteurs propres du tenseur Γ. En général, pour chaque direction de propagation, il y a trois vitesses de phase (vitesse de propagation de l'onde) qui sont les racines de :

$$|\Gamma_{il} - \rho V^2 \delta_{il}| = 0 \tag{1.8}$$

avec δ_{il} symbole de Kronecker.

Donc à chaque vitesse V correspond une polarisation. Les trois polarisations sont orthogonales entre elles. Les vitesses sont réelles du fait que le tenseur de Christoffel est symétrique. Les deux ondes dont la polarisation est orthogonale à la direction de propagation sont appelées ondes transverses alors que celle dont la polarisation est parallèle à la direction de propagation est appelée onde longitudinale. Cette dernière est toujours la plus rapide des trois. Cependant, dans les matériaux anisotropes, la polarisation des ondes n'est pas parfaitement parallèle ou perpendiculaire à la direction de propagation donc l'onde dont la polarisation est la plus proche de la direction de propagation est appelée onde quasi-longitudinale, les autres sont appelées quasi-transverses.

La solution de $s(\mathbf{n}) = k(\mathbf{n})/\omega$ nous donne 3 surfaces des lenteurs où nous allons retrouver les trois ondes se propageant dans le milieu. Ces surfaces caractéristiques nous renseignent sur la vitesse de phase et sur la direction de l'énergie des trois composantes polarisées dans les trois directions de l'espace. De plus, elle permet de résoudre les problèmes de réflexion/réfraction à l'interface entre deux solides. Un exemple de courbes des lenteurs est reporté sur la Figure 1.1.

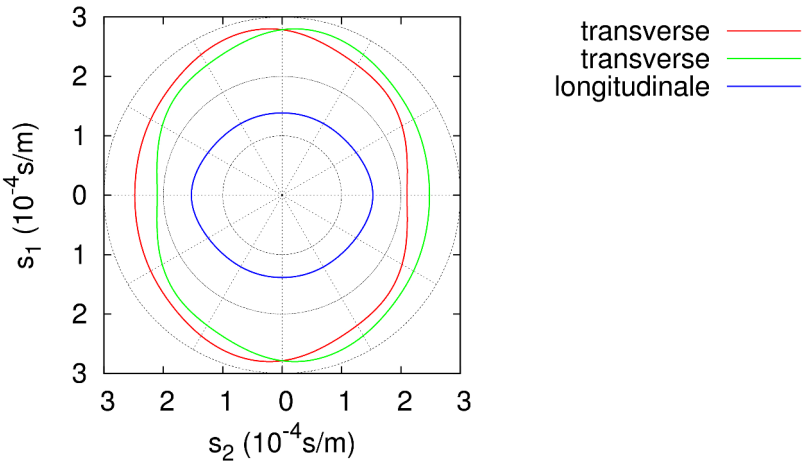


FIGURE 1.1 – Courbes des lenteurs pour les trois ondes de volume d'un cristal de niobate de lithium en coupe Y propagation X (voir annexe C pour la définition des coupes cristallographiques).

Ces courbes représentent la lenteur des ondes suivant la direction de propagation. Nous pouvons en déduire, en traçant la normale à la courbe dans la direction de propagation, la direction de l'énergie. En traçant un vecteur de norme égale à la densité de puissance véhiculée par l'onde suivant la direction de l'énergie, nous obtenons le vecteur de Poynting défini, dans le cas d'une onde plane harmonique, par $P_i = -T_{ij}\dfrac{\partial u_j}{\partial t}$.

Nous pouvons remarquer que les courbes des lenteurs ne sont pas parfaitement circulaires donc la direction de l'énergie n'est pas nécessairement la même que la direction de propagation. Cet angle entre les deux directions est appelé angle de direction de faisceau (*beam steering*) et peut, dans certains cas, être assez important pour devoir être pris en compte dans les applications pratiques. Par exemple, dans le cas du niobate de lithium coupe X propagation Y, il peut atteindre 9°. Cet effet n'a lieu que dans les cristaux anisotropes. En effet, les courbes des lenteurs pour les cristaux isotropes sont parfaitement circulaires car les propriétés du milieu ne changent pas quelle que soit la direction de propagation.

Les lenteurs tracées correspondent aux inverses des vitesses de phase. La vitesse de phase correspond à la vitesse de déplacement d'un point particulier de l'onde et vaut $V = \omega/k$ avec $k = 2\pi/\Lambda$ le vecteur d'onde avec Λ la longueur d'onde acoustique. Nous pouvons aussi parler de vitesse de groupe qui correspond à la vitesse du groupe d'ondes constituant l'onde. Elle est égale à $V_g = \mathrm{d}\omega/\mathrm{d}k$. Nous comprenons donc que dans un milieu dispersif (milieu où la vitesse dépend de la fréquence), la vitesse de groupe est généralement inférieure à la vitesse de phase. Dans un milieu non dispersif elles sont égales.

Les équations écrites auparavant ne tiennent pas compte de la piézoélectricité. Ce phénomène est très important pour beaucoup d'applications utilisant les ondes élastiques. Il faut savoir que dans un cristal piézoélectrique, les ondes élastiques de vitesse V et les ondes électromagnétiques sont couplées. Néanmoins, la différence de vitesse de l'ordre de 10^5 fait que la propagation des ondes élastiques est étudiée avec l'hypothèse que le champ électrique est quasi-statique.

Les relations constitutives de la piézoélectricité définissent les contraintes mécaniques T_{ij} et l'induction électrique D_j par :

$$T_{ij} = c^E_{ijkl} S_{kl} - e_{kij} E_k, \tag{1.9}$$

$$D_j = e_{jkl} S_{kl} + \varepsilon^S_{jk} E_k \tag{1.10}$$

avec $E_k = -\partial\Phi/\partial x_k$ le champ électrique, e_{ijkl} et ε_{jk} les composantes du tenseur piézoélectrique et diélectrique respectivement.

L'équation d'onde (1.1) devient :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c^E_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \partial x_k}. \tag{1.11}$$

Quant à l'induction électrique, elle doit satisfaire, pour un solide isolant, l'équation de Poisson $\partial D_j/\partial x_j = 0$, d'où :

$$e_{jkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} - \varepsilon^S_{jk} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \partial x_k} = 0. \tag{1.12}$$

De la même manière que pour les solides non piézoélectriques, nous pouvons obtenir un problème aux valeurs propres pour des ondes planes de la forme $u_i = {}^\circ u_i \exp\{\imath\omega(t - s\mathbf{n}.\mathbf{x})\}$ et $\Phi = \Phi_0 \exp\{\imath\omega(t - s\mathbf{n}.\mathbf{x})\}$. Ceci conduit, en éliminant le potentiel Φ_0, à une solution générale de la forme :

$$\rho\, {}^\circ u_i = s^2 \left(\Gamma_{il} + \frac{\gamma_i \gamma_l}{\varepsilon} \right) {}^\circ u_l \tag{1.13}$$

avec $\Gamma_{il} = c^E_{ijkl} n_j n_k$, $\gamma_i = e_{kij} n_j n_k$ et $\varepsilon = \varepsilon^S_{jk} n_j n_k$.

En comparant cette équation avec l'équation (1.7), nous déduisons que les vitesses de phase sont

différentes entre la propagation dans un milieu piézoélectrique et un milieu non piézoélectrique.

1.2.2 Types d'ondes élastiques de volume

Après avoir décrit théoriquement les ondes de volume, nous passons à une brève description physique des deux types d'onde que sont les ondes longitudinales et les ondes transverses. Nous passerons ensuite à la description des ondes élastiques de surface.

Ondes longitudinales ou ondes de pression (P)

Les ondes longitudinales se propagent dans les milieux homogènes. Elles peuvent exister dans les fluides et dans les solides. Elles provoquent une variation de volume qui conduit à une variation de pression et sont caractérisées par une polarisation parallèle à la direction de propagation. Le schéma du déplacement provoqué par ce type d'onde est montré sur la Figure 1.2

Ce déplacement correspond à ce qu'il se passe lors de la propagation du son dans l'air par exemple. C'est une suite de compressions et de dilatations qui se propagent.

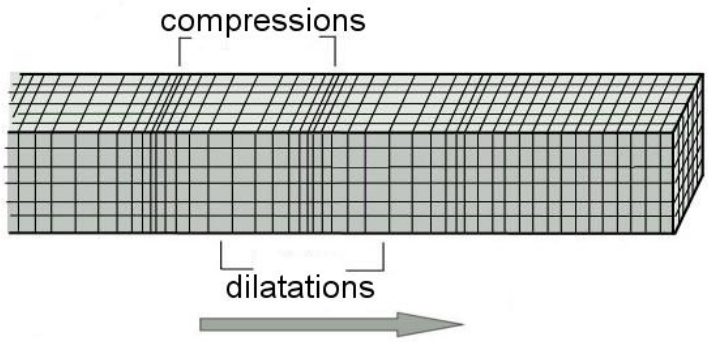


FIGURE 1.2 – Représentation des déplacements induits par une onde élastique de polarisation longitudinale.

Ondes transverses ou ondes shear (S)

Les ondes transverses sont également des ondes de volume se propageant dans les milieux homogènes comme les ondes longitudinales. Cependant, elles ne peuvent pas exister dans les fluides non visqueux tels que l'air ou l'eau. Dans les solides, elles sont toujours présentes par paire et ont chacune la même direction de propagation mais leurs polarisations sont orthogonales. On les appelle transverses car leur polarisation est perpendiculaire à la direction de propagation. Le déplacement n'est pas lié à une variation de volume contrairement aux ondes longitudinales. Un schéma du déplacement crée par ce type d'onde est montré sur la Figure 1.3.

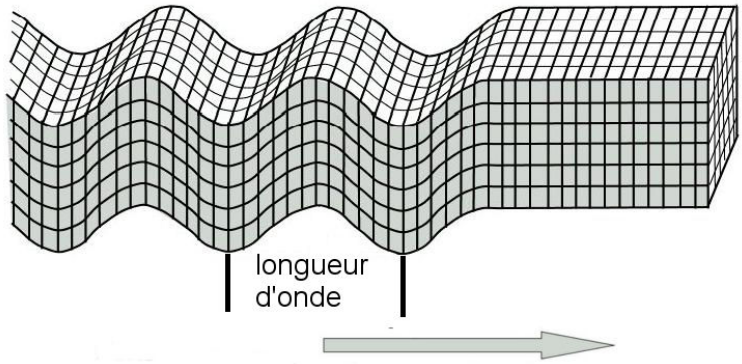


FIGURE 1.3 – Représentation des déplacements induits par une onde élastique de polarisation transverse.

1.3 Ondes élastiques de surface

Les ondes de surface sont avant tout des ondes guidées. Elles respectent des conditions aux limites à l'interface entre deux milieux et restent localisées à cette interface. Nous dénombrons plusieurs types d'ondes guidées dont : les ondes de Rayleigh, les ondes de Lamb, les ondes de Bleustein-Gulyaev, les ondes de Love, les ondes de Sezawa et les ondes de Stoneley. Les ondes de surface sont un cas particulier où le solide est semi-infini et sa surface est libre.

1.3.1 Ondes guidées

Les ondes guidées sont des ondes localisées à la frontière entre deux milieux, par exemple une surface plane semi-infinie en contact avec l'air, ou un solide limité par deux surface libres. Suivant le cas de figure, la nature de l'onde se propageant à l'interface des deux milieux n'est pas la même. Commençons par le cas d'un milieu semi-infini avec surface libre. Si les conditions aux limites mécaniques et électriques présentées plus loin dans ce chapitre sont respectées et que le déplacement normal à la surface induit par l'onde décroît dans la profondeur, alors l'onde présente est appelée onde de Rayleigh. C'est le type d'onde guidée le plus courant. Passons au cas d'un solide limité par deux surfaces libres. Si l'épaisseur de cette plaque est de l'ordre de la longueur d'onde de l'onde guidée, alors les composantes transverses et longitudinales se couplent et produisent une onde guidée appelée onde de Lamb. Si le milieu est piézoélectrique et que l'onde est purement transverse horizontale, alors l'onde qui se propage est appelée onde de Bleustein-Gulyaev. Il existe aussi le cas d'une couche de matériau sur un substrat. Si la vitesse des ondes transverses de volume dans le substrat est supérieure à celles dans la couche, alors peut exister une onde de polarisation transverse horizontale guidée dans la couche nommée onde de Love. Si le matériau constitutif de la couche mince est anisotrope, il est possible d'observer des ondes de polarisation sagittale connues sous le nom d'ondes de Sezawa. Le dernier cas concerne l'interface entre deux matériaux. Une onde de Rayleigh se propage des deux côtés de l'interface et l'onde résultante est appelée onde de Stoneley.

Dans le cadre de cette thèse, nous allons considérer uniquement les ondes de surface de type Rayleigh. Ce type d'onde correspond au cas de vagues se propageant à la surface de l'eau. Son déplacement est schématisé sur la Figure 1.4.

1.3.2 Ondes de Rayleigh

Les ondes de Rayleigh sont des ondes acoustiques de surface (*Surface Acoustic Waves*, SAWs) découvertes par Lord Rayleigh en 1885. Elles se propagent à la surface d'un milieu ou à l'interface entre deux milieux dans les solides et dans les fluides et ont une polarisation majoritairement elliptique du fait qu'elles possèdent deux composantes déphasées de $\pi/2$, une dans la direction de propagation (longitudinale) et une dans la profondeur (transverse) [1, 2]. Le déplacement est dû à une variation de volume comme dans le cas des ondes longitudinales. La vitesse des ondes de Rayleigh est inférieure à celle des ondes de volume. Les pertes de propagation sont quasi nulles. L'amplitude de déplacement induite par ce type d'onde décroît exponentiellement dans la profondeur et ne pénètre qu'à environ une longueur d'onde de profondeur, ce qui fait qu'elles n'affectent le substrat qu'au voisinage de sa surface. Nous pouvons voir sur la Figure 1.5 représentant l'amplitude de déplacement relative en fonction de la profondeur de pénétration de l'onde de Rayleigh, que l'onde est quasiment atténuée à une profondeur de 2Λ et que le maximum de déplacement se trouve en surface.

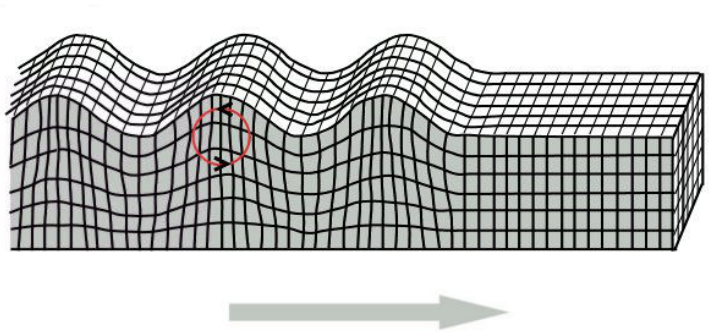


FIGURE 1.4 – Représentation des déplacements induit par une onde élastique de surface de type Rayleigh.

Des ondes à pertes appelées pseudo-ondes de surface peuvent également exister avec des vitesses supérieures à celle de l'onde de volume la plus lente. Elles résultent d'un couplage entre les ondes de surface et les ondes de volume. Elles présentent des pertes de propagation et ne sont plus totalement confinées à la surface. Les pertes d'énergie sont dues au rayonnement d'ondes de volume dans le substrat.

D'un point de vue théorique, une onde de surface est une solution de l'équation d'onde qui respecte les conditions aux limites sur la surface d'un milieu semi-infini en contact avec l'air. Les ondes partielles qui la composent sont vues comme des ondes réfléchies à l'interface air/solide. Ainsi, lorsque nous résolvons un problème de réflexion/transmission sur une surface plane normale à x_2 (d'après la Figure 1.6), nous trouvons 8 valeurs différentes pour s_2 (lenteur suivant x_2). Quatre de ces valeurs correspondent aux ondes partielles réfléchies dans le solide et les autres aux ondes partielles transmises dans l'air. Pour l'étude des ondes de surface, nous considérons les quatre ondes partielles réfléchies. Trois d'entre elles sont des ondes élastiques et la quatrième est une onde piézoélectrique. Voici la forme de la solution qui est la somme des ondes partielles réfléchies :

$$h(t,x) = \left[\sum_{r=1}^{4} a_r h_r \exp(-i\omega s_{3r} x_3)\right] \exp\{\imath\omega(t - s_1 x_1 - s_2 x_2)\} \tag{1.14}$$

avec s_{3r} et h_r les valeurs propres et vecteurs propres des ondes partielles et a_r les amplitudes des ondes partielles. A partir de cette somme, nous allons définir les conditions aux limites permettant la propagation d'une onde de Rayleigh.

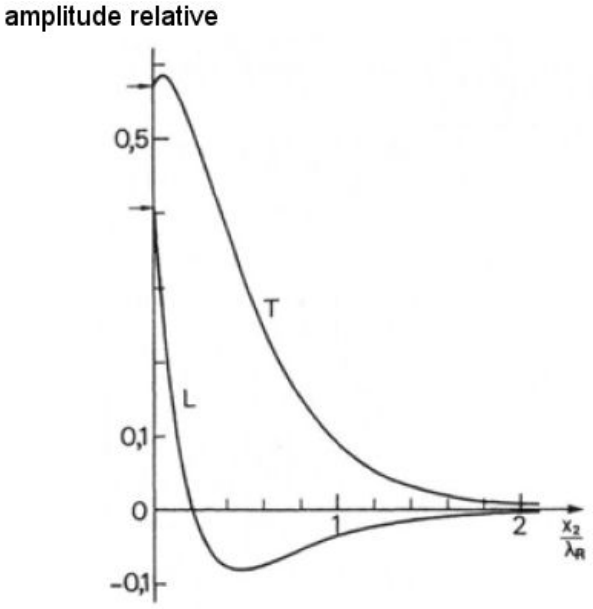


FIGURE 1.5 – Amplitude de déplacement relative de l'onde de Rayleigh en fonction de la profondeur de pénétration dans le cas d'un substrat de silice (SiO_2). X_2/λ_R (ou X_2/Λ_R) est la profondeur de pénétration normalisée suivant la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh, T la composante transverse et L la composante longitudinale [1].

1.3.3 Conditions aux limites mécaniques

Commençons par les conditions aux limites mécaniques concernant uniquement les trois ondes élastiques.

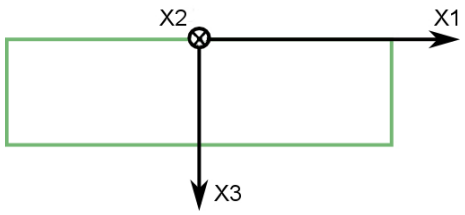


FIGURE 1.6 – Repère de travail servant aux calculs

En se basant sur le schéma de la Figure 1.6 avec une propagation selon x_1, nous savons que les conditions aux limites mécaniques porteront sur les contraintes T_{i3} qui devront être égales à zéro. Il y a donc trois conditions aux limites qui dépendent de T_{13}, T_{23} et T_{33} pour les trois composantes de l'onde. Voici la description des conditions aux limites :

$$\tau_{i3} = \sum_{r=1}^{3} a_r \tau_{i3}^{(r)} = 0 \tag{1.15}$$

avec $i = 1,2,3$ et a_r l'amplitude de la composante r.

Il existe une solution si et seulement si le déterminant des conditions aux limites est nul :

$$\Delta = |\tau_{i3}^{(r)}| = \begin{vmatrix} \tau_{13}^{(1)} & \tau_{13}^{(2)} & \tau_{13}^{(3)} \\ \tau_{23}^{(1)} & \tau_{23}^{(2)} & \tau_{23}^{(3)} \\ \tau_{33}^{(1)} & \tau_{33}^{(2)} & \tau_{33}^{(3)} \end{vmatrix} = 0. \tag{1.16}$$

Le déterminant est fonction des lenteurs s_1 et s_2. L'équation précédente définit donc une courbe des lenteurs pour les ondes de surface. Sachant que l'onde sera parfaitement guidée si toutes les ondes partielles sont évanescentes et sachant que la vitesse maximum en surface correspond à la vitesse de l'onde de volume la plus lente, alors nous pouvons en déduire que la vitesse de l'onde de surface sera obligatoirement inférieure à celle des ondes de volume.

1.3.4 Conditions aux limites électriques

Passons maintenant aux conditions aux limites électriques. Dans cette catégorie, nous distinguons deux cas : la propagation sur surface libre et la propagation sur surface métallisée court-circuitant la piézoélectricité.

Surface libre

Considérons le cas d'une surface libre, c'est-à-dire d'une surface piézoélectrique en contact avec un fluide ou le vide. Le mode piézoélectrique est cette fois pris en compte, il y a donc quatre modes partiels réfléchis. Il n'y a pas de charges électriques accumulées sur la surface donc $\Delta D_3 = 0$, ce qui signifie que le déplacement électrique est continu.

Du côté du vide (l'air) ou du fluide le potentiel ϕ doit satisfaire l'équation de Poisson : $s_i s_i \phi = 0$, ce qui donne une lenteur normale à la surface $s_3 = i\sqrt{s_1^2 + s_2^2}$ [3]. Le déplacement électrique normal à la surface x_3 devient donc :

$$D_3 = -s_3 \varepsilon_0 \phi = -i\sqrt{s_1^2 + s_2^2}\varepsilon_0 \phi. \tag{1.17}$$

Donc pour respecter les conditions aux limites élastiques et électriques, le terme $D_3 + s_3\varepsilon_0\phi$ doit être nul. Cette condition est à ajouter au fait que les contraintes mécaniques doivent également être nulles de manière à satisfaire aux conditions aux limites mécaniques. Les contraintes mécaniques possèdent une composante de plus du fait du degré de liberté apporté par le mode piézoélectrique. L'indice r de la somme (1.15) varie alors de 1 à 4, d'où la condition d'existence de l'onde de surface sur surface piézoélectrique libre :

$$\Delta_L = \begin{vmatrix} \tau_{13}^{(1)} & \tau_{13}^{(2)} & \tau_{13}^{(3)} & \tau_{13}^{(4)} \\ \tau_{23}^{(1)} & \tau_{23}^{(2)} & \tau_{23}^{(3)} & \tau_{13}^{(4)} \\ \tau_{33}^{(1)} & \tau_{33}^{(2)} & \tau_{33}^{(3)} & \tau_{13}^{(4)} \\ D_3^{(1)} + s_3\varepsilon\phi^{(1)} & D_3^{(2)} + s_3\varepsilon\phi^{(2)} & D_3^{(3)} + s_3\varepsilon\phi^{(3)} & D_3^{(4)} + s_3\varepsilon\phi^{(4)} \end{vmatrix} = 0. \tag{1.18}$$

Surface métallisée

La surface métallisée a pour effet de court-circuiter la piézoélectricité donc cette fois, ce n'est pas la variation du déplacement électrique qui doit être nulle dans le plan mais le potentiel :

$$\phi = \sum_{r=1}^{4} a_r \phi^{(r)}. \tag{1.19}$$

La condition d'existence des ondes de surface sur surface piézoélectrique court-circuitée est donc

$$\Delta_M = \begin{vmatrix} \tau_{13}^{(1)} & \tau_{13}^{(2)} & \tau_{13}^{(3)} & \tau_{13}^{(4)} \\ \tau_{23}^{(1)} & \tau_{23}^{(2)} & \tau_{23}^{(3)} & \tau_{13}^{(4)} \\ \tau_{33}^{(1)} & \tau_{33}^{(2)} & \tau_{33}^{(3)} & \tau_{13}^{(4)} \\ \phi^{(1)} & \phi^{(2)} & \phi^{(3)} & \phi^{(4)} \end{vmatrix} = 0. \tag{1.20}$$

La vitesse de l'onde de Rayleigh sur surface métallisée est généralement plus lente que sur surface libre. Cette différence de vitesse va permettre de calculer le coefficient de couplage électromécanique caractérisant chaque surface piézoélectrique.

Coefficient de couplage électromécanique

Les matériaux piézoélectriques sont caractérisés par un coefficient de couplage piézoélectrique qui traduit la capacité du matériau à convertir l'énergie électrique en énergie mécanique. Ce coefficient, nommé K^2, peut se déduire de la différence de vitesse entre les ondes se propageant sur surface libre et celles se propageant sur surface métallisée. Sa valeur approximative peut alors s'écrire :

$$K^2 = 2\frac{V_L - V_M}{V_L}. \tag{1.21}$$

Le résultat est exprimé en % est donne donc le pourcentage d'énergie électrique que le matériau peut convertir en énergie mécanique.

1.4 Génération des ondes élastiques de surface

Les recherches sur la génération d'ondes de surface ont débouché sur plusieurs techniques. Nous pouvons citer la technique du couplage par prisme dont le schéma de principe est donné sur la Figure 1.7 [4]. Cette méthode permet de générer des SAWs à partir d'ondes de volume générées dans le prisme par un transducteur plan. La composante horizontale de l'onde de volume se couple vers un mode de surface car le prisme est orienté de façon à ce qu'il y ait accord de phase entre le vecteur d'onde de l'onde de volume dans le prisme et le vecteur d'onde permettant à une onde de surface de se propager dans le solide. Cependant, cette technique est difficile à mettre en œuvre car l'angle du prisme doit avoir une valeur très précise.

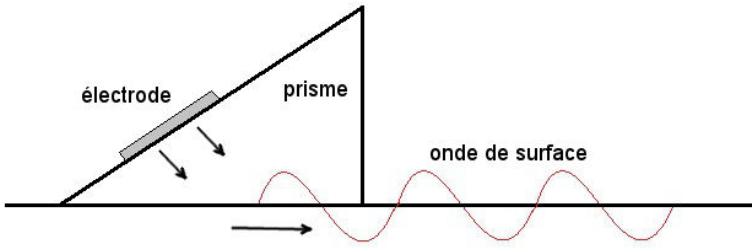


FIGURE 1.7 – Schéma de principe de la génération de SAWs par couplage par prisme.

En 1962, Mortley propose une technique de génération d'onde de volume en déposant un peigne d'électrodes sur une surface piézoélectrique [5] (publiée en 1965 [6]). En 1963, Rowen propose d'employer le même principe mais pour la génération des ondes de surface [7]. Ce procédé a été démontré

expérimentalement pour la première fois en 1965 par White et Voltmer [8]. Appelé transducteur à peignes interdigités (*Interdigitated Transducer*, IDT), ce type de générateur d'ondes de surface, qui est facilement réalisable par les techniques de micro-fabrication et simple à modéliser, a connu un grand succès et reste à ce jour la technique principale de génération d'ondes élastiques de surface.

Le principe des IDTs repose sur l'effet piézoélectrique inverse qui permet à un champ électrique de créer une déformation. Ainsi, lorsqu'une différence de potentiel est appliquée aux électrodes d'un IDT (Figure 1.8), cela engendre des compressions et des dilatations au voisinage de la surface. Cette structure permet également aux lignes de champs électriques de ne pas fuir dans le substrat et de rester au voisinage de la surface. Ainsi est généré une onde de Rayleigh qui se propage perpendiculairement aux doigts des peignes.

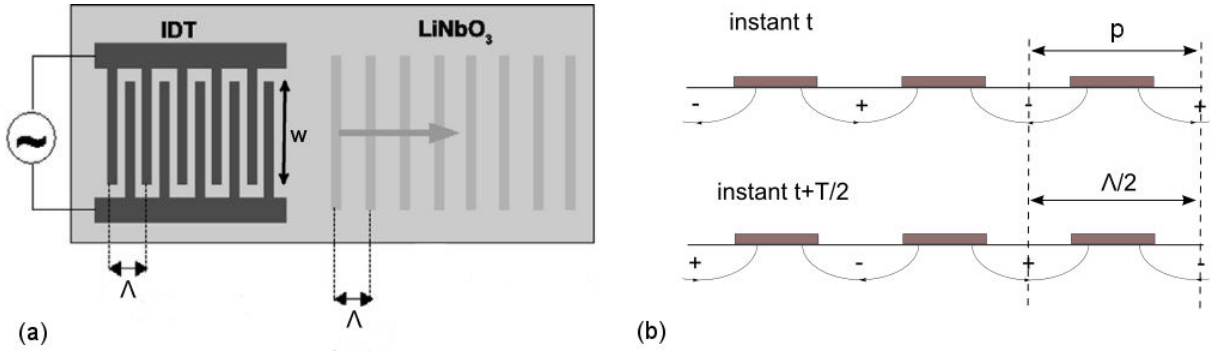


FIGURE 1.8 – (a) Schéma d'un IDT avec Λ la longueur d'onde acoustique et w l'ouverture acoustique (b) principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement est donné Figure 1.8(b). A l'instant t, la contrainte produite par une paire de doigts parcourt une distance égale à $\Lambda/2$ à la vitesse de l'onde de Rayleigh V_R et durant un temps égal à $T/2$ (avec T la période de l'onde de Rayleigh). A l'instant $t+T/2$, la contrainte est donc sous la paire de doigts suivante à l'instant où la tension appliquée produit une contrainte de même phase. Ainsi, la contrainte engendrée par la première paire de doigts s'ajoute à celle engendrée par la paire de doigts voisine. Il se produit donc une série d'interférences constructives tout au long du peigne [9]. La fréquence de résonance d'un IDT dépend ainsi de sa période p :

$$f_0 = \frac{V_R}{2p} \tag{1.22}$$

avec V_R la vitesse de l'onde de Rayleigh.

Lorsqu'on s'éloigne de cette fréquence, les interférences ne sont plus parfaitement constructives et l'onde générée perd en intensité. Il faut donc que la fréquence d'excitation du peigne soit égale à f_0.

Il faut également noter que toute l'énergie électrique fournie au transducteur n'est pas convertie en énergie mécanique. La portion d'énergie convertie dépend du coefficient de couplage électro-mécanique du substrat.

Les peignes interdigités possèdent quelques effets secondaires parfois gênants comme la génération d'ondes de volume, l'émission de l'onde vers l'arrière et, suivant le matériau utilisé, il peut également y avoir la génération d'ondes appelées pseudo ondes de surface qui sont des ondes de surface à pertes. Cet effet n'arrive qu'à des fréquences supérieures à la fréquence de l'onde de volume la plus lente. Ces ondes

à pertes peuvent également se réfléchir sur la surface inférieure du substrat et provoquer des perturbations mais peuvent néanmoins être utilisées dans le cadre d'applications car elles présentent un fort couplage électro-mécanique et de plus grandes vitesses de propagation que les ondes de surface pures.

Il se produit également, à la sortie des transducteurs, un phénomène de diffraction, c'est-à-dire que le faisceau acoustique émis s'élargit. Ce phénomène est plus important lorsque l'ouverture acoustique w est inférieure à plusieurs dizaines de longueurs d'onde. L'effet est visible sur la Figure 1.9 où nous voyons les faisceau émis par un IDT. L'onde est émise avec un angle mesuré à 21°, et nous remarquons également l'émission vers l'arrière.

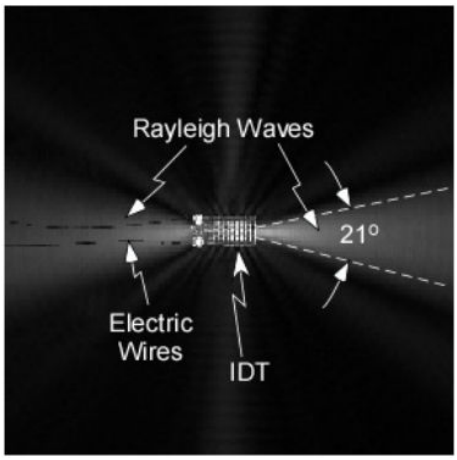


FIGURE 1.9 – Image de l'onde de Rayleigh générée par un IDT, extraite de [10].

A titre d'exemple, nous avons effectué une mesure des paramètres S (voir annexe A) d'un peigne interdigité réalisé sur niobate de lithium coupe X propagation Y et ayant une longueur d'onde de 21 µm. Le résultat est reporté Figure 1.10. Sachant que l'onde de Rayleigh se propage à une vitesse de 3639 m/s sur cette configuration de substrat et si nous reprenons la formule (1.22), la fréquence de l'onde de Rayleigh doit être d'environ 173 MHz. Nous remarquons bien un pic de résonance à cette fréquence. Le second pic correspond à une pseudo-onde de surface qui se propage dans le volume à une vitesse d'environ 4100 m/s.

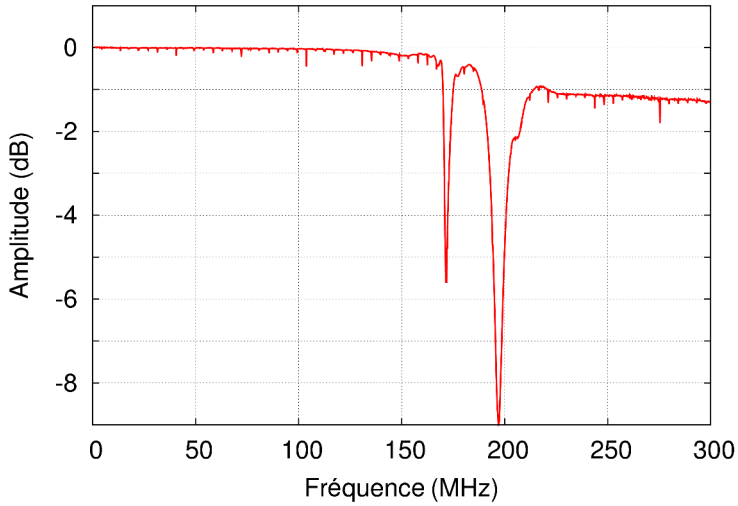


FIGURE 1.10 – Paramètre S_{11} d'un peigne interdigité en aluminium sur un substrat de niobate de lithium. Avec une période p de 10,5 µm, une ouverture acoustique w de 50 µm et 50 paires de doigts. La première résonance correspond à l'onde de Rayleigh, la seconde à une pseudo-onde de surface.

Pour pallier le phénomène de diffraction évoqué auparavant, des méthodes de compensation ont été développées ainsi que des techniques de guidage latéral de manière à limiter notamment les pertes observées dans les résonateurs à ondes de surface. Nous passons donc à la description de ces différentes solutions.

1.5 Guidage des ondes acoustiques de surface

Nous allons dans cette partie commencer par évoquer les différentes manières de compenser le problème de diffraction en sortie des IDTs puis nous parlerons des différentes techniques de guidage acoustique en deux dimensions.

1.5.1 Compensation de diffraction

Une des façons de compenser la diffraction consiste à faire varier l'ouverture acoustique le long du peigne. Szabo et Slobodnik [11] proposent en 1974 une structure d'IDT reportée sur la Figure 1.11 où ils calculent la valeur optimale du recouvrement de chaque paire de doigts d'un IDT récepteur en fonction de sa distance par rapport à l'IDT émetteur afin de corriger la diffraction du faisceau acoustique émis. Cependant, la correction reste faible et ne fonctionne que pour la fréquence centrale. De plus, l'efficacité de transduction est diminuée à la réception.

Suite à cette première démonstration de correction de la diffraction, des recherches ont été faites pour améliorer la technique de calcul en modifiant la technique de compensation. Nous pouvons citer la méthode de la réponse impulsionnelle limitée qui consiste à faire correspondre la forme de la réponse impulsionnelle de l'IDT, transposée dans le domaine temporel par transformée de Fourier, avec la réponse permettant de compenser la diffraction sur une bande allant de f_0 (fréquence centrale) à $|2f_0|$. Ceci se fait toujours en faisant varier l'ouverture acoustique, ce qui a pour effet de faire varier l'amplitude des oscillations de la réponse fréquentielle. De plus, il faut également changer la position des doigts de

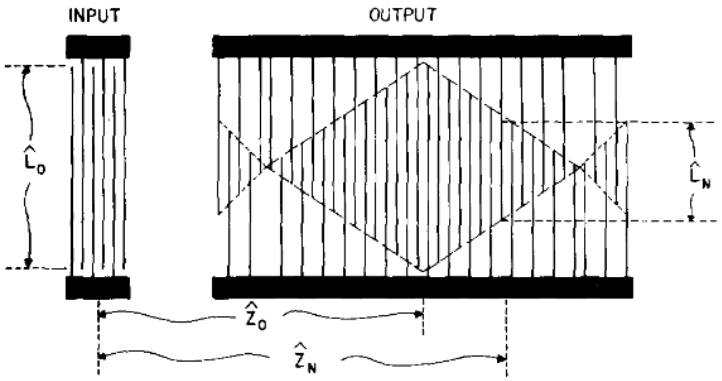


FIGURE 1.11 – Schéma de la structure proposée par Szabo *et al.* [11] permettant de corriger la diffraction du faisceau acoustique. La correction se fait en optimisant la valeur de L_N.

manière à faire correspondre les phases [12]. Cela permet de compenser la diffraction sur une plus large bande de fréquence.

Une autre technique consiste à ajouter un doigt inactif en face de chaque doigt déjà existant de manière avoir quatre doigts par longueur d'onde et à faire varier seulement le recouvrement. Le calcul du recouvrement se fait toujours à partir de la réponse fréquentielle transposée dans le domaine temporel. Cependant, la bande est cette fois limitée de $-f_0$ à f_0, ce qui fait que la transposée dans le domaine temporel ne comporte pas de partie réelle, ce qui explique pourquoi il n'y a que l'amplitude du recouvrement qui est modifiée.

Savage et Matthaei [13] ont fait une étude comparative des différentes méthodes de calcul présentes à l'époque et ont conclu que la plus performante est celle qui consiste à ajouter un doigt inactif en face de chaque doigt car l'algorithme de calcul est plus simple et plus rapide et également car elle ne nécessite pas de changer la position des doigts, ce qui simplifie la fabrication de l'IDT. Plus tard, quelques autres méthodes de calcul ont été développées, le principe étant toujours de calculer le recouvrement optimal de chaque paire de doigts [14, 15].

Une autre façon de compenser la diffraction est de rechercher l'orientation cristallographique qui permet d'avoir la diffraction la plus faible. Des études consistant à trouver une coupe possédant une diffraction minimale ont été faites par Slobodnik *et al.* [16, 17]. Pour ce faire, ils commencent par tracer l'évolution du rapport $\partial\phi/\partial\theta$ en fonction de l'angle de rotation où ϕ est l'angle de diffraction et θ l'angle de propagation. Ce rapport des angles doit valoir -1 pour que la diffraction soit nulle. En traçant son évolution en fonction de l'angle ils peuvent donc trouver les orientations les plus performantes en termes de diffraction. Un exemple est reporté sur la Figure 1.12. Cependant cette méthode a une limite de validité définie par le critère de déviation parabolique δ_m qui doit valoir entre 0 et 2 sur une plage d'angle de $\pm 5^\circ$, avec δ_m valant :

$$|\delta_m| = |\frac{(V_{fit} - V_s)}{V_s}| \times 10^5. \tag{1.23}$$

avec V_{fit} la vitesse de phase de l'onde de surface ajustée à une parabole et V_s la vitesse de phase de l'onde de surface. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle est très dépendante des paramètres du matériau et les résultats dépendent donc de la source bibliographique utilisée pour connaitre la valeur de ces paramètres. Le niobate de lithium coupe (YXl)/128 (aussi notée Y+128°) permet d'obtenir $\partial\phi/\partial\theta \approx -1$ et est la coupe à diffraction minimale la plus employée.

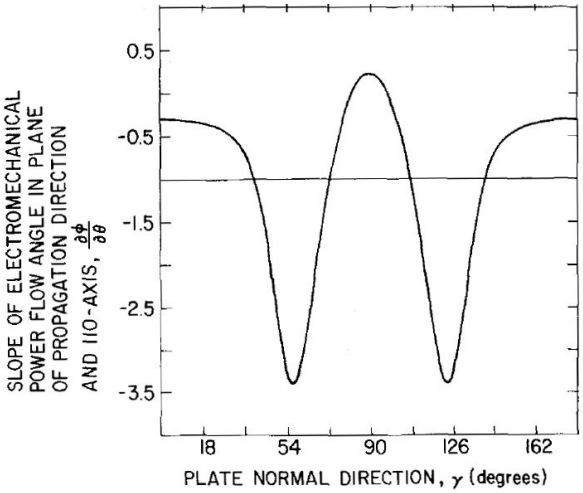


FIGURE 1.12 – Tracé du rapport $\partial\phi/\partial\theta$ en fonction de l'angle de rotation de la coupe d'un cristal de germanate de bismuth. La ligne horizontale correspond à une valeur de -1. D'après [16].

La compensation de diffraction ne suffit pas toujours à éliminer les pertes spatiales causées par les peignes interdigités. Dans le cas des résonateurs à ondes de surface, des modes transverses peuvent intervenir et causer des pertes latérales.

1.5.2 Confinement des modes transverses

Les modes transverses présents dans les résonateurs à ondes de surface causent des fuites d'énergie dans les bus latéraux. Solal *et al.* [18] ont testé différentes manières pour confiner l'énergie et ainsi limiter les pertes dues aux modes transverses. Pour ce faire, ils ont testé l'utilisation d'électrodes inactives face à chaque électrode active. Ils ont également testé l'élargissement de l'espacement entre les bus latéraux et l'ouverture acoustique, ce qui permet d'éviter le couplage de l'énergie dans les bus latéraux. La comparaison de la réponse de deux résonateurs conçus en appliquant ces deux méthodes et d'un résonateur sans modification est montrée Figure 1.13. Nous pouvons clairement voir que le confinement de l'énergie est meilleur dans le cas où l'espacement entre les électrodes et les bus est agrandi : l'énergie acoustique reste confinée dans la longueur de l'ouverture acoustique du fait qu'il n'y a plus de couplage avec les bus latéraux. Cette méthode permet donc d'annuler les fuites latérales dans les peignes. Elle peut probablement être améliorée si la zone de confinement provoque, en plus, un ralentissement de l'onde acoustique.

Nous venons de voir qu'il est possible de compenser la diffraction des IDTs, néanmoins la longueur de l'ouverture acoustique reste de l'ordre de plusieurs dizaines de longueurs d'ondes. Pour une utilisation optimale de l'énergie acoustique, il est parfois préférable de la confiner et de la guider. Il est possible d'utiliser des guides acoustiques permettant de guider l'onde en deux dimensions, ce qui permet d'augmenter la densité d'énergie.

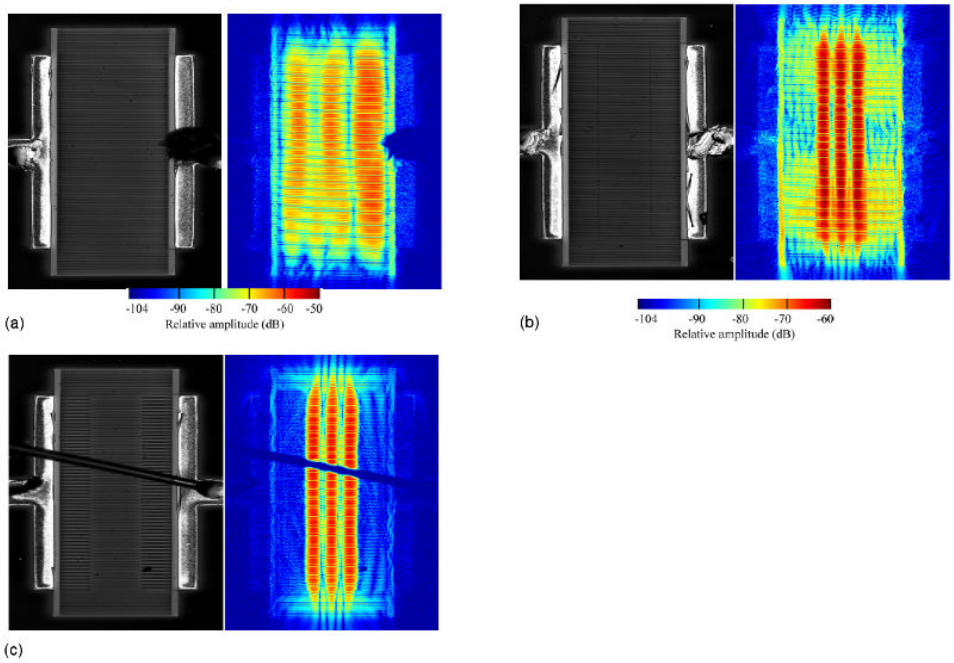


FIGURE 1.13 – Comparaison du déplacement mécanique hors plan à la fréquence des modes transverses entre (a) le résonateur sans modifications, (b) le résonateur avec électrodes inactives et (c) le résonateur avec espacement doigt/bus élargit. D'après [18].

1.5.3 Guidage de l'énergie acoustique

Par essence, une onde acoustique de surface est déjà une onde guidée à l'interface entre deux milieux, mais ce guidage n'est effectif que dans une dimension de l'espace : la profondeur. Pour un meilleur contrôle de la propagation des SAWs, un guidage en deux dimensions est parfois nécessaire. En effet, un guidage dans la largeur peut permettre d'éviter la diffraction du faisceau, le couplage entre deux faisceaux et peut également permettre de diriger l'onde. La tendance à la miniaturisation donne une plus grande utilité au guidage acoustique car celui-ci permet de réduire la surface utile de substrat. Le guidage est obtenu classiquement en créant une zone où l'onde est ralentie car l'onde s'y propagera de préférence.

Pour ajouter un guidage latéral au guidage en profondeur déjà existant, plusieurs techniques ont été développées et peuvent être regroupées en trois thèmes. La première est le guidage dit "topographique", il consiste à structurer le substrat de manière à former une arête guidant l'onde. La seconde consiste à modifier les propriétés intrinsèques du substrat de façon à changer la vitesse de propagation et ainsi créer un guide. La dernière est le dépôt de couches de métal qui permet, suivant les caractéristiques du métal, de créer une zone lente ou une zone rapide. Ces techniques sont schématisées Figure 1.14.

Formation d'une arête

Le guidage dit "topographique", imaginé par Ash *et al.* en 1967 [19] repose sur des structures guidantes produites par une structuration de la surface. Le guidage est attribué à une diminution des contraintes du matériau et à l'isolation du champ acoustique du reste du substrat. Nous pouvons distinguer deux formes de structure : l'arête rectangulaire et l'arête en coin schématisées Figures 1.14(d) et (e).

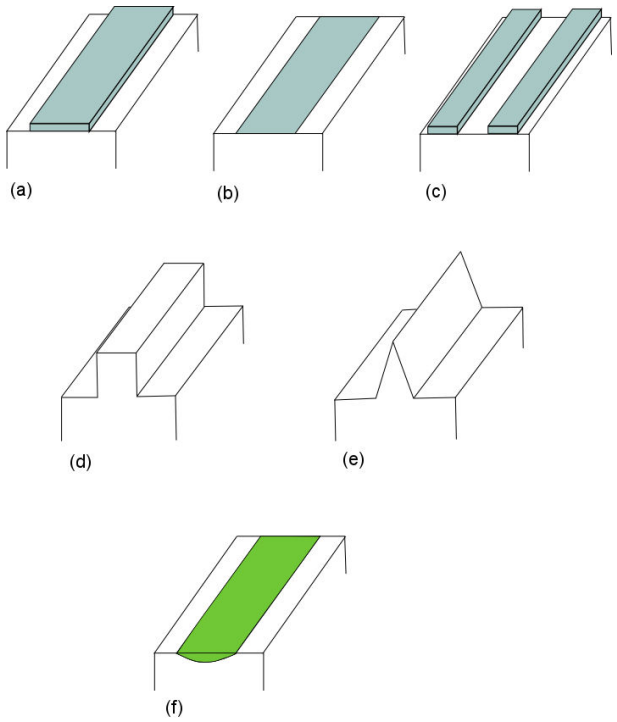


FIGURE 1.14 – Schémas de principe des différents procédés de guidage. Les couches de métal : (a) couche de métal déposé sur substrat, (b) couche mince de métal sur substrat piézoélectrique permettant un court-circuit, (c) rainure créée entre deux couches de métal. Les arrêtes structurées : (d) arrête rectangulaire, (e) arrête en coin. (f) modification des propriétés de la surface.

L'arête rectangulaire a été étudiée par Mason *et al.* en 1971 [20] et montre une plus forte réduction de la vitesse lorsque le rapport d'aspect de l'arête augmente. Deux types de modes se propagent dans l'arête avec des caractéristiques différentes. Le plus courant est le mode anti-symétrique, appelé mode de flexion car il provoque une oscillation de la surface de l'arête. Les études théoriques réalisées [21, 22] montrent qu'avec ce mode, le champ acoustique est fortement confiné dans l'arête et montre également une forte dispersion. Cependant, comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.15(a), il existe une fréquence de coupure à partir de laquelle la vitesse de l'onde devient à nouveau égale à celle de l'onde de Rayleigh dans le substrat, ce qui signifie que les modes d'ordre élevé ne sont plus dispersifs. Nous remarquons également que la fréquence de coupure diminue lorsque la hauteur de l'arête augmente.

L'autre mode de propagation est le mode symétrique qui se caractérise par un fort confinement de l'énergie dans l'arête. Etudié par Li *et al.* [24], ce mode se compose en fait de deux modes couplés, un mode de Lamb et un mode transverse horizontal (*Shear Horizontal*, SH). Ce couplage fait que l'onde ressemble beaucoup à l'onde de Rayleigh se propageant sur surface libre, d'où le nom de pseudo-Rayleigh pour ce mode. Nous pouvons voir sur les courbes reportées sur la Figure 1.15(b) que la dispersion est beaucoup moins importante qu'avec le mode de flexion mais également qu'au maximum, l'onde n'est ralentie que d'environ 1%, ce qui est très faible par rapport au mode anti-symétrique où le ralentissement peut atteindre environ 50% à la fréquence de coupure.

En comparant les deux modes, il vient donc que le mode anti-symétrique apporte une forte réduction de la vitesse de propagation en confinant efficacement l'énergie acoustique alors que le mode symétrique montre également un fort confinement mais un ralentissement très faible et une faible dispersion. Ainsi,

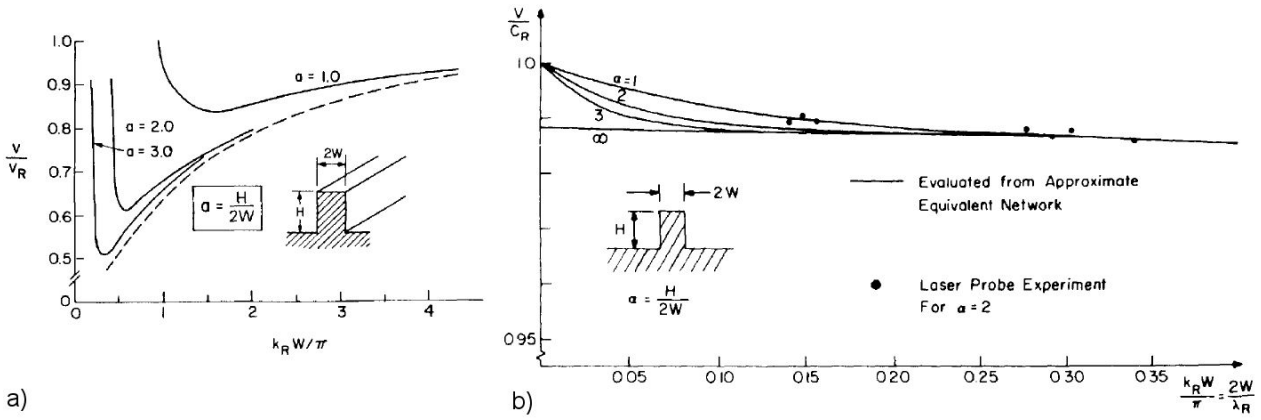


FIGURE 1.15 – Courbes de dispersion des modes anti-symétriques et symétriques dans une arête rectangulaire. a) Mode anti-symétrique, b) mode symétrique. D'après [23].

le mode symétrique est un bon candidat pour la mise en place de longues lignes à retard alors que le mode anti-symétrique, plus souvent utilisé, convient pour une plus large gamme d'applications.

En ce qui concerne les arêtes en coin, il y a également un ralentissement de la vitesse de propagation mais il dépend de l'angle de l'arête. Lorsque ce dernier diminue, la vitesse de propagation diminue également [25, 26]. En effet, la vitesse de propagation à l'intérieur de la structure se calcule approximativement par la relation $v \approx v_r \sin(m\theta)$, avec v_r vitesse de l'onde de Rayleigh et m l'ordre du mode, ce qui fait que pour un angle de 15°, le mode d'ordre 1 se propage à environ seulement 25% de la vitesse de l'onde de Rayleigh. Nous pouvons voir sur la Figure 1.16 les courbes de dispersion tracées pour une pointe de duralumin. Nous remarquons que la structure est multi-mode jusqu'à un certain angle qui vaut ici environ 70° avec des modes d'autant plus fortement localisés dans la pointe que leur fréquence augmente. Ensuite, l'arête est mono-mode jusqu'à environ 100°qui est l'angle où la vitesse du mode atteint celle de l'onde de Rayleigh. Au delà de cette vitesse, le mode n'est plus guidé. Au dessus de 70°, le mode est fortement localisé sur les flancs de la structure mais est en revanche faiblement localisé au niveau de la pointe. L'inconvénient majeur de l'arête en coin est la fabrication car si la pointe n'est pas parfaite, cela provoque une dispersion de la vitesse de propagation de quelques %. S'il y a discontinuité de la pointe due à un défaut de fabrication, il se produit des réflections à haute fréquence. De ce fait, ce type de guide est utilisé uniquement pour de basses fréquences [27, 28].

Le guidage par arête montre un fort confinement de l'onde du fait de l'isolation avec le reste du substrat. Cependant, cette isolation peut devenir un inconvénient du fait de la structuration du substrat qui rend l'intégration d'autres systèmes interagissant avec le guide très difficile.

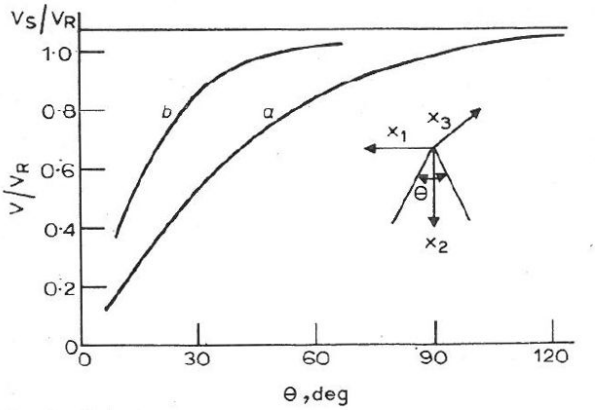


FIGURE 1.16 – Courbes montrant l'évolution la vitesse de propagation des deux premiers modes présents dans une arête rectangulaire en fonction de l'angle. a) Mode fondamental, b) second mode. D'après [25].

Modification des propriétés de la surface de propagation

En ce qui concerne la modification des propriétés de la surface de propagation (schématisé Figure 1.14(f)), deux techniques sont utilisées : la diffusion de métal et l'échange protonique. Le guidage tient au fait que ces deux techniques endommagent la structure cristalline et rendent le matériau moins rigide, ce qui permet de ralentir la propagation des ondes.

La diffusion de métal permet de créer une région où la propagation des SAWs est plus rapide. Schmidt [29] a testé trois métaux différents, le titane, le nickel et le chrome, sur un substrat de niobate de lithium. La diffusion se fait en chauffant un substrat où une couche de métal a été déposée. L'épaisseur de la couche de métal ainsi que la température et la durée du recuit influent sur les paramètres de diffusion. Il en ressort que le titane est le plus efficace pour accélérer les SAWs avec une accélération de 1,4% et des pertes de propagation d'environ 0,4 dB/cm à 412 MHz en ayant déposé une couche de 150 nm chauffée à 1000˚C pendant 30h. Avec les mêmes paramètres de recuit, le nickel permet une accélération de 0,5% avec une couche de 100 nm et le chrome de 1% avec une couche de 80 nm. La différence de résultat s'explique par le fait que le titane est le matériau qui va être diffusé le moins profondément dans le substrat. Ainsi, le titane diffusé se trouve proche de la surface et peut interagir avec l'onde de surface car celle-ci pénètre à environ une longueur d'onde. Le nickel pénètre à plus d'une longueur d'onde donc l'onde acoustique ne "voit" pas le métal diffusé. Wheller *et al.* [30] ont également fabriqué ce genre de guide. Ils ont diffusé une couche de titane de 38 nm pendant 11h à 1100˚C pour obtenir une accélération de l'onde acoustique d'environ 1,25% à 240 MHz.

L'échange protonique, suivant les paramètres utilisés, permet de créer une région lente ou rapide. Hinkov a démontré cet effet sur un substrat de niobate de lithium coupe Y et Z [31, 32] en précédant l'échange d'une diffusion de titane. Des mesures ont également été faites sur niobate de lithium coupe Y+128˚qui est la coupe la plus utilisée pour les ondes de surface [33]. L'échange protonique consiste à plonger le substrat dans de l'acide chauffé. Il se produit un échange entre les ions constituant le substrat et les protons H^+ de l'acide, ce qui a pour effet de déstructurer les mailles cristallines du substrat. L'échange protonique est donc suivi d'un recuit pour restructurer le cristal. En modifiant la dilution de l'acide, la durée de l'échange et celle du recuit qui agissent respectivement sur l'intensité et la profondeur de l'échange et sur la qualité de la maille cristalline, une région plus lente ou plus rapide peut être créée. De cette manière, une accélération de 1,3% a été obtenue sur du niobate de lithium coupe Y propagation

Z avec un échange de 24h dans un acide dilué à 1% et un ralentissement de 16% obtenu sur niobate de lithium coupe Y propagation X avec un échange de 18h sans recuit. Cependant, cette technique provoque d'importantes pertes de propagation qui sont, par exemple, de 4 dB/cm à 450 MHz, ce qui est environ dix fois plus grand que pour les guides obtenus par diffusion.

Le guidage par modification des propriétés de la surface montre des caractéristiques moins attrayantes du fait des pertes de propagation non négligeables. Le ralentissement obtenu par échange protonique est bien inférieur à ceux des guides topographiques. Cela fait qu'ils sont peu utilisés, mais constituent tout de même une alternative aux guides précédents qui contraignent à avoir une surface de propagation non plane, ce qui peut être gênant pour certains développements.

Couches de métal déposées sur le substrat

Le guidage par couche de métal est divisé en trois genres. Le premier, représenté sur la Figure 1.14(a), repose sur le dépôt d'une couche épaisse de métal dans laquelle la propagation des ondes est plus lente que dans le substrat sur lequel elle est déposée. Ceci est réalisable grâce à l'utilisation de métaux de faible rigidité ou de forte densité (on parle alors de *strip waveguide*). L'épaisseur de la couche va provoquer un effet de charge massique qui va ralentir la vitesse des ondes acoustiques plus ou moins efficacement suivant l'épaisseur. Proposée pour la première fois dans un brevet par Seidel en 1968 [34], cette technique permet de ralentir la vitesse de propagation des ondes de surface avec une efficacité qui augmente avec l'épaisseur de la couche. A basse fréquence, l'énergie n'est pas très bien confinée et la vitesse des ondes reste proche de celle de l'onde Rayleigh dans le substrat mais plus la fréquence augmente, plus le confinement est important et la vitesse décroit jusqu'à se rapprocher de celle de l'onde de Rayleigh dans le métal seul. Ceci s'explique par l'effet de charge massique produit par la couche de métal. Des courbes de dispersion montrant cet effet sont visibles sur la Figure 1.17. En 1976, Yen et Oliner [35] publient une comparaison des études théoriques réalisées auparavant. Ces dernières concernent la configuration la plus présente à l'époque, c'est-à-dire une couche d'or sur un substrat de quartz. L'or est très utilisé pour le ralentissement par charge massique car c'est un métal très dense. Il en résulte que toutes les théories montrent des résultats similaires et concordent avec la pratique lorsque l'épaisseur de la couche de métal est grande avec un facteur de forme supérieur à 30. En revanche, lorsque la couche a un facteur de forme inférieur à 30, les résultats divergent. Dans ce cas, la théorie qui se rapproche le plus de la pratique est celle qui prend en compte le plus efficacement l'effet de la discontinuité géométrique entre le métal et le substrat. Ceci montre donc que la discontinuité a une influence d'autant plus forte que la couche est mince.

Le second type de couche de métal est une couche mince sur substrat piézoélectrique (on parle alors de *shorting strip waveguide*). Cette couche très mince permet de court-circuiter le champ électrique associé à l'onde se propageant sur la surface piézoélectrique. C'est ce phénomène qui permet de ralentir les ondes qui se propagent sous la couche mince contrairement à l'exemple précédent où c'était l'effet de charge massique qui produisait le ralentissement. Une étude théorique de Hughes [36] suivie par une étude expérimentale de Coldren et Schmidt [37] réalisée avec de l'argent déposé sur du germanate de bismuth montrent une faible réduction de la vitesse d'environ 2% ainsi qu'un faible confinement de l'énergie. L'onde est donc faiblement liée au guide et cela provoque des pertes transverses au bord du guide. Néanmoins, ces guides montrent une faible dispersion, ce qui fait qu'ils sont très utilisés pour la réalisation de longues lignes à retard. Des courbes de dispersion sont reportées Figure 1.18 pour une couche de 50 nm d'aluminium sur un substrat de niobate de lithium où nous remarquons le faible ralentissement et également la faible influence de l'effet de charge provoqué par l'épaisseur de la couche.

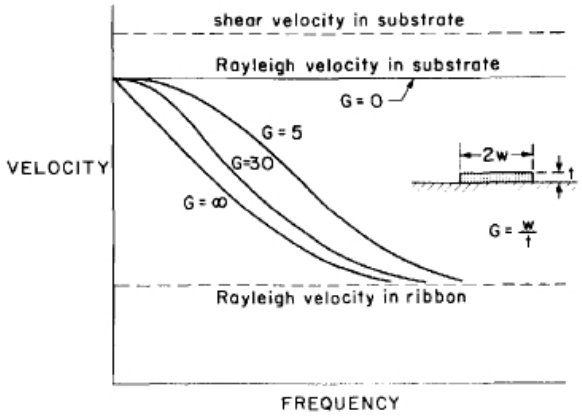


FIGURE 1.17 – Courbes de dispersion pour plusieurs rapports d'aspect du mode dominant dans une couche d'or déposée sur du quartz fondu, avec G le facteur de forme de la couche. D'après [23].

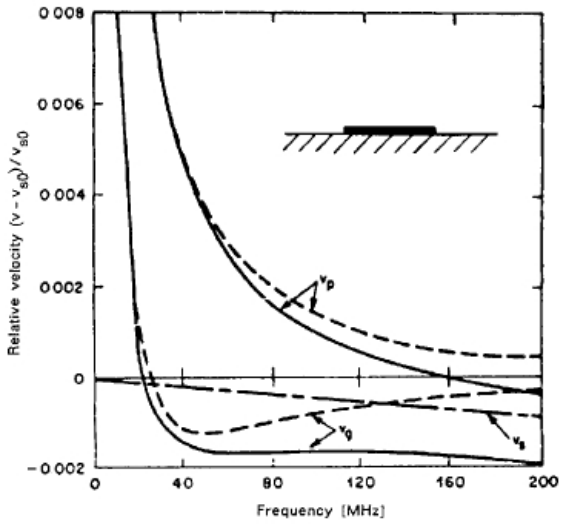


FIGURE 1.18 – Courbes de dispersion montrant l'évolution de la vitesse de phase (v_p) et de la vitesse de groupe (v_g) pour une couche de 50 nm d'aluminium sur un substrat de niobate de lithium. Les courbes solides montrent la variation due à l'effet de court-circuit seul alors que les courbes pointillées incluent l'effet de charge massique représenté par la courbe v_s. D'après [23].

La dernière configuration reportée Figure 1.14(c) est l'opposée de la première, c'est-à-dire que le guidage ne se fait pas dans une couche de métal qui ralentit les ondes mais entre deux couches de métal rigide et léger qui accélèrent la vitesse de propagation et créent ainsi une différence de vitesse entre les couches et la zone centrale. Il s'agit là d'une configuration de type *slot waveguide*. A basse fréquence, l'influence des couches de métal est très faible et la vitesse des ondes est proche de celle des ondes de Rayleigh dans le substrat. Quand la fréquence augmente, l'influence du métal s'intensifie, les ondes sont accélérées et l'énergie se confine dans la zone non métallisée. Cependant, la vitesse de propagation possède une valeur maximale qui dépend du matériau choisi pour les couches de métal ainsi que de leur épaisseur et de l'espace entre les deux couches. Cet effet est visible sur les courbes de dispersion de la Figure 1.19. Peverini *et al.* [38] proposent en 2004 l'étude et l'utilisation expérimentale de ce type

de guides dans une application acousto-optique de convertisseur de polarisation optique sur niobate de lithium. Ils utilisent simplement un film diélectrique pour ne pas perturber le faisceau optique car l'onde acoustique est guidée au dessus d'un guide optique. Trois matériaux diélectriques ont été théoriquement étudiés : l'alumine (Al_2O_3), la silice (SiO_2) et l'oxyde de magnésium (MgO). Il en ressort que l'alumine montre une meilleure efficacité avec des pertes de propagation d'environ 0,5 dB/cm et une accélération des ondes d'environ 2% pour une épaisseur de 0,5 µm. En effet, des trois matériaux testés, c'est celui qui possède le plus grand module de Young donc celui dans lequel les ondes se propageront le plus vite. Pour la même épaisseur, la silice et le magnésium montrent une accélération d'environ 1%. Il faut noter que les guides *slot* sont plus efficaces que les guides *strip* au niveau de pertes de propagation. En effet, dans le cas des guides *strip*, l'onde se propage dans un métal et est donc soumise à des pertes plus importantes.

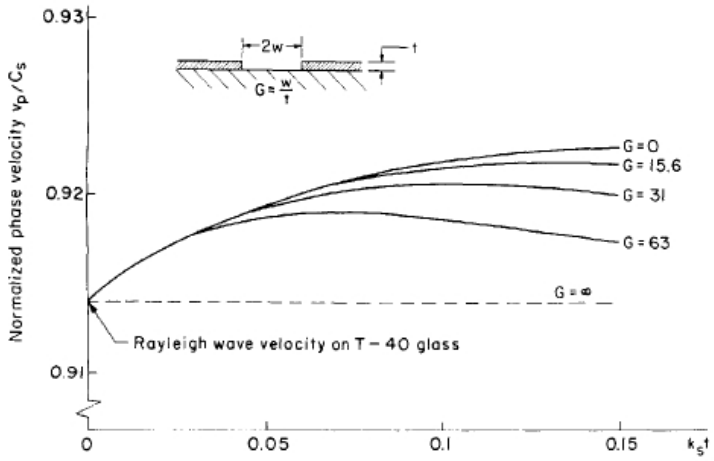


FIGURE 1.19 – Courbes de dispersion pour un mode des guides montrés sur la Figure 1.14(c) sur un substrat de verre T-40 et pour différents rapports d'aspect. C_s est la vitesse des ondes de volume dans le substrat et k_s est le nombre d'onde. D'après [23].

Le guidage par utilisation de couches de métal est très utilisé car c'est la catégorie de guide qui propose le meilleur compromis entre efficacité et facilité de mise en œuvre. De plus, les technologies de guides "strip" et "slot" peuvent être couplées de façon à ralentir l'onde au centre de la structure tout en l'accélérant sur les bords.

1.5.4 Résumé

Pour résumer, ces guides permettent tous un guidage des ondes acoustiques sur deux dimensions : la profondeur et la largeur. Néanmoins, ils provoquent tous des pertes de propagation qui peuvent être importantes notamment dans le cas de guides par échange protonique. Certains d'entre eux voient leur efficacité varier avec la fréquence de l'onde acoustique comme c'est le cas pour les guides utilisant une couche de métal. Les guides topographiques sont certainement les plus efficaces mais le fait de devoir structurer la surface comme c'est le cas induit forcément des problèmes d'encombrement et des problèmes de mise en place lors de la conception de dispositifs complexes.

Il faut également tenir compte du fait que l'onde acoustique est générée par une source extérieure, ce qui provoque des pertes d'insertion lors du couplage de l'onde dans le guide. Une technique de couplage par prisme dans des guides par couche de métal a été mise au point mais avec une efficacité n'excédant pas 65% [39].

Pour une plus grande efficacité des guides acoustiques, il faudrait, dans l'idéal, que les pertes de propagation soient les plus faibles possibles et que le confinement de l'énergie soit réalisé sans diffraction. Il faudrait également que l'efficacité du guidage ne varie pas avec la fréquence, tout en sachant que la fréquence maximum pour une onde de surface est donnée par la limite de la zone radiative. De plus, certaines applications nécessitent un guide acoustique de quelques micro-mètres de large de façon à utiliser plus efficacement l'énergie.

1.6 Conclusion

Nous avons ici posé les bases de la physique des ondes élastiques de volume et des ondes de surface. Nous avons expliqué le principe des transducteurs à peignes interdigités qui sont des dispositifs omniprésents dans le domaine de l'acoustique radio-fréquence. Nous avons également rapporté les techniques de guidage des ondes de surface existantes tout en exposant leurs points faibles que nous allons nous efforcer de combler dans la suite de cette thèse. En effet, la création d'un guide d'onde efficace, sans pertes et confinant l'énergie sur une zone restreinte permettrait d'envisager une utilisation optimale de l'énergie, ce qui pourrait améliorer la qualité de certaines applications nécessitant des ondes acoustiques de surface.

Chapitre 2

Interaction acousto-optique

2.1 Introduction

Le phénomène de diffraction des ondes lumineuses par un champ élastique a été évoqué théoriquement pour la première fois par Léon Brillouin en 1914. Ces recherches ont été suivies en 1932 par des travaux expérimentaux de Lucas et Bicquard d'un côté et de Debye et Sears de l'autre. Les résultats expérimentaux ne concordant pas avec la théorie de Brillouin, de nouveaux outils théoriques ont été mis en place par Raman et Nath en 1935.

La diffraction de la lumière intervient par le biais d'une modification périodique de l'indice de réfraction du milieu de propagation. Cette modification est due aux déformations causées par le déplacement d'une onde acoustique. Cet effet permet de provoquer une déflection dynamique des ondes optiques, ce qui était jusque là irréalisable sans miroir. C'est pour cette raison que l'acousto-optique a commencé à prendre de l'importance lors de l'avènement du laser dans les années 60 et reste à ce jour un moyen efficace pour manipuler la lumière.

Nous allons dans ce chapitre évoquer les caractéristiques optiques des cristaux puis nous poursuivrons avec la théorie permettant de quantifier la variation d'indice de réfraction causée par une onde acoustique. Nous détaillerons ensuite les régimes de diffraction les plus couramment mis en œuvre.

Dans une seconde partie nous donnerons les caractéristiques des matériaux les plus employés, ce qui nous permettra de justifier leur utilisation. Nous poursuivrons en expliquant le fonctionnement des trois grandes familles de dispositifs acousto-optiques : les déflecteurs, les modulateurs et les filtres. Nous terminerons en évoquant les applications utilisant les ondes acoustiques de surface.

2.2 L'interaction acousto-optique

Commençons par évoquer la propagation des ondes lumineuses dans les cristaux.

2.2.1 Optique des cristaux

Pour interpréter la propagation des ondes optiques dans les cristaux, il est nécessaire de poser les équations de Maxwell qui expliquent le comportement des ondes électromagnétiques. Ainsi, dans le cas d'un matériau optiquement transparent et sans charges libres à l'intérieur, les équations sont de la forme :

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \tag{2.1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \tag{2.2}$$

$$\nabla.\mathbf{B} = 0, \tag{2.3}$$

$$\nabla.\mathbf{D} = 0 \tag{2.4}$$

avec **E** le champ électrique, **H** le champ magnétique, **D** le champ de déplacement électrique, **B** l'induction magnétique. Dans un milieu non magnétique, $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}$ avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide. En prenant la dérivée seconde par rapport au temps du champ de déplacement, nous pouvons écrire la relation suivante qui nous sera utile par la suite :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\mu_0}\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}). \tag{2.5}$$

Il est également nécessaire de connaître l'indice de réfraction n du milieu. Cet indice nous renseigne sur la vitesse de l'onde dans le cristal par la relation $v = c/n$ avec c la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour déterminer n il faut résoudre les équations de Maxwell. Considérons le cas d'une onde plane optique monochromatique se propageant dans la direction définie par le vecteur unitaire **r**. Dans ce cas $\mathbf{D}(r,t) = \mathbf{D}_0 \exp\{\imath(\omega[t-(\mathbf{n}.\mathbf{r})/c)]\}$ avec **n** un vecteur homogène à un indice de réfraction. Les équations précédentes définissant **D** et **H** peuvent donc être écrites de la manière suivante :

$$\mathbf{D}_0 = -\frac{1}{c}\mathbf{n} \times \mathbf{H}_0, \tag{2.6}$$

$$\mathbf{H}_0 = \frac{1}{\mu_0 c}\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0 = \varepsilon_0 c\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0 \tag{2.7}$$

où $\mathbf{D}_0$ et $\mathbf{H}_0$ désignent les amplitudes du champ de déplacement et du champ électrique et ε_0 la permittivité diélectrique du vide avec $\varepsilon_0\mu_0 c^2 = 1$.

A partir de ces équations, nous pouvons réécrire l'équation (2.5) de la façon suivante :

$$\frac{1}{\varepsilon_0}\mathbf{D}_0 = -\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0) = n^2\mathbf{E}_0 - (\mathbf{n}.\mathbf{E}_0)\mathbf{n}. \tag{2.8}$$

Il est également utile de donner l'équation constitutive diélectrique :

$$\mathbf{D}_0 = \varepsilon_0\varepsilon_r\mathbf{E}_0 \tag{2.9}$$

avec ε_r la permittivité diélectrique relative au matériau. Ainsi, en substituant l'équation (2.9) dans l'équation (2.8), nous obtenons une expression du champ électrique :

$$\varepsilon_r\mathbf{E}_0 = n^2\mathbf{E}_0 - (\mathbf{n}.\mathbf{E}_0)\mathbf{n}. \tag{2.10}$$

Cette équation peut être écrite sous la forme de composantes (nous abandonnons volontairement l'indice 0 dans un souci de simplification) :

$$\varepsilon_{ij}E_j = (n^2\delta_{ij} - n_i n_j)E_j \tag{2.11}$$

avec i et j variant de 1 à 3 et indiquant l'axe de propagation et δ_{ij} le symbole de Kronecker. Ensuite,

en posant $\mathbf{n} = n\mathbf{x}$ avec $\mathbf{x}$ vecteur unitaire donnant la direction de propagation, nous pouvons réécrire l'équation précédente de la manière suivante :

$$\varepsilon_{ij}E_j = n^2(\delta_{ij} - x_i x_j)E_j. \tag{2.12}$$

Cette forme nous permet de définir un problème aux valeurs propres généralisé pour la valeur propre n^2 avec le vecteur propre $\mathbf{E}$.

Il est possible de définir cette même relation en fonction du champ de déplacement $\mathbf{D}$. A partir de l'équation (2.9) nous pouvons écrire que :

$$\varepsilon_0 E_i = \eta_{ij} D_j \tag{2.13}$$

avec η_{ij} l'impermittivité définie par :

$$\varepsilon_{ki}\eta_{ij} = \delta_{kj}. \tag{2.14}$$

Ainsi, nous pouvons récrire l'équation (2.11) en terme de champ de déplacement :

$$\frac{1}{n^2}D_i = (\eta_{ik} - x_i x_j \eta_{jk})D_k. \tag{2.15}$$

Cette équation permet, de la même manière que précédemment, de définir un problème aux valeurs propres pour la valeur propre $1/n^2$ avec le vecteur propre $\mathbf{D}$.

Les équations (2.12) et (2.15) sont deux formes différentes de la même équation et permettent de connaître la polarisation de l'onde et l'indice de réfraction du milieu suivant la direction de propagation. Cela peut être comparé à l'équation de Christoffel (1.7) permettant de trouver la vitesse et la polarisation des ondes acoustiques.

De plus, nous savons que $\nabla.\mathbf{D} = 0$ donc que $x_i D_i = 0$. Nous avons donc :

$$\frac{1}{n^2}D_i D_i = D_i \eta_{ik} D_k \tag{2.16}$$

en posant $d_i = nD_i/\sqrt{D_i D_i}$, nous obtenons l'équation suivante :

$$d_i \eta_{ik} d_k = 1. \tag{2.17}$$

Cette dernière équation définit l'ellipsoïde des indices. De la même manière que la surface des lenteurs en acoustique, l'ellipsoïde des indices permet de définir l'indice de réfraction suivant la direction de propagation. Un exemple de représentation de cette ellipsoïde est reporté sur la Figure 2.1.

Dans le cas d'un cristal isotrope, la solution de l'équation (2.17) est une sphère de rayon n car les propriétés du cristal ne dépendent pas de la direction de propagation.

Pour les cristaux anisotropes, nous pouvons distinguer deux cas, les cristaux biaxes et les cristaux uniaxes. Les cristaux biaxes sont des cristaux ayant deux axes optiques. Ces axes sont des directions de propagation pour lesquelles l'indice de réfraction est indépendant de la direction de la polarisation. Ainsi, pour un cristal biaxe, il y a trois indices de réfraction différents.

Les cristaux uniaxes ne possèdent qu'un seul axe optique et ont donc deux indices différents usuellement nommés n_o pour indice ordinaire et n_e pour indice extraordinaire. n_o est égal au rayon de l'ellipsoïde formant la section perpendiculaire à l'axe optique, n_e est le rayon suivant l'axe optique. Si $n_e > n_o$ alors le cristal est dit uniaxe positif, dans le cas contraire il est dit uniaxe négatif.

Il est donc possible, en connaissant les permittivités relatives du milieu de propagation et en résolvant les équations de Maxwell pour la direction de propagation choisie, de connaître la polarisation de l'onde

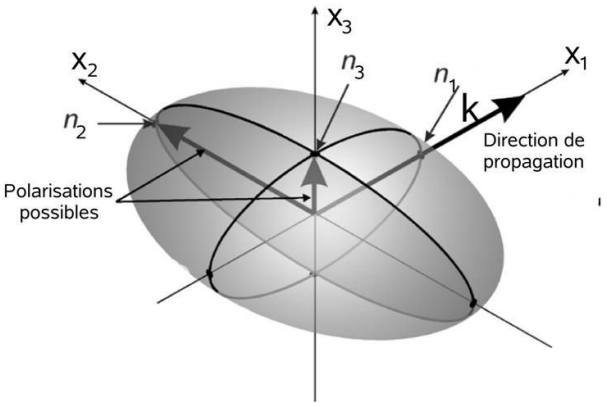


FIGURE 2.1 – Exemple de représentation de l'ellipsoïde des indices d'un milieu anisotrope.

et également sa vitesse de propagation.

2.2.2 Effet photo-élastique

L'effet photo-élastique est l'effet responsable de la modification de l'impermittivité du milieu sous l'influence d'une onde acoustique. Cet effet peut être expliqué de deux manières. Il est possible de traiter le problème comme une interaction paramétrique à trois ondes ou d'adapter la théorie de Pockels définissant l'effet électro-optique à l'acousto-optique. La première méthode est plus rigoureuse mais la seconde méthode est plus souvent utilisée car elle répond très largement à la plupart des cas pratiques.

Commençons par expliquer l'effet photo-élastique par la théorie de Pockels.

Théorie de Pockels

La théorie de Pockels est habituellement utilisée dans le cas de l'interaction électro-optique et décrit la modification de l'impermittivité d'un cristal par un champ électrique.

Cette théorie est donc adaptée à l'acousto-optique par la relation suivante :

$$\Delta\eta_{ij} = p_{ijkl} S_{kl} \tag{2.18}$$

avec p constante photo-élastique du matériau. Ainsi, l'équation (2.17) devient :

$$d_i(\eta_{ij} + p_{ijkl} S_{kl}) d_j \;=\; 1. \tag{2.19}$$

Ensuite nous pouvons relier la variation $\Delta\eta$ à la variation $\Delta\varepsilon$ en utilisant la relation (2.14). Ainsi, nous pouvons exprimer la variation de permittivité par :

$$\Delta\varepsilon_{il} = -\varepsilon_{ij}\Delta\eta_{jk}\varepsilon_{kl} = -\varepsilon_{ij} p_{jkmn} \varepsilon_{kl} S_{mn}. \tag{2.20}$$

Ainsi, pour le cas isotrope :

$$\Delta\varepsilon = -\varepsilon_r^2 pS. \tag{2.21}$$

La formulation de Pockels est plus souvent utilisée car elle est simple et efficace. Cependant elle ne renseigne que sur la variation d'indice, ne fonctionne que pour les ondes planes et le résultat est indépendant des propriétés des champs électriques et de déplacement. Il est possible d'exprimer directement

la variation de n. Nous savons que $n = \sqrt{\varepsilon}$ donc l'indice de réfraction pour le milieu soumis à la déformation vaut $\sqrt{\varepsilon + \Delta\varepsilon}$. Sachant que la variation $\Delta\varepsilon$ est faible, nous pouvons écrire que $\Delta n = \Delta\varepsilon/2n$ (en passant par un développement limité). En utilisant l'expression (2.20), cela nous amène a exprimer, pour un solide isotrope, Δn de la façon suivante :

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 pS. \tag{2.22}$$

Interaction paramétrique à trois ondes

Nous allons ici considérer la polarisation optique $\mathbf{P}$ contenant une partie linéaire et une non-linéaire. Le champ électrique est la force électrique qu'exerce une particule électriquement chargée sur les particules voisines. Dans un diélectrique, ces charges peuvent se déplacer ou vibrer, ce qui provoque un champ de polarisation. La polarisation dépend de la susceptibilité χ du milieu par la relation suivante :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E_1 E_2 + ...) \tag{2.23}$$

où l'exposant de χ indique l'ordre de l'effet non-linéaire.

Ainsi, le champ de déplacement électrique vaut :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}. \tag{2.24}$$

Dans le cas linéaire, comme dans la section précédente, seul le coefficient de susceptibilité d'ordre 1 est considéré. Ainsi, en sachant que $\varepsilon_r = 1 + \chi^{(1)}$, nous comprenons que la description (2.9) donnant le champ de déplacement électrique de la section précédente se déduit de l'équation (2.24).

Nous pouvons donc écrire le champ de déplacement de la manière suivante :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} + \mathbf{P}_{NL} \tag{2.25}$$

avec :

$$\mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{ES} \tag{2.26}$$

étant uniquement la partie non-linéaire de la polarisation dont on ne conserve que l'ordre 2 car elle permet de décrire l'interaction acousto-optique. Nous avons ici introduit $\mathbf{S}$ qui est la déformation due à l'onde acoustique. Cette expression de la polarisation non-linéaire est donc valable pour un milieu perturbé par la propagation d'une onde acoustique. En notation tensorielle, la polarisation non-linéaire suivant i est donnée par :

$$P_i = \varepsilon_0 \chi^{(2)}_{ijkl} E_j S_{kl} \tag{2.27}$$

avec :

$$\chi^{(2)}_{ijkl} = -\varepsilon_{im} \varepsilon_{jn} p_{mnkl}. \tag{2.28}$$

Nous pouvons substituer l'équation (2.27) dans l'équation (2.25) pour écrire, dans le cas isotrope :

$$\begin{aligned} D_i &= \varepsilon_0 \varepsilon_r E_j - \varepsilon_0 \varepsilon_r^2 p_{ijkl} E_j S_{kl} \\ &= \varepsilon_0 \varepsilon_r E_j (1 - \varepsilon_r p_{ijkl} S_{kl}) \\ &= \varepsilon_0 \varepsilon_p E_j \end{aligned} \tag{2.29}$$

avec ε_p la permittivité relative du milieu perturbé définie par :

$$\varepsilon_p = \varepsilon_r + \Delta\varepsilon_r = \varepsilon_r(1 - \varepsilon_r pS) \Rightarrow \Delta\varepsilon_r = -\varepsilon_r^2 pS. \tag{2.30}$$

Cette relation définie à partir des équations de l'optique non-linéaire nous donne donc la variation de la permittivité relative du milieu en fonction du tenseur photo-élastique p et de la déformation S. Elle est bien sûr identique à la formule de Pockels (2.21).

Nous constatons que le résultat de la variation de ε est le même que nous utilisions l'optique non-linéaire ou la théorie de Pockels. La formulation de l'optique non-linéaire est plus rigoureuse et permet d'inclure des non-linéarités d'ordre supérieur tandis que la théorie de Pockels est limitée à l'approximation d'ordre 2.

Dans le cas d'un matériau piézoélectrique et électro-optique, il convient d'ajouter un terme correctif à l'équation 2.18 :

$$\Delta\eta_{ij} = p_{ijkl}S_{kl} + r_{ijk}E_k \tag{2.31}$$

où E_k est le champ électrique qui accompagne l'onde élastique et r_{ijk} est le tenseur électro-optique.

2.2.3 Diffraction de la lumière par une onde acoustique

Maintenant que nous savons comment se propage une onde optique dans un cristal et que nous savons qu'une onde acoustique engendre une modification de l'indice de réfraction du matériau qu'elle traverse, il nous faut expliquer comment cette modification d'indice influence la propagation de l'onde optique. La modification d'indice étant périodique de même période que l'onde acoustique, elle va agir comme un réseau de diffraction sur l'onde optique. Nous distinguons deux régimes de diffraction possibles : le régime de Raman-Nath qui produit plusieurs ordres de diffraction avec une amplitude décroissante lorsque l'ordre augmente, et le régime de Bragg qui ne produit idéalement qu'un seul faisceau diffracté d'ordre 1. Ce dernier est plus largement employé du fait qu'il n'y a qu'un seul faisceau diffracté.

Le phénomène de diffraction peut s'expliquer par la théorie des ondes couplées dans le cas d'une interaction paramétrique à trois ondes. L'onde optique incidente et l'onde acoustique se couplent lors de leur propagation dans le même milieu. Elles produisent ainsi différentes ondes optiques diffractées de fréquences différentes. A partir de cette théorie, nous pouvons évaluer la part d'énergie échangée lors de interaction. Commençons par définir quelques grandeurs utiles. La fréquence angulaire et le vecteur d'onde de l'onde incidente seront définis par ω_0 et $\mathbf{k}_0$. Pour l'onde acoustique, ils seront définis par Ω et $\mathbf{K}$. Les modules des vecteurs d'onde sont définis par :

$$k_0 = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \qquad\qquad K = \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{2\pi}{V} f \tag{2.32}$$

avec λ_0 la longueur d'onde dans le vide, n l'indice de réfraction du milieu et V,f et Λ respectivement la vitesse, la fréquence et la longueur d'onde acoustique. Les fréquences angulaires et les vecteurs d'onde produits lors de l'interaction seront donnés par :

$$\omega_m = \omega_0 + m\Omega \qquad\qquad \mathbf{k}'_m = \mathbf{k}_0 + m\mathbf{K} \tag{2.33}$$

avec m l'ordre de l'onde générée et Ω la pulsation acoustique. Ces relations expriment respectivement la loi de conservation de l'énergie et la loi de conservation des moments. Nous comprenons que lors d'une diffraction acousto-optique, il se produit un décalage en fréquence de l'onde diffractée proportionnel à la

fréquence acoustique. Ceci s'explique par l'effet Doppler provoqué par le mouvement de l'onde acoustique.

Considérons la propagation d'ondes planes monochromatiques dans un plan X-Z. Commençons par exprimer le champ électrique total qui est la somme du champ incident et de tous les champs diffractés :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \hat{\mathbf{e}}_m E_m(z) \exp \imath(\omega_m t - \mathbf{k'}_m.\mathbf{r}) \tag{2.34}$$

avec $\hat{\mathbf{e}}_m$, vecteur unitaire dans la direction de propagation de l'ordre m diffracté et $\mathbf{r}$, vecteur unitaire du référentiel.

Exprimons maintenant la déformation $\mathbf{S}$ causée par l'onde acoustique :

$$\begin{aligned} \mathbf{S}(\mathbf{r},t) &= \hat{\mathbf{s}} S \sin(\Omega t - \mathbf{K}.\mathbf{r}) \\ &= \frac{1}{2\imath}\hat{\mathbf{s}} S[\exp\{\imath(\Omega t - \mathbf{K}.\mathbf{r})\} - \exp\{-\imath(\Omega t - \mathbf{K}.\mathbf{r})\}] \end{aligned} \tag{2.35}$$

avec $\hat{\mathbf{s}}$ un vecteur unitaire.

En substituant les équations (2.34) et (2.35) dans l'équation (2.27) nous obtenons l'expression :

$$P_i = \frac{\varepsilon_0}{2\imath} S \sum_{m=-\infty}^{+\infty} [\chi_{m-1}^{(i)} E_{m-1}(z) - \chi_{m+1}^{(i)} E_{m+1}(z)] \exp\{\imath(\omega_m t - \mathbf{k'}_m.\mathbf{r})\} \tag{2.36}$$

représentant la polarisation des ondes d'ordre m générées par l'interaction. Avec :

$$\chi_m^{(i)} = \chi_{ijkl}^{(2)} \hat{s}_{kl} \hat{e}_m^{(j)}. \tag{2.37}$$

Nous pouvons ensuite substituer les équations (2.34) et (2.36) dans l'équation d'onde optique suivante :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2}\varepsilon_r \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}. \tag{2.38}$$

Nous obtenons la somme d'équations suivante :

$$2\imath k'_{mz} \frac{\partial E_m(z)}{\partial z} + [k'^2_{mx} + k'^2_{mz}] E_m(z) - \frac{1}{c^2} n_m^2 \omega_m^2 E_m(z) = \frac{\omega_m^2}{c^2 2\imath} [\chi_{m-1} S E_{m-1}(z) - \chi_{m+1} S E_{m+1}(z)] \tag{2.39}$$

avec k'_{mx} et k'_{mz} les vecteurs d'ondes reportés respectivement sur l'axe x et l'axe z. Nous avons ici négligé le terme $\partial^2 E_m(z)/\partial z^2$ du fait de l'approximation de l'enveloppe lentement variable, et nous avons factorisé le terme $\exp\{\imath(\omega_m t - \mathbf{k'}_m.\mathbf{r})\}$.

Nous pouvons également noter que le module du vecteur d'onde effectif k'_m est généralement différent du cas k_m pour lequel 100% de l'énergie incidente est diffractée. En considérant ω_m et n_m la pulsation et l'indice de réfraction correspondants au vecteur d'onde diffracté k_m, nous pouvons écrire que :

$$k_m = \frac{n_m \omega_m}{c} = \frac{2\pi n_m}{\lambda_0}. \tag{2.40}$$

Nous pouvons réécrire l'équation (2.39) en la divisant également par $2\imath k'_{mz}$:

$$\frac{\partial E_m(z)}{\partial z} - \imath \frac{k_m'^2 - k_m^2}{2k'_{mz}} E_m(z) = -\frac{(\omega_m/c)^2}{4k'_{mz}} [\chi_{m-1} S E_{m-1}(z) - \chi_{m+1} S E_{m+1}(z)]. \tag{2.41}$$

Nous pouvons définir le désaccord des moments par :

$$\Delta \mathbf{k}_m = \mathbf{k}'_m - \mathbf{k}_m = \mathbf{k}_0 + m\mathbf{K} - \mathbf{k}_m. \tag{2.42}$$

$\Delta \mathbf{k}_m$ exprime donc le désaccord de phase entre le vecteur d'onde diffractée k_m où 100% de l'énergie incidente est diffractée et le cas effectif où seulement une portion de l'énergie incidente est diffractée. Ainsi, si $\Delta \mathbf{k}_m$ est nul, alors nous sommes dans le cas parfait où l'onde diffractée contient toute l'énergie de l'onde incidente. Pour simplifier les calculs, nous allons partir du fait que le vecteur $\Delta \mathbf{k}_m$ est parallèle à l'axe z (voir Figure 2.2), nous pouvons donc écrire :

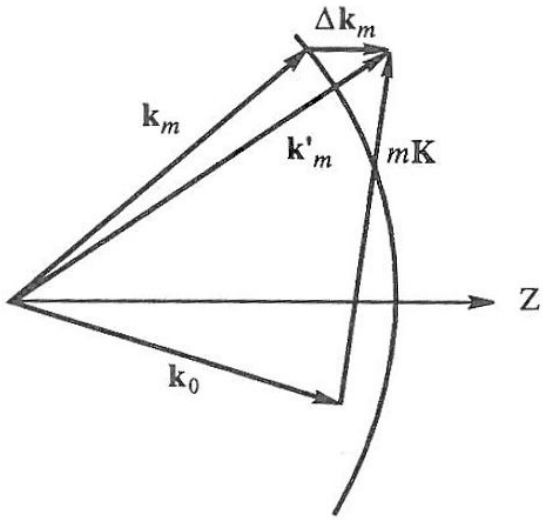


FIGURE 2.2 – Représentation du désaccord de phase entre k'_m et k_m [40].

$$\Delta \mathbf{k}_m = \Delta \mathbf{k}_{mz} = \mathbf{k}'_{mz} - \mathbf{k}_{mz} \approx \frac{k_{mz}'^2 - k_{mz}^2}{2k'_{mz}} = \frac{k_m'^2 - k_m^2}{2k'_{mz}}. \tag{2.43}$$

Ainsi, l'équation (2.41) devient :

$$\frac{\partial E_m(z)}{\partial z} - \imath \Delta k_m E_m(z) = -\frac{(\omega_m/c)^2}{4k'_{mz}} [\chi_{m-1} S E_{m-1}(z) - \chi_{m+1} S E_{m+1}(z)]. \tag{2.44}$$

Cette équation est l'équation d'ondes couplées pour l'interaction acousto-optique en termes de susceptibilité χ. Nous pouvons également l'écrire en termes de coefficient photo-élastique p de la façon suivante :

$$\frac{\partial E_m(z)}{\partial z} - \imath \Delta k_m E_m(z) = -\frac{k_m^2}{4k'_{mz}} pS[n_{m-1}^2 E_{m-1}(z) - n_{m+1}^2 E_{m+1}(z)]. \tag{2.45}$$

Il est possible de résoudre cette équation pour chaque cas d'interaction afin de trouver le coefficient de couplage entre l'onde optique incidente et celle diffractée. Nous allons ici résoudre le cas d'une interaction de Bragg dans un matériau anisotrope avec changement de polarisation.

Nous commençons par exprimer le champ électrique incident E_0 et diffracté E_1 d'après l'équation (2.45). Cependant, dans un souci de compréhension et en considérant le cas où un seul mode est diffracté, nous les nommerons E_i et E_d. Ainsi nous obtenons :

$$\frac{\partial E_i(z)}{\partial z} = -\frac{k_i^2 n_d^2}{4k'_{iz}} pSE_d(z), \tag{2.46}$$

$$\frac{\partial E_d(z)}{\partial z} - \imath \Delta k_d E_d(z) = -\frac{k_d^2 n_i^2}{4k'_{dz}} pSE_i(z). \tag{2.47}$$

Avant de continuer définissons les variables suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta n_i &\equiv -\frac{1}{2} n_i^2 n_d pS, \\ \Delta n_d &\equiv -\frac{1}{2} n_d^2 n_i pS, \\ \upsilon_i \equiv -\frac{\omega_d}{c}\frac{\Delta n_i L}{\cos\theta_d} &\approx -\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta n_i L, \\ \upsilon_d \equiv -\frac{\omega_i}{c}\frac{\Delta n_d L}{\cos\theta_i} &\approx -\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta n_d L, \\ \varsigma &\equiv -\frac{1}{2}\Delta k_d L \end{aligned} \tag{2.48}$$

avec υ le déphasage introduit par l'onde acoustique, L la longueur d'interaction et θ_i, θ_d les angles d'incidence et de diffraction. Nous faisons également les approximations suivantes car nous considérons Δk petit :

$$\begin{aligned} k'_{iz} &\equiv k_{iz} = k_i \cos\theta_i, \\ k'_{dz} &\equiv k_{dz} = k_d \cos\theta_d. \end{aligned} \tag{2.49}$$

Nous pouvons ainsi réécrire les équations (2.46) et (2.47) pour obtenir :

$$\frac{\partial E_i(z)}{\partial z} = -\frac{\upsilon_d}{2L} E_d(z), \tag{2.50}$$

$$\frac{\partial E_d(z)}{\partial z} + \imath \frac{2\varsigma}{L} E_d(z) = \frac{\upsilon_i}{2L} E_i(z). \tag{2.51}$$

A partir de ces équations nous pouvons obtenir des équations différentielles du second ordre découplées :

$$E_i''(z) + \imath \frac{2\varsigma}{L} E_i'(z) + \frac{\upsilon_i \upsilon_d}{4L^2} E_i(z) = 0, \tag{2.52}$$

$$E_d''(z) + \imath \frac{2\varsigma}{L} E_d'(z) + \frac{\upsilon_i \upsilon_d}{4L^2} E_d(z) = 0 \tag{2.53}$$

avec les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} E_i(0) &= E_i \qquad & E_i'(0) &= 0, \\ E_d(0) &= 0 \qquad & E_d'(0) &= \frac{\upsilon_i}{2L} E_i. \end{aligned} \tag{2.54}$$

La solution des équations (2.52) et (2.53) est (d'après [40]) :

$$E_i(z) = E_i \exp\left[-\imath\frac{\varsigma z}{L}\right]\left(\cos\frac{\sigma z}{L} + \imath\frac{\varsigma}{\sigma}\sin\frac{\sigma z}{L}\right), \tag{2.55}$$

$$E_d(z) = E_i \exp\left[-\imath\frac{\varsigma z}{L}\right]\left(\frac{\upsilon_i}{2\sigma}\right)\sin\frac{\sigma z}{L} \tag{2.56}$$

avec :

$$\sigma^2 \equiv \varsigma^2 + \frac{\upsilon_i\upsilon_d}{4}. \tag{2.57}$$

Ceci nous amène à exprimer l'efficacité de diffraction dans le cas d'une diffraction de Bragg anisotrope avec changement de polarisation de la manière suivante :

$$\eta \equiv \frac{|E_d(L)|^2}{|E_i(0)|^2} = \left(\frac{\upsilon_i}{2}\right)^2\left(\frac{\sin\sigma}{\sigma}\right)^2. \tag{2.58}$$

Lorsque l'accord de phase est respecté, Δk_d est nul donc ς est nul également et η devient :

$$\eta = \sin^2\left(\frac{\upsilon}{2}\right) \tag{2.59}$$

avec :

$$\upsilon \equiv \sqrt{\upsilon_i\upsilon_d} \equiv -\frac{2\pi\Delta nL}{\lambda_0\cos\theta}. \tag{2.60}$$

Cette solution est valable pour les cas isotrope et anisotrope avec la variation d'indice de réfraction induite s'exprimant de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \Delta n &= -\frac{n^3 pS}{2} \qquad \text{(isotrope)}, \\ \Delta n &= -\frac{(n_i n_d)^{3/2} pS}{2} \qquad \text{(anisotrope)}. \end{aligned} \tag{2.61}$$

Il est courant d'exprimer l'efficacité de diffraction en fonction de la puissance acoustique P_a. Nous savons que cette dernière vaut [1] :

$$P_a = \frac{\rho V^3 S^2 HL}{2} \tag{2.62}$$

avec ρ la densité du matériau, V la vitesse des ondes acoustiques, H et L la hauteur et la largeur de l'onde acoustique. En substituant l'expression de S déduite de l'équation précédente dans (2.61), nous obtenons la variation d'indice en fonction de la puissance acoustique :

$$\Delta n = -\sqrt{\frac{M_2 P_a}{2HL}}. \tag{2.63}$$

Ceci nous permet d'introduire le facteur de mérite acousto-optique M_2 qui est un paramètre important pour le choix du matériau utilisé car il regroupe toutes les constantes relatives au matériau et permet de déterminer l'efficacité avec laquelle l'onde acoustique modifie l'indice de réfraction optique [41]. Ce facteur de mérite définit donc la qualité acousto-optique du matériau.

$$\begin{aligned} M_2 &= \frac{n^6 p^2}{\rho V^3} \qquad \text{(isotrope)}, \\ M_2 &= \frac{n_i^3 n_d^3 p^2}{\rho V^3} \qquad \text{(anisotrope)}. \end{aligned} \tag{2.64}$$

Ensuite nous pouvons substituer l'équation (2.63) dans l'équation (2.59) pour obtenir l'efficacité de diffraction en fonction du facteur de mérite et de la puissance acoustique :

$$\eta = \sin^2 \left[\frac{\pi}{\lambda_0 \cos\theta} \left(\frac{M_2 L P_a}{2H} \right)^{1/2} \right] \tag{2.65}$$

avec $\cos\theta$ valant $\cos\theta_i$ dans le cas isotrope et $\sqrt{\cos\theta_i \cos\theta_d}$ dans le cas anisotrope.

Nous avons ainsi expliqué par la théorie des ondes couplées comment interagissent les ondes lors d'une interaction acousto-optique. Nous pouvons maintenant décrire l'interaction de façon géométrique en considérant un réseau de diffraction. Considérons le schéma de la Figure 2.3. La différence de chemin optique entre les deux faisceaux diffractés s'exprime de la manière suivante :

$$\delta = d(\sin\theta_d - \sin\theta_i). \tag{2.66}$$

Nous savons que pour qu'il y ait interférence constructive, il faut $\delta = m\lambda$ avec m l'ordre de diffraction. Il faut donc, pour avoir un faisceau diffracté, que la condition suivante soit respectée :

$$m\lambda = d(\sin\theta_d - \sin\theta_i). \tag{2.67}$$

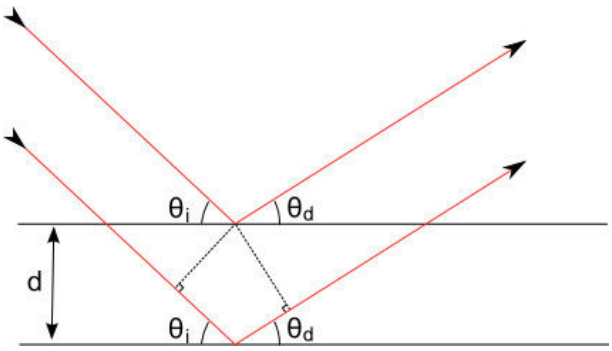


FIGURE 2.3 – Représentation de la diffraction de la lumière par un réseau périodique.

Dans le cas d'un réseau de diffraction crée par une onde acoustique, la distance d est équivalente à la longueur d'onde acoustique Λ.

Nous allons maintenant décrire le régime de diffraction de Bragg. Commençons par le cas d'un cristal isotrope. Nous pouvons appliquer la formule des réseaux (2.67) mais en imposant $\theta_i = \theta_d$ du fait de l'isotropie. Ainsi, il est possible de définir l'angle d'incidence θ_B permettant d'obtenir un seul ordre diffracté appelé angle de Bragg et défini par :

$$\sin\theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \tag{2.68}$$

Seule l'onde optique dont la longueur d'onde respecte cette condition est diffractée. Nous com-

prenons également que l'angle de diffraction dépend de la fréquence acoustique. Les vecteurs d'onde incident et diffracté forment un angle valant $2\theta_B$ et leur module vaut kn avec n l'indice de réfraction. Le schéma représentant les vecteurs d'ondes est appelé diagramme de phase et est représenté sur la Figure 2.4(a).

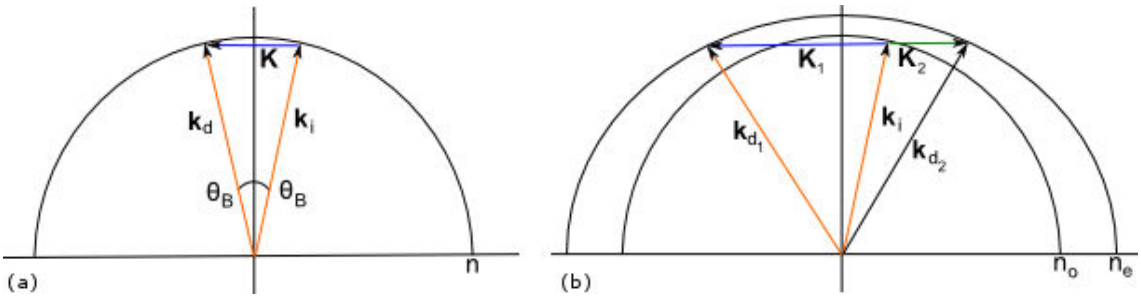


FIGURE 2.4 – Diagrammes de phase d'une diffraction de Bragg avec $\mathbf{K}$ vecteur d'onde acoustique, $\mathbf{k}_i$ vecteur d'onde optique incident et $\mathbf{k}_d$ vecteur d'onde optique diffracté. (a) Cristal isotrope, (b) cristal anisotrope avec changement de polarisation optique.

Passons maintenant au cas d'un cristal anisotrope. Dans ce genre de solide, la vitesse varie avec la direction de propagation, les ondes incidente et diffractée n'ont pas la même vitesse et les angles d'incidence et de diffraction sont différents. Il peut également se produire un changement de polarisation entre les deux faisceaux.

Ainsi, dans le cas anisotrope avec changement de polarisation optique, les angles incidents et diffractés sont définis par [42] :

$$\begin{aligned} sin\ \theta_i &= \frac{1}{2k_i}\left(K - \frac{k_d^2 - k_i^2}{K}\right), \\ sin\ \theta_d &= \frac{1}{2k_d}\left(K - \frac{k_d^2 - k_i^2}{K}\right). \end{aligned} \tag{2.69}$$

Soit, en termes d'indices de réfraction :

$$\begin{aligned} sin\ \theta_i &= \frac{1}{2n_e}\left[\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \frac{\Lambda}{\lambda_0}(n_o^2 - n_e^2)\right], \\ sin\ \theta_d &= \frac{1}{2n_o}\left[\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \frac{\Lambda}{\lambda_0}(n_o^2 - n_e^2)\right]. \end{aligned} \tag{2.70}$$

Nous constatons qu'il y a diffraction si et seulement si :

$$|n_o - n_e| \leq \frac{\lambda_0}{\Lambda} \leq |n_o + n_e| \tag{2.71}$$

car si cette condition n'est pas respectée, $\sin\theta$ est supérieur à 1. Nous pouvons en déduire que deux vecteurs d'ondes acoustiques peuvent vérifier cette condition. Un diagramme des vecteurs d'ondes illustrant cet effet est montré sur la Figure 2.4(b).

Intéressons nous maintenant au cas particulier où la différence des angles θ_i et θ_d vaut 0 ou π. Les ondes optiques se propagent donc de façon colinéaire. En considérant les équations (2.70), nous nous rendons compte qu'en imposant des angles de 0 ou de π il est possible de définir une relation entre

la fréquence acoustique f_0 et la longueur d'onde optique λ_0 pour laquelle les conditions (2.33) sont respectées. Nous comprenons également que pour respecter ces conditions, il faut obligatoirement un changement de polarisation optique. Une telle interaction ne peut donc avoir lieu que dans un milieu anisotrope. Ainsi, dans le cas où les ondes optiques ont le même sens de propagation, f_0 est défini par :

$$f_0 = \frac{v}{\lambda_0}|n_e - n_o| \tag{2.72}$$

avec v la vitesse de l'onde acoustique. Dans le cas où les ondes se propagent en sens contraire, n_e et n_o seraient additionnés. De cette équation, nous pouvons déduire qu'il n'y a qu'une seule longueur d'onde optique diffractée pour une fréquence acoustique donnée. Lorsque la longueur d'onde optique s'éloigne de λ_0, l'interaction perd rapidement en efficacité. Nous pouvons définir la bande passante de l'interaction par :

$$\Delta\lambda = 0,85\frac{\lambda_0}{L|\Delta n|}. \tag{2.73}$$

La valeur 0,85 vient de la valeur du déphasage divisé par π obtenu à -3 dB de la fréquence de coupure. Cette définition montre au passage que la bande passante est inversement proportionnelle à la longueur d'interaction L.

Nous avons évoqué différents cas de figure d'interactions acousto-optiques en régime de Bragg. Lorsque le solide est optiquement isotrope, l'angle de déviation est égal à l'angle d'incidence et dépend des longueurs d'onde optique et acoustique. Dans les solides anisotropes, les angles ne sont plus égaux et dépendent des indices optiques et des longueurs d'onde. Il peut également se produire un changement de polarisation optique du fait de la différence d'indice optique. Nous avons également vu le cas où les ondes optiques incidente et diffractée ont la même direction de propagation. Ce cas conduit au fait qu'il ne peut y avoir qu'une seule longueur d'onde optique diffractée pour chaque fréquence acoustique, ce qui permet de réaliser des filtres optiques accordables qui font partie des dispositifs les plus réalisés à l'aide de l'interaction acousto-optique.

2.3 Dispositifs acousto-optiques

L'effet acousto-optique peut être exploité de différentes manières. Le champ d'applications est vaste mais peut néanmoins se découper en trois grandes familles, en l'occurrence des déflecteurs, des modulateurs et des filtres optiques. Les caractéristiques de ces dispositifs dépendent grandement du matériau utilisé, le choix de ce dernier est donc prépondérant lors de la conception d'un composant acousto-optique.

Nous allons dans cette partie commencer par évoquer les matériaux les plus utilisés dans le domaine de l'acousto-optique avec des ondes acoustiques de volume et donner les configurations utilisées. Ensuite nous expliquerons le fonctionnement des trois types de dispositifs.

2.3.1 Propriétés des matériaux acousto-optiques

Les matériaux utilisés pour l'acousto-optique doivent satisfaire plusieurs critères. Ils doivent présenter de faibles pertes de propagation optique et acoustique tout en présentant un fort facteur de mérite M_2, ce qui signifie qu'ils doivent avoir de forts coefficients photo-élastiques, une vitesse de propagation acoustique réduite et de forts indices optiques. Il faut également que la bande de transmission optique soit dans la gamme spectrale désirée. Enfin, le dernier point à prendre en compte est le seuil de dommage

optique. En effet, un matériau subit des dommages au passage d'un trop grande intensité. Le seuil admissible par le matériau peut être un paramètre important pour certaines applications, notamment dans les cavités laser.

Dans cette partie, nous allons simplement donner les principaux matériaux utilisés en indiquant leurs caractéristiques importantes puis nous nous servirons de ces données dans les sections suivantes pour expliquer la raison de leur choix pour une application précise.

Actuellement, les matériaux les plus utilisés pour les dispositifs acousto-optiques de volume sont le dioxyde de tellure (TeO_2), aussi appelé paratellurite, le germanium (Ge), la silice fondue et le quartz, le molybdate de plomb ($PbMoO_4$), le phosphure de gallium (GaP) et le niobate de lithium ($LiNbO_3$). Cette liste vient bien sûr de la littérature mais également des principaux fabricants actuels [43]. Nous allons commencer par donner les coefficients photo-élastiques de ces matériaux en précisant que ces coefficients sont donnés pour une longueur d'onde optique de 0,633 µm sauf pour le germanium qui est donné pour une longueur d'onde de 10,6 µm. Les valeurs sont reportées dans le Tableau 2.1.

matériau	p_{11}	p_{12}	p_{13}	p_{14}	p_{31}	p_{33}	p_{41}	p_{44}	p_{66}	p_{16}	p_{61}	p_{45}
TeO_2	0,0074	0,187	0,34	–	0,0905	0,24	–	-0,17	-0,0463	–	–	–
Ge	0,27	0,235	–	–	–	–	–	0,125	–	–	–	–
Silice fondue	0,121	0,27	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
$PbMoO_4$	0,24	0,24	0,255	–	0,175	0,3	–	0,067	0,025	0,017	0,013	-0,01
GaP	-0,151	-0,14	–	–	–	–	–	-0,074	–	–	–	–
$LiNbO_3$	-0,026	0,09	0,133	-0,075	0,179	0,071	-0,151	0,146	–	–	–	–

TABLE 2.1 – Coefficients photo-acoustiques des matériaux les plus utilisés en acousto-optique de volume. D'après [40].

Passons maintenant aux caractéristiques optiques de ces matériaux données dans le Tableau 2.2. Les indices de réfraction proviennent également de mesures faites à une longueur d'onde de 0,633 µm sauf pour le germanium pour lequel l'indice est donné pour une longueur d'onde de 2 à 20 µm.

matériau	n (isotrope)	n_o	n_e	bande de transparence (µm)
TeO_2	–	2,2597	2,4119	0,35 - 5
Ge	4	–	–	2 - 20
Silice fondue	1,457	–	–	0,2 - 4,5
$PbMoO_4$	–	2,386	2,262	0,42 - 5,5
GaP	3,32	–	–	0,6 - 10
$LiNbO_3$	–	2,291	2,2005	0,4 - 4,5

TABLE 2.2 – Indices de réfraction et bande de transparence optique des matériaux les plus utilisés en acousto-optique de volume. D'après [40].

Enfin, le Tableau 2.3 regroupe les configurations possibles d'interaction ainsi que le facteur de mérite M_2 correspondant. Les atténuations sont données pour une fréquence de 1 GHz. Les notations entre crochets indiquent la direction de propagation en termes d'indices de Miller (voir annexe C). Les sigles $\perp$ et $\parallel$ signifient respectivement que l'onde optique se propage perpendiculairement et parallèlement à l'onde acoustique ce qui correspond aux interactions non-colinéaires et colinéaires.

Nous remarquons la configuration particulière du TeO_2 qui donne un M_2 de 1200×10^{-15} s^3/kg grâce à la vitesse très lente de 616 m/s de l'onde transverse suivant [110]. Ce matériau montre également une

matériau	densité (g/cm^3)	onde acoustique (mode et direction)	onde optique (pola et direction)	vitesse (m/s)	M_2 (x10e-15 s^3/kg)	atténuation (dB/µs)
TeO_2	5,99	L[001]	$\perp$	4200	34,5	6,3
		L[001]	$\parallel$	4200	25,6	6,3
		S[110]	Circ.[001]	616	1200	17,9
Ge	5,33	L[111]	$\parallel$	5500	840	16,5
Silice fondue	2,2	L	$\perp$	5960	1,51	7,2
$PbMoO_4$	6,95	L[001]	$\perp$	3632	36,1	5,5
		L[001]	$\parallel$	3632	36,3	5,5
GaP	4,13	L[110]	$\parallel[\bar{1}10]$	6320	44,6	8
		S[110]	–	4130	24,8	3,6
$LiNbO_3$	4,64	L[X]	$\perp$[36°Y]	6570	6,95	0,1
		S[126°Y]	$\perp$[8°Y]	3633	28,2	0,1

TABLE 2.3 – Configurations d'interaction les plus présentes en acousto-optique de volume. D'après [40].

grande biréfringence d'environ 0,15. Le germanium, quant à lui, tire son avantage de sa large bande de transmission optique dans l'infra-rouge. Le molybdate de plomb est une alternative intéressante à la paratellurite : il présente une biréfringence et un M_2 plus faibles mais les pertes de propagation y sont inférieures. Le GaP est optiquement isotrope et montre un bon M_2 et une bande de transmission allant du visible à l'infra-rouge. La niobate de lithium possède le principal avantage de provoquer de très faibles pertes de propagation acoustique, ce qui est appréciable à très haute fréquence.

Nous allons maintenant évoquer trois types d'applications de l'interaction acousto-optique mettant en jeu ces différents matériaux.

2.3.2 Les déflecteurs

Les déflecteurs reposent sur l'angle de déviation que provoque l'onde acoustique sur l'onde optique. Nous ne parlerons ici que du cas où un seul ordre est diffracté car c'est le plus largement utilisé dans les applications. L'angle de déviation suit donc la loi de Bragg isotrope (équation (2.68)) ou anisotrope (équation (2.70)). Le schéma de principe d'un déflecteur acousto-optique (appelé cellule de Bragg) est reporté sur la Figure 2.5. Il faut aussi noter que l'intensité du faisceau diffracté est proportionnelle à la puissance acoustique.

Les déflecteurs sont majoritairement employés pour la réalisation de scanners optiques. En effet, l'utilisation de cellules acousto-optiques permet de s'affranchir de modules mécaniques et permet une plus grande rapidité. Les déflecteurs ont donc été utilisés pour la télévision [44, 45] ou pour les microscopes optiques [46] par exemple.

Les paramètres importants pour la conception d'un déflecteur sont la résolution de l'angle de déviation, le temps de réponse et également l'efficacité de diffraction, c'est-à-dire la portion d'énergie diffractée par rapport à l'énergie incidente. La résolution N (ou le nombre d'angles résolvables) est le paramètre le plus important pour un déflecteur et dépend bien sûr de la plage d'angle de déflection $\Delta\theta = \lambda_0 \Delta f / V$ mais aussi de la divergence du faisceau optique :

$$\delta\theta_o = \frac{4\lambda_0}{\pi D} \tag{2.74}$$

où D est la largeur minimale du faisceau considéré Gaussien. Ainsi, N est défini par :

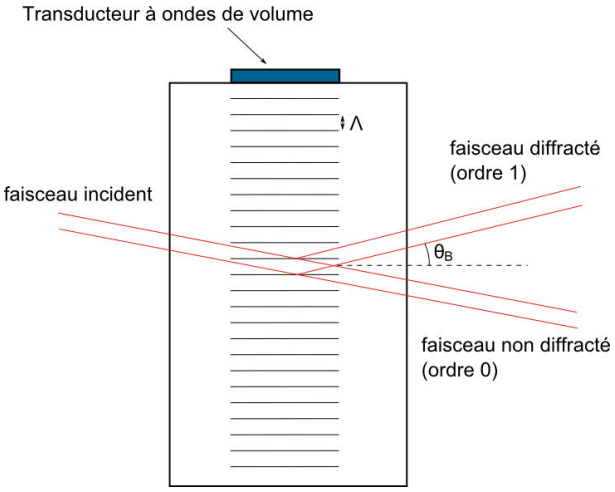


FIGURE 2.5 – Schéma de principe d'une cellule de Bragg. Λ désigne la longueur d'onde acoustique et θ_B l'angle de Bragg.

$$N = \frac{\Delta\theta}{\delta\theta_o} = \frac{\Delta f \pi}{4}\frac{D}{V}. \tag{2.75}$$

Un déflecteur doit utiliser un faisceau optique ayant une faible divergence $\delta\theta_o$ de manière à augmenter la résolution. Il faut également une large divergence acoustique $\delta\theta_a$ pour augmenter la bande de fréquence et également augmenter la résolution. Ainsi le rapport des divergences défini comme :

$$a = \frac{\delta\theta_o}{\delta\theta_a} \tag{2.76}$$

avec :

$$\delta\theta_a = \frac{\Lambda}{L} \tag{2.77}$$

avec Λ la longueur d'onde acoustique, doit être très inférieur à 1.

Nous pouvons également définir un temps de transit τ qui est le temps de passage de l'onde acoustique à travers le faisceau optique et qui vaut :

$$\tau = \frac{D}{V}. \tag{2.78}$$

Ce temps peut être vu comme un temps de réponse car c'est le temps entre l'arrivée du faisceau optique sur le faisceau acoustique et la formation du faisceau diffracté. En toute logique, il faut donc pour un temps de réponse le plus rapide possible que la vitesse de propagation acoustique soit la plus rapide possible et que le faisceau optique soit fin. Cependant, si D est petit, cela donne une résolution petite également. Le temps de réponse est donc proportionnel à la résolution.

L'efficacité de diffraction η est donnée par l'équation (2.65) avec L la longueur d'interaction (donc la largeur du faisceau acoustique), H la hauteur du faisceau acoustique et P_a la puissance acoustique. Nous pouvons donc voir que le meilleur moyen d'augmenter l'efficacité de diffraction est d'avoir un grand L et un petit H. Cependant, un L trop important diminuerait la densité d'énergie et un H trop petit augmenterait la divergence du faisceau acoustique.

Pour les applications de déflection, le choix du matériau dépend des caractéristiques que l'on souhaite

obtenir. Choisir un matériau avec une faible vitesse acoustique favorise la résolution et un large angle de déflection mais au détriment du temps de réponse.

Pour les applications nécessitant une bonne résolution, la paratellurite est donc très utilisée avec la configuration montrant une vitesse de propagation de 616 m/s. En effet, comme nous l'avons vu équation (2.75), N dépend directement de $\Delta\theta$ qui lui même dépend de la vitesse de propagation. Ainsi, une résolution de 1600 points pour un $\Delta\theta$ de 1,2° a pu être démontrée [47]. Cependant, à cause des fortes pertes acoustiques, cette configuration de paratellurite est généralement utilisée à des fréquences inférieures à 500 MHz.

Pour les applications nécessitant un faible temps de réponse, le GaP peut être utilisé du fait de la vitesse élevée des ondes acoustiques qui s'y propagent [48,49] mais c'est un cristal optiquement isotrope, ce qui interdit les changements de polarisation optique. Pour des applications nécessitant un faible temps de réponse et un cristal anisotrope, le molybdate de plomb est une bonne alternative [50].

Dans le cas où il faut intervenir dans les hautes fréquences, le niobate de lithium est un bon candidat car il provoque de très faibles pertes acoustiques et permet donc des applications au delà de 500 MHz contrairement au TeO_2 [51].

Pour les applications dans le domaine infra-rouge, le germanium est omniprésent grâce à sa large bande de transmission dans cette gamme spectrale. Nous pouvons citer l'exemple de la déflection d'un laser CO_2 à 10,6 µm [52]. Plus récemment, le Tellure (Te) a été proposé pour la déflection dans le domaine infra-rouge [53–55]. Ce matériau a été testé car il présente un M_2 plus grand que le germanium, cependant, ses forts indices optiques ($n_e = 6,25$ et $n_o = 4,8$) provoquent des réflections de Fresnel de forte amplitude nécessitant l'utilisation de couches anti-réflection.

2.3.3 Les modulateurs

Les modulateurs acousto-optiques servent à moduler l'intensité optique par un signal acoustique. Nous savons d'après l'équation (2.65) que l'efficacité de diffraction dépend de la puissance acoustique. Nous comprenons donc qu'il est possible, en faisant varier cette puissance acoustique, de moduler l'intensité du faisceau diffracté. Nous avons vu que pour un déflecteur, le rapport des divergences a est très inférieur à 1. Pour un modulateur, les divergences doivent être approximativement égales de façon à ce que tout le faisceau optique soit diffracté donc $a \approx 1$. Le modulateur est donc un déflecteur optimisé pour la modulation. Nous pouvons également définir un temps de transit de la même manière que pour un déflecteur (équation (2.78)).

Il est possible de calculer l'évolution de $f_m\tau$ (avec f_m la bande de modulation) et de l'intensité diffractée en fonction de a. Les résultats sont présentés sur la Figure 2.6. En respectant la condition $a \approx 1$ nous pouvons voir que la bande de modulation f_m vaut environ $0,75/\tau$. Nous pouvons également voir que la bande de modulation décroît et que l'intensité diffractée augmente lorsque a augmente. Le compromis entre bande de modulation et efficacité de diffraction est obtenu pour $a = 1,5$. Dans ce cas, $f_m \approx 0,65/\tau$.

Un point important à prendre en compte lors de la conception d'un modulateur est la séparation entre le faisceau incident et le faisceau diffracté. En effet, il faut une grande séparation pour obtenir un fort taux d'extinction. Habituellement, l'angle est choisi de manière à être deux fois plus grand que la divergence du faisceau incident défini par l'équation (2.74). Nous pouvons donc définir une fréquence de modulation f_0 respectant cette condition :

$$f_0 = \frac{8}{\pi\tau}. \tag{2.79}$$

Les modulateurs peuvent être de deux types : ils reposent soit sur l'utilisation d'une onde acoustique pulsée soit sur celle d'une onde sinusoïdale. L'utilisation d'un signal carré pour l'onde acoustique permet

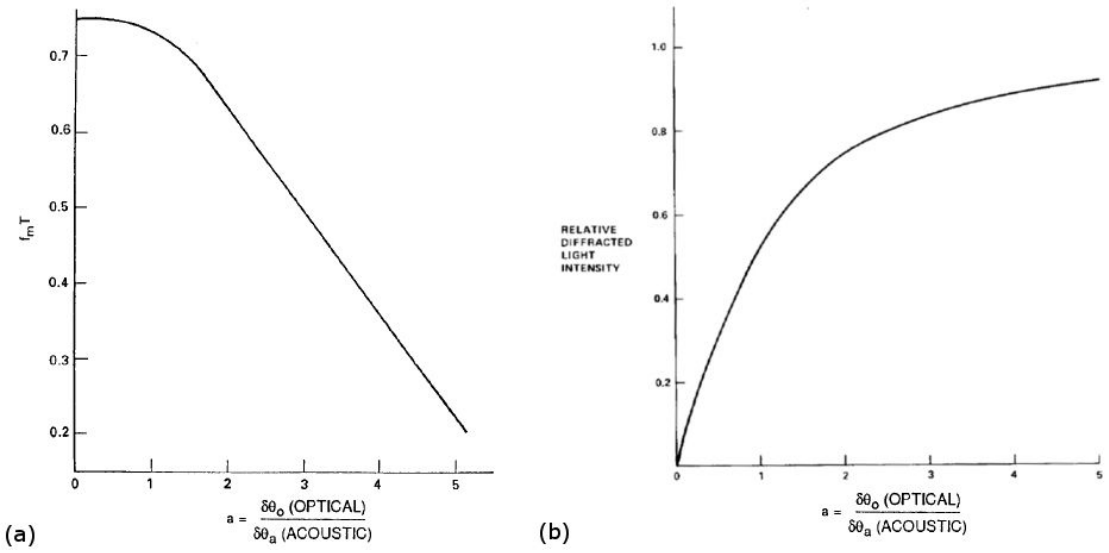


FIGURE 2.6 – (a) Évolution de la bande de modulation en fonction du rapport a. (b) Évolution de l'intensité du faisceau diffracté en fonction du rapport a. D'après [56].

de réaliser un interrupteur optique alors qu'une onde sinusoïdale permet de donner une forme sinusoïdale à l'intensité optique. Une autre donnée importante est la vitesse de modulation. Dans le cas d'un modulateur pulsé, cette vitesse dépend du temps que met l'intensité diffractée à passer de 10% à 90% de son maximum. Dans le cas d'un modulateur avec une onde sinusoïdale, elle dépend du temps défini par l'inverse de largeur de la bande passante à -3 dB.

Les modulateurs sont souvent utilisés dans les cavités laser pour des applications de déclenchement (*Q-switching*) [57, 58], de verrouillage de modes pour la génération d'impulsions femtoseconde (*mode locking*) [59, 60] ou de modulation de pertes (*cavity damping*) [61, 62]. Pour ce genre d'application, il faut un matériau provoquant un minimum de pertes optiques du fait que le faisceau optique va passer plusieurs fois dans le cristal. Il faut également un seuil de dommage élevé car la cavité va emmagasiner de l'intensité. Ainsi, les plus utilisés sont la silice fondue [62, 63] et le quartz ou quartz fondu [59, 61].

L'utilisation de matériaux tels que le TeO_2 ou le molybdate de plomb permet d'obtenir une large bande passante d'environ 100 MHz [64] et 50 MHz [65] grâce à la vitesse des ondes acoustiques permettant d'avoir un temps de transit réduit et donc une bande passante accrue.

Pour les applications dans le domaine de l'infra-rouge nous retrouvons toujours le germanium [66]. En ce qui concerne l'ultraviolet, la silice fondue est majoritairement utilisée [67] car une partie de sa bande de transmission est dans cette zone du spectre.

La déviation du faisceau peut parfois être un problème lors de l'utilisation de modulateurs. Pour éviter cette déviation, l'idée de faire passer le faisceau diffracté une deuxième fois à travers le modulateur a été développée [68, 69]. Ainsi, l'angle de déviation causé lors du premier passage est compensé lors d'un second passage. Cependant, cela fait que le faisceau est modulé à deux fois la fréquence acoustique et cela provoque également une diminution de l'efficacité de diffraction.

2.3.4 Les filtres

Un filtre acousto-optique est réalisé avec une bande passante acoustique très fine afin d'être très sélectif et de sélectionner une seule longueur d'onde optique. Harris et Wallace démontrent pour la pre-

mière fois ce principe de filtrage en 1962 dans un cristal de niobate de lithium [70]. Cette première démonstration a été faite dans une configuration colinéaire, c'est à dire que les ondes optiques et acoustiques se propagent dans la même direction. Dans ce cas, la longueur d'onde optique centrale de la bande diffractée dépend de la fréquence acoustique d'après la relation (2.72). Nous comprenons, d'après cette relation, qu'un filtre acousto-optique dans une telle configuration nécessite l'utilisation de matériaux biréfringents.

Les paramètres importants à prendre en compte sont la largeur de bande optique $\Delta\lambda_0$, qui est la plage de longueur d'onde filtrable, et l'ouverture angulaire $\delta\theta_i$, qui détermine la précision du filtre. Tous les deux se calculent à partir de la détermination du désaccord de phase δ_ϕ :

$$\delta_\phi = \frac{bL}{2\pi\lambda_0^2}\Delta\lambda_0 + \frac{\Delta nL}{2\lambda_0}\Delta\theta_i^2 \tag{2.80}$$

avec b la constante de dispersion introduite par Harris et Wallace [70], L la longueur d'interaction et θ_i l'angle d'incidence. La largeur de bande $\Delta\lambda_0$ se calcule en considérant deux faisceaux parfaitement colinéaires ($\theta_i = 0$) et avec un déphasage valant $|\delta_\phi = 0,45|$ à -3 dB. Ainsi :

$$\Delta\lambda_0 \approx \frac{0,9\pi\lambda_0^2}{bL} \tag{2.81}$$

et l'ouverture angulaire en sortie du filtre vaut :

$$\Delta\theta_i \approx n\left(\frac{\lambda_0}{\Delta nL}\right)^{1/2}. \tag{2.82}$$

Ce cas de figure colinéaire est contraignant à mettre en place et n'est pas réalisable sur certains matériaux très utilisés en acousto-optique tel que le TeO_2 du fait de problèmes de symétrie cristalline. Pour réaliser un filtre sur ce matériau, il faut donc utiliser la configuration non-colinéaire, c'est-à-dire que le faisceau optique traverse le faisceau acoustique. La première démonstration a été faite en 1974 par Yano et Watanabe [71] puis améliorée par Chang [72]. Cette fois ci, la longueur d'onde diffractée s'exprime toujours en fonction de la fréquence acoustique mais également de l'angle d'incidence de l'onde optique :

$$\lambda = \frac{\Delta nV}{f}\sqrt{\sin^2 2\theta_i + \sin^4\theta_i} \tag{2.83}$$

avec θ_i l'angle d'incidence de l'onde optique, alors que la largeur de bande devient :

$$\Delta\lambda_0 \approx \frac{0,9\pi\lambda_0^2}{bL\sin^2\theta_i}. \tag{2.84}$$

Le problème majeur de cette configuration est la faible ouverture angulaire. Celle-ci peut néanmoins être corrigée en choisissant un vecteur d'onde acoustique permettant de garder parallèles les tangentes aux vecteurs d'onde incident et diffracté, comme dans le cas colinéaire. Plus récemment, Voloshinov *et al.* ont montré une amélioration de la résolution en choisissant l'angle idéal de la coupe. Ils ont également montré une diminution de la puissance acoustique de fonctionnement en trouvant la longueur idéale du transducteur à onde acoustique [73]. Dernièrement la plupart des investigations ont porté sur l'augmentation de la résolution spectrale des filtres, soit en utilisant un double filtrage avec deux [74] ou un seul filtre [75], soit en augmentant l'angle d'incidence de l'onde optique [76].

Les filtres acousto-optiques sont majoritairement utilisés dans le domaine de la spectroscopie qui peut s'appliquer au domaine de l'analyse chimique [77], au domaine du traitement d'image [78], mais également à l'analyse de la composition atmosphérique des planètes [79] et au domaine médical avec la

spectroscopie de cellules [80]. Ils peuvent également servir à la tomographie [81]. A la fin des années 1990, un système permettant de contrôler la durée d'une impulsion à l'aide d'un filtre acousto-optique a été développé par Tournois *et al.* [82, 83]. Dans le cadre d'une interaction colinéaire, il permet, en envoyant une onde acoustique large bande, de filtrer les longueurs d'ondes contenues dans l'impulsion optique à des moments différents grâce à la fréquence acoustique qui varie dans le temps. Ainsi, l'impulsion en sortie a une durée qui dépend de la vitesse de variation de la fréquence acoustique.

2.4 Acousto-optique intégrée

L'acousto-optique intégrée fait intervenir des ondes acoustiques de surface et des ondes optiques guidées à la surface du substrat. Les matériaux utilisables sont peu nombreux car ils doivent, en plus de posséder de bonnes qualités optiques et acoustiques, être propices à la fabrication de guides d'ondes optiques (les techniques de fabrication seront détaillées dans le Chapitre 5). Le niobate de lithium est le plus largement utilisé mais nous pouvons également citer le tantalate de lithium ($LiTaO_3$) [84–86] et des semi-conducteurs comme le silicium (Si) [87] ou l'arséniure de gallium (GaAs) [88–90]. Cependant, lorsque le matériau n'est pas piézoélectrique comme dans le cas du silicium, il est nécessaire d'intégrer au dispositif une couche mince de matériau piézoélectrique pour permettre la génération des ondes de surface. Cette couche est souvent en oxyde de zinc (ZnO) ou en nitrure d'aluminium (AlN).

La première configuration d'un déflecteur intégré en surface proposée par Kuhn *et al.* [91] utilise un substrat de quartz-α sur lequel est déposée une fine couche de verre. Le substrat permet à une onde acoustique de surface générée par un peigne interdigité de se propager et la couche de verre sert de guide plan à une onde optique, l'indice de réfraction du verre étant plus important que celui du quartz-α. Il peut ainsi se produire une déflection comme dans le cas d'une interaction dans le volume, mais cette fois confinée dans un plan. Un schéma de cette configuration est reporté sur la Figure 2.7.

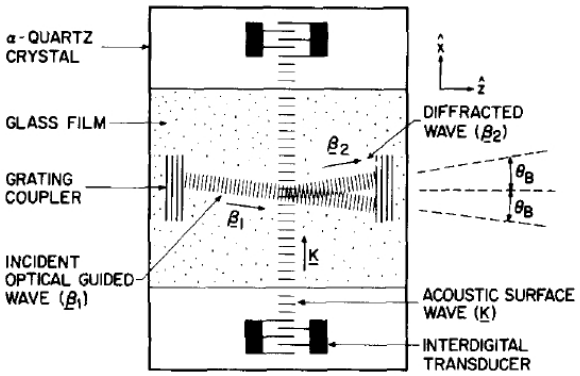


FIGURE 2.7 – Schéma de l'expérience réalisée par Kuhn *et al.* d'une déflection optique par une onde acoustique de surface dans une couche mince de verre déposée sur un substrat de quartz [91].

D'autres interactions avec un guide plan ont été développées mettant par exemple en jeu une couche de trisulfure d'arsenic (As_2S_3) également sur du niobate de lithium [92]. Cependant, cette configuration d'une couche sur un substrat permet à seulement environ 5% de l'énergie acoustique d'interagir avec l'onde optique, conduisant ainsi à une efficacité d'interaction réduite nécessitant une puissance acoustique trop importante. Cela s'explique par le faible recouvrement entre l'onde optique qui se propage dans la couche guidante et l'onde acoustique qui se propage en surface du matériau.

Pour ne plus avoir cet inconvénient, il faut donc guider l'onde optique de façon à ce qu'une plus grande part de l'énergie acoustique interagisse avec l'onde optique. Cela peut se faire en guidant les ondes

optiques et acoustiques dans le même plan horizontal. Il est possible d'utiliser différentes techniques afin de créer la couche guidante directement dans le substrat sans avoir à déposer un film mince, ce qui fait que les ondes acoustique et optiques se propagent au même endroit. Ces techniques sont la diffusion de métal et l'échange protonique, elles seront détaillées ultérieurement. Plusieurs exemples avec ce type de guide enterré sont présents dans la littérature. Nous pouvons citer par exemple un analyseur de spectre optique proposé par Xu et Tsai [93] réalisé avec un guide optique planaire par diffusion de titane dans un substrat de niobate de lithium.

Aujourd'hui, la grande majorité des guides optiques pour l'acousto-optique intégrée sont des guides dit "canaux", c'est-à-dire que le guide fait seulement quelques micromètres de large. Cela permet de mettre en place des applications en liaison avec des fibres optiques qui sont les pièces maîtresses des télécommunications optiques.

En ce qui concerne les applications, il existe des modulateurs et des filtres avec conversion de polarisation. Une déflection est impossible du fait de l'utilisation de guides canaux. Les modulateurs sont conçus en utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder intégré. Il n'y a en général qu'un seul bras de l'interféromètre qui est soumis à l'onde élastique [94]. Un schéma de ce genre de modulateur est reporté sur la Figure 2.8. Une variation sinusoïdale de l'intensité de l'onde optique de sortie est produite. Cette modulation est due au déphasage introduit dans un bras. Ce déphasage est lui-même dû à la modification d'indice causée par l'onde acoustique. Le maximum de déphasage dépend de la longueur d'interaction et de la variation d'indice et s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta\phi_{max} = \left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)\Delta n \tag{2.85}$$

avec L la longueur d'interaction. Il est également possible de choisir la distance entre les deux bras de façon à ce que le front d'onde acoustique soit en opposition de phase entre un bras et l'autre afin d'augmenter la différence d'indice de réfraction entre les deux bras [95]. En effet, le fait d'augmenter la différence d'indice entre les bras permet d'augmenter l'efficacité. Récemment, Beck *et al.* sont allés plus loin en proposant des dispositifs à interférences multiples, c'est à dire que plusieurs interféromètres sont placés en parallèle afin d'accroître encore l'effet des interférences et créer des interrupteurs ou de faire de la génération d'harmoniques ou de la mise en forme d'impulsions [89, 90].

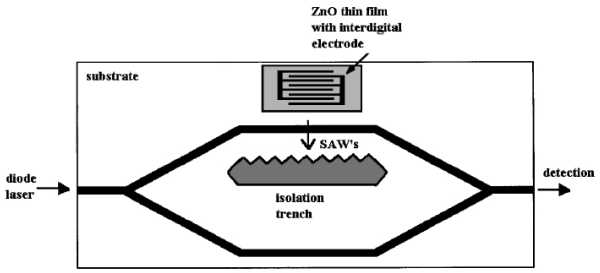


FIGURE 2.8 – Schéma d'un modulateur acousto-optique intégré sur silicium. Une onde acoustique interagit avec un seul bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder [94].

Récemment, un modulateur pouvant produire deux faisceaux optiques déphasés de 180° a été démontré [96]. Cela permet donc de créer deux faisceaux modulés à partir d'une seule onde incidente et d'une seule onde acoustique. Leur amplitude et leur fréquence dépendent de la puissance acoustique.

Les filtres à conversion de polarisation sont réalisés en configuration colinéaire. En effet, si la condi-

tion (2.72) est respectée, le faisceau optique de sortie aura changé de polarisation par rapport au faisceau entrant (voir section 2.2.3) [97–102]. De plus, seule la longueur d'onde choisie change de polarisation, ce qui permet de l'isoler en sortie en utilisant un polariseur. En 2009, Yudisitra *et al.* ont utilisé ce principe en proposant de créer une variation d'indice en polarisant périodiquement un cristal de niobate de lithium [102]. Cela permet de s'affranchir des problèmes de pertes causés par l'ajout de métal sur un guide optique intégrée. Les filtres intégrés sont principalement utilisés pour des applications de multiplexage optique en longueur d'onde. Ces applications, appelées WDM pour *wavelength division multiplexing*, utilisent donc un filtre acousto-optique de manière à séparer les longueurs d'onde et à les multiplexer [103, 104]. Un schéma de ce principe est reporté sur la Figure 2.9.

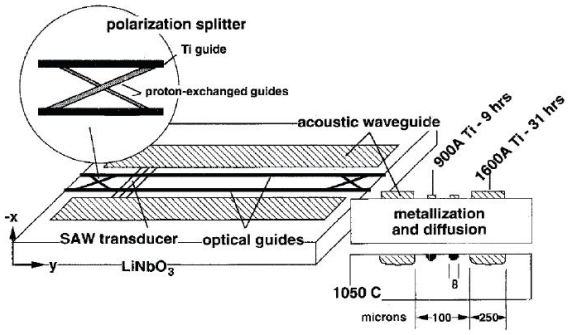


FIGURE 2.9 – Schéma du commutateur de polarisation optique proposé par Smith *et al.*. Les guides optiques sont réalisés par diffusion de titane et un guide acoustique de type "slot" (voir 1.5) est réalisé également par diffusion de titane [99].

2.5 Conclusion

Dans ce second chapitre, nous avons expliqué le principe de l'interaction acousto-optique. Nous avons montré qu'il y a deux façons théoriques de voir l'effet photo-élastique : la théorie de Pockels qui est facile d'utilisation, et la théorie de l'optique non-linéaire qui est plus rigoureuse. Nous avons également expliqué le phénomène de diffraction de la lumière par une onde acoustique. Nous l'avons montré de façon théorique en appliquant la théorie des ondes couplées. Nous l'avons également abordé de façon géométrique en considérant la variation d'indice induite par l'onde acoustique comme un réseau de diffraction.

Après avoir donné les paramètres des matériaux les plus utilisés en acousto-optique de volume, nous avons détaillé les trois grandes familles de dispositifs réalisés à partir de l'effet photo-élastique. La différence entre les trois familles de dispositifs tient au fait que chaque cas est optimisé de façon à soit choisir l'angle de déflection de manière précise pour réaliser un déflecteur, soit utiliser toute l'énergie optique et ainsi pouvoir la moduler pour réaliser un modulateur ou alors pouvoir choisir précisément la longueur d'onde diffractée pour ainsi réaliser un filtre.

Ces dispositifs peuvent également être adaptés à l'optique intégrée. Cela va permettre de réduire leur taille mais va également permettre une adaptation avec les systèmes utilisant des fibres optiques qui sont des éléments omniprésents dans le domaine des télécommunications optiques.

Chapitre 3

Transducteurs à peignes interdigités à haut facteur de forme

3.1 Introduction

Nous allons dans ce chapitre présenter la conception et la fabrication de peignes interdigités à haut facteur de forme ou *high aspect ratio interdigitated transducers* (HAR IDTs) permettant de guider l'onde acoustique qu'ils génèrent. En effet, nous savons qu'en modifiant les propriétés de la surface, nous pouvons contrôler la propagation des ondes acoustiques.

Cependant, un autre type de contrôle de la vitesse de propagation peut être réalisé en structurant périodiquement la surface comme cela a été fait sur des matériaux isotropes [105–108] puis anisotropes [109]. Ce type de surface structurée permet de générer des ondes de polarisation transverse horizontale, ce qui est impossible sur une surface homogène où seules des ondes de Rayleigh polarisées sagittalement peuvent être générées. Ces ondes transverses horizontales possèdent une vitesse de propagation plus faible que celle de l'onde de Rayleigh.

Le type de structuration utilisé dans les précédents travaux permet de faire le parallèle avec les peignes interdigités qui forment un réseau périodique d'électrodes à une dimension. Cela peut aussi être comparé aux cristaux phononiques qui sont actuellement une des voies les plus prometteuses en ce qui concerne le guidage des ondes de surface [110]. En exploitant toutes ces idées, il est théoriquement possible de générer des ondes de surface lentes à l'aide d'HAR IDTs [111, 112].

Il a été montré que ces HAR IDTs agissent comme des résonateurs qui piègent l'énergie acoustique et ainsi ralentissent les ondes [113]. Cette capacité à ralentir la vitesse de propagation des ondes, additionnée à la différence de polarisation entre les ondes générées et au fait que l'onde de Rayleigh est capable de se propager sur une surface homogène, permet d'envisager la possibilité de créer un guide d'onde compact et efficace pour des ondes de surface.

C'est donc vers cette solution que je me suis tourné. Nous avons commencé par choisir l'orientation cristallographique du niobate de lithium qui conviendrait le mieux pour ces dispositifs, puis nous avons choisi les dimensions et enfin nous avons réfléchi au procédé de fabrication qui permettrait de réaliser au mieux ce genre de peignes. Suite à la réalisation nous avons procédé à la caractérisation des dispositifs pour connaitre leur fonctionnement et savoir si le guidage attendu est présent.

3.2 Les structures à haut facteur de forme

L'histoire de l'utilisation de structures à haut facteur de forme appliquées aux ondes élastiques remonte à l'observation d'ondes acoustiques de polarisation transverse horizontale sur une surface corruguée faite en 1976 par Auld *et al.* [105]. Une représentation schématique de la surface de propagation est

donnée en encart de la Figure 3.1. Ce travail est fondé sur l'existence d'ondes électro-magnétiques polarisées suivant x lors de la propagation le long de la surface corrugée [114, 115]. En effet, les conditions aux limites dans le plan pour les ondes électro-magnétiques sont analogues à celles des ondes acoustiques, ce qui a donc permis d'envisager la propagation d'une onde acoustique transverse à la surface d'un matériau. Les ondes acoustiques de surface de polarisation transverse horizontale ne peuvent pas exister sur surface plane. La structuration de la surface est donc la condition nécessaire à la propagation de ce type d'ondes.

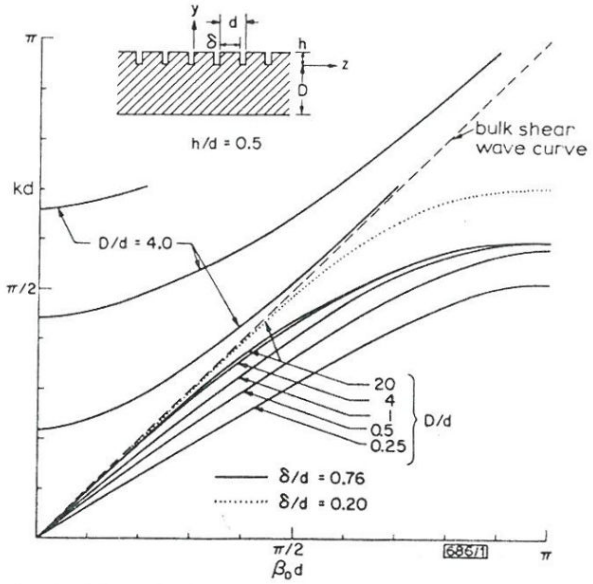


FIGURE 3.1 – Courbes de dispersion théoriques pour les ondes transverses se propageant sur une surface corruguée. La forme de la surface est donnée en encart. Figure extraite de [105].

Les expériences ont montré une réduction de la vitesse de propagation des ondes lorsque la hauteur h augmente. Ce phénomène est d'un grand intérêt dans le cadre des recherches sur le guidage des ondes acoustiques, car comme nous l'avons déjà dit section 1.5, le guidage est rendu possible par le ralentissement de la vitesse de propagation des ondes.

Suite à cette première observation sur substrat isotrope, plusieurs travaux théoriques ont suivi [106, 116–119]. Ces recherches ont eu pour but principal la réduction de la vitesse de propagation. Cette réduction est attribuée à une diminution du module de Young en surface du matériau due à la forme de la corrugation. Ainsi, la rigidité est moindre, donc la vitesse de propagation l'est également.

Il a fallu attendre 2000 pour voir une première étude théorique de la propagation d'ondes acoustiques transverses horizontales sur un substrat anisotrope [109]. Dans ce cas également, l'existence d'ondes de surface de polarisation transverse dont la vitesse de propagation est ralentie est démontrée. Néanmoins, ce phénomène n'est pas exploité. C'est pour cette raison qu'en 2001 un travail théorique a été mené par Laude *et al.* sur substrat piézoélectrique [111], ce type de substrat étant très répandu dans le domaine des SAWs. Cette étude a été réalisée pour plusieurs substrats piézoélectriques sur lesquels un réseau d'électrodes d'aluminium a été déposé, contrairement aux précédentes recherches où le matériau était directement gravé pour obtenir un réseau périodique en surface. Ces électrodes sont utilisées comme un IDT, c'est-à-dire que l'onde guidée est directement générée par le réseau. Il a été constaté l'apparition de plusieurs modes de polarisation transverse horizontale (*Shear Horizontal*, SH) mais également de modes de polarisation principalement sagittale (*Vertically Polarized*, VP). Le point commun entre tous ces modes est que leur vitesse de propagation diminue lorsque la hauteur des électrodes augmente. Cet

effet est visible sur les courbes de dispersion présentées sur la Figure 3.2. Il a été également constaté que la polarisation des modes dépend du substrat utilisé alors que leur nombre et leur vitesse dépendent de la hauteur des électrodes, ce qui indique une forte interaction entre les vibrations des électrodes et celles de l'onde de surface qui se propage.

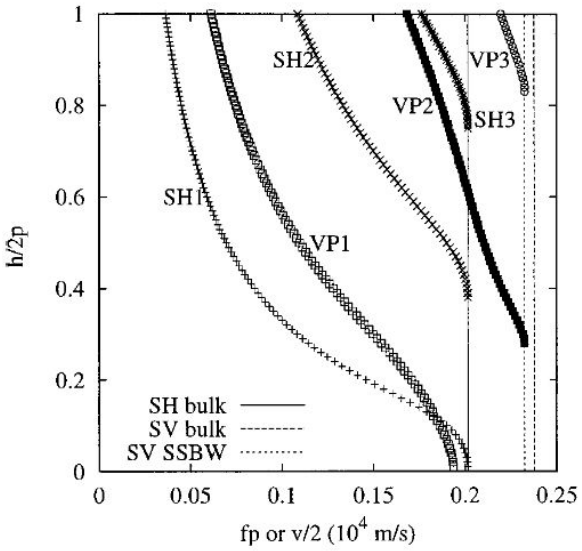


FIGURE 3.2 – Courbes de dispersion théoriques en fonction de la hauteur des électrodes pour un substrat de niobate de lithium coupe Y+128°. f désigne la fréquence, p la période de l'IDT et h sa hauteur [111].

Suite à cette étude théorique, une étude expérimentale a été menée en 2006 pour constater en pratique l'apparition des modes SH et VP [112]. Les schémas explicatifs sont montrés sur la Figure 3.3. Le substrat est en niobate de lithium coupe Y+128° et les électrodes sont en nickel. Une image au microscope électronique à balayage d'une partie d'un peigne à haut facteur de forme (HAR IDT) est reportée sur la Figure 3.3(a). Nous pouvons également voir une coupe transverse d'un IDT et un schéma de la structure utilisée pour l'article sur les Figures 3.3(b) et (c). Les mesures faites sur ces dispositifs montrent l'apparition des modes SH et VP comme le prédit la théorie décrite dans l'article de 2001. La diminution de la vitesse de propagation avec l'augmentation de la hauteur des électrodes est également observée. La vitesse minimum obtenue est de 450 m/s, ce qui est bien inférieur aux 4000 m/s attendus pour l'onde de Rayleigh dans la configuration testée. Ce ralentissement est attribué au stockage d'une part de l'énergie acoustique dans les électrodes. La propagation est vue comme le couplage des résonances propres des électrodes. Les HAR IDTs sont donc comparés à une série de résonateurs mécaniques dont la fréquence de résonance dépend de leur hauteur.

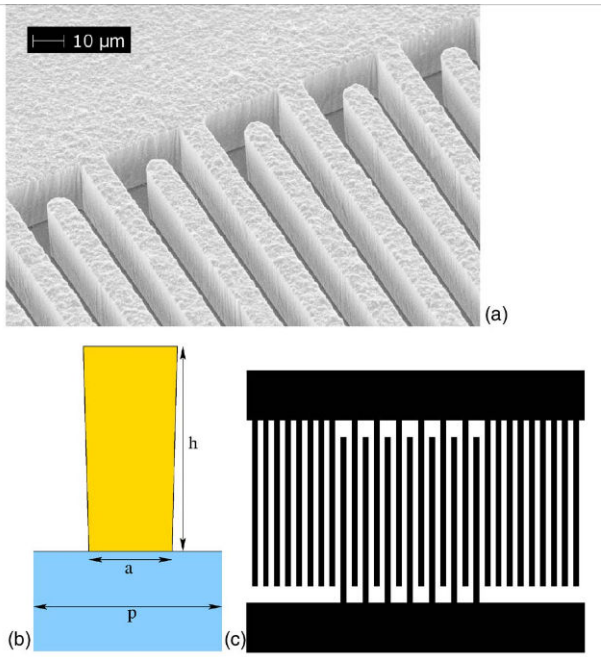


FIGURE 3.3 – (a) Image au microscope électronique à balayage des IDTs à haut facteur de forme sur niobate de lithium coupe Y+128°. Les doigts font 6 µm de large et 30 µm de haut. (b) Coupe transverse d'une période d'IDT, le rapport de métallisation a/p est de 0,5. (c) Représentation schématique d'un transducteur entouré de deux miroirs de Bragg [112].

Pour confirmer les suppositions faites à la suite de ces expériences, Dühring *et al.* [113] réalisent des simulations numériques pour vérifier l'hypothèse du stockage de l'énergie acoustique dans les électrodes. La portion d'énergie stockée en fonction de la hauteur des électrodes est donnée sur la Figure 3.4. Nous pouvons remarquer que la part d'énergie stockée dans les électrodes augmente avec la hauteur et sature pour une hauteur environ égale à $h/2p = 3$. Ces simulations corroborent donc les hypothèses avancées dans [112] en 2006.

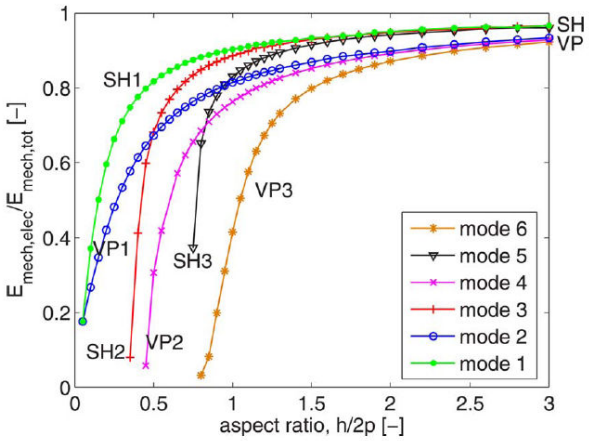


FIGURE 3.4 – Portion d'énergie stockée dans les électrodes en fonction de la hauteur [113].

3.3 Conception des peignes interdigités à haut facteur de forme

A partir de ces données, l'idée d'un guidage des ondes acoustiques en utilisant des HAR IDTs peut se poser. En effet, le stockage de l'énergie peut permettre d'envisager un guidage sans fuites en dehors des électrodes. L'énergie acoustique serait donc localisée uniquement sous les électrodes à haut facteur de forme. Pour ce faire, nous avons donc pensé à affecter un haut facteur de forme uniquement le long de l'ouverture acoustique du peigne de façon à obtenir un confinement de l'énergie dans les trois dimensions de l'espace, car dans le cas des réalisations de 2006, le confinement était réalisé dans la direction de propagation et dans la profondeur mais pas dans la largeur. Nous avons également diminué cette ouverture acoustique à seulement quelques longueurs d'onde de façon à obtenir un confinement plus élevé. Un autre changement intervient sur le substrat car nous allons développer ces peignes sur du niobate de lithium coupe X et propagation Y ayant un coefficient de couplage électro-mécanique d'environ 3,1%, les précédents étaient également sur niobate de lithium mais coupe Y+128°. Nous avons effectué ce changement car le but final est l'utilisation des HAR IDTs dans le cadre d'une application acousto-optique. Nous justifierons le choix de cette orientation cristallographique dans les chapitres 4 et 5.

Pour la conception des HAR IDTs nous n'avions pas de contraintes particulières, la gamme de fréquence visée n'ayant pas d'importance pour la démonstration d'un guidage acoustique. C'est donc le procédé de fabrication qui a guidé le dimensionnement des transducteurs.

En ce qui concerne ce procédé, nous nous sommes fondés sur la fabrication des HAR IDTs de 2006. Le haut facteur de forme est donc obtenu par électroformage d'une couche de nickel [120]. Cette technique nécessite une surface conductrice sous la zone de dépôt. Les HAR IDTs auront donc comme base un peigne classique fait d'une couche mince de cuivre. Cette couche devra également relier tous les HAR IDTs entre eux pour que toutes les zones à électroformer soient parcourues par un courant. Ce dépôt de couche de cuivre sera la première étape du procédé de fabrication.

La croissance du nickel doit se faire dans un moule de résine épaisse. Nous avons choisi pour ce moule la résine AZ 9260 de MicroChemicals qui permet d'obtenir de hauts facteurs de forme. Nous avons choisi une résine positive car elle est plus simple à enlever une fois le nickel déposé. En effet, une résine négative est plus difficile à enlever et des résidus pourraient rester entre les doigts des peignes. Cette différence vient du fait qu'une résine négative est fabriquée à base d'epoxyde. Ainsi lorsqu'elle est soumise à un durcisseur (par exemple rayonnement UV ou chaleur) elle se réticule et devient très difficile à enlever. Nous avons donc développé un procédé de formation du moule de résine pour une résine positive.

Pour finir, il faut enlever les parties de la couche de cuivre qui relient les peignes entre eux. Cette étape est réalisée par gravure chimique humide après avoir protégé les HAR IDTs à l'aide d'une couche de résine afin de ne pas graver le métal constituant les transducteurs. La gravure de l'excédent de cuivre représente la troisième et dernière étape du procédé de fabrication des HAR IDTs. La Figure 3.5 représente un schéma des structures que nous avons fabriquées.

Nous savons que la hauteur des structures sera limitée par la hauteur du moule de résine. La période p sera, elle, fixée par la résolution de la résine utilisée pour le moule. Le rapport de métallisation a/p est de 0,5. En ce qui concerne l'ouverture acoustique, nous en avons testé cinq qui sont de 36, 72, 144, 288 et 576 µm respectivement égales à Λ, 2Λ, 4Λ, 8Λ et 16Λ, Λ étant la longueur d'onde acoustique égale à $2p$. Pour la suite nous désignerons les ouvertures acoustiques par le rapport $w/2p$, w étant la longueur de cette ouverture. La distance entre l'extrémité d'un doigt et le bus qui lui fait face est fixée à 40 µm quelle que soit la longueur de l'ouverture acoustique. Nous avons également testé des peignes possédant 10 et 50 paires de doigts.

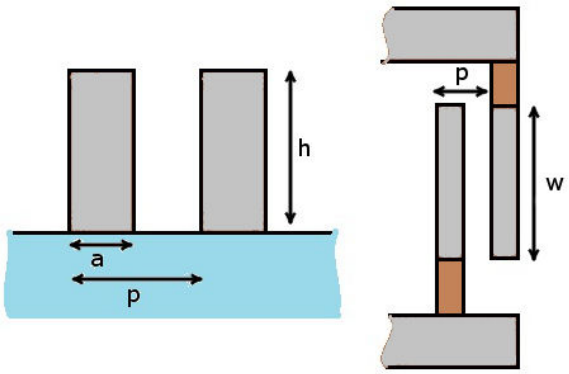


FIGURE 3.5 – Vue latérale et vue de dessus schématiques des transducteurs HAR. *h* est la hauteur, *p* la période, *a* la largeur d'un doigt et *w* l'ouverture acoustique. Les zones grises sont les zones à haut facteur de forme, les zones marrons représentent la couche fine de cuivre.

3.4 Technologie de fabrication

Le procédé de fabrication comporte trois grandes parties : le dépôt d'un plan de masse, l'électroformage et la gravure de l'excédent de métal. La première partie commence par une photo-lithographie de résine inversible (TI 09XR, MicroChemicals). Nous déposons ensuite 30 nm de chrome et 170 nm de cuivre par pulvérisation. Le chrome sert de couche d'accroche et permet une meilleure tenue du cuivre sur le niobate de lithium. Nous obtenons ainsi une couche conductrice de 200 nm d'épaisseur. Nous finissons par un *lift-off*, c'est-à-dire que nous dissolvons la résine dans de l'acétone pour qu'il ne reste du métal que là où la résine n'était pas présente. Le diagramme de procédé correspondant à la structuration du plan de masse est présenté sur la Figure 3.6.

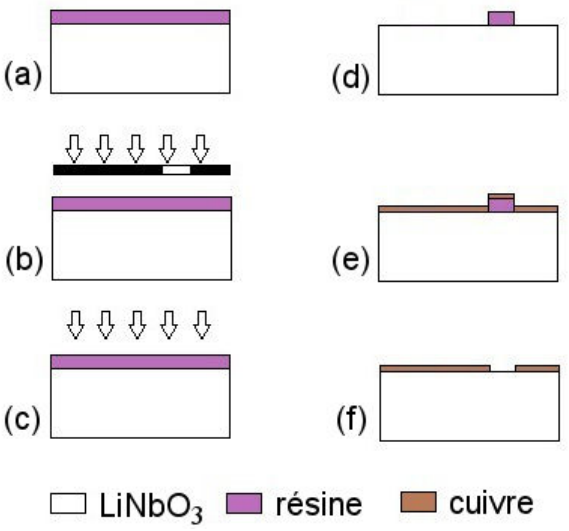


FIGURE 3.6 – Étapes du procédé de définition du plan de masse de cuivre.

– (a) enduction d'une résine photosensible inversible par centrifugation pour obtenir une épaisseur d'environ 1,2 µm suivie d'un recuit;

– (b) exposition aux UV (longueur d'onde entre 350 et 450 nm) à travers un masque pour rendre la résine exposée soluble au développeur grâce à un agent photo-actif présent dans la résine;
– (c) recuit d'inversion qui transforme la résine soluble en résine insoluble, exposition sans masque qui transforme la résine non exposée la première fois en résine soluble;
– (d) étape de développement qui dissout la résine exposée grâce à un développeur (MF26A, Microposit);
– (e) dépôt de la couche de 200 nm de chrome et de cuivre par pulvérisation cathodique;
– (f) dissolution de la résine restante dans un solvant (*lift-off*).

Paramètres d'enduction de la résine
– vitesse : 1100 tr/min
– accélération : 4000 tr/min/s
– durée : 30 s
– recuit : 1 min 20 à 100 ˚C

Paramètres d'exposition et de développement
– première exposition : 90 mJ/cm^2
– recuit d'inversion : 1 min 20 à 130 ˚C
– seconde exposition : 300 mJ/cm^2
– développement : 1 min

La seconde partie est la plus compliquée et la plus cruciale : c'est l'électroformage des peignes. Nous commençons par fabriquer un moule en résine épaisse pour définir les zones où nous voulons faire croître le nickel. Ensuite nous électroformons et nous finissons par enlever la résine. Nous avons optimisé la qualité du moule de résine en agissant sur les paramètres d'enduction, le temps de recuit et l'exposition. Le diagramme de procédé de cette partie est schématisé sur la Figure 3.7.

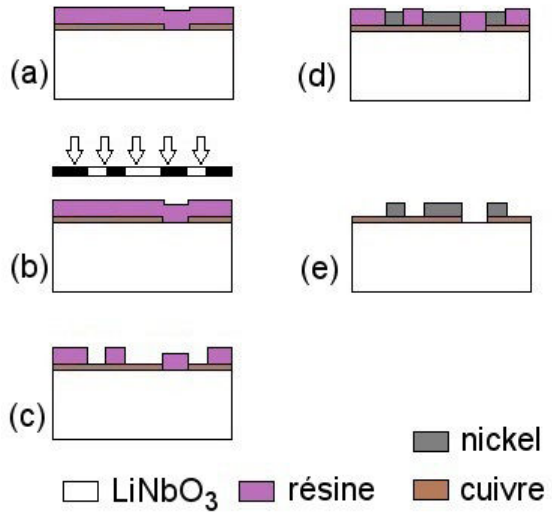


FIGURE 3.7 – Étapes du procédé d'électroformage de nickel.

– (a) enduction d'une résine épaisse positive (AZ 9260) par centrifugation pour une épaisseur d'environ 24 µm;
– (b) après un recuit, exposition à travers un masque pour transformer la résine exposée en résine soluble au développeur;
– (c) dissolution de la résine insolée dans un développeur (AZ400K);
– (d) désoxydation du cuivre dans de l'acide chlorhydrique dilué à 10% et électroformage pendant environ 80 min avec un courant de 60 mA qui fait croître du nickel à une épaisseur d'environ 15 µm;
– (e) dissolution de la résine restante dans de l'acétone.

Paramètres d'enduction de la résine épaisse
- vitesse : 700 tr/min
- accélération : 3000 tr/min/s
- durée : 30 s

Paramètres de recuit et développement
- rampe de montée : de 45 ˚C à 105 ˚C en 15 min
- palier : 6 min à 105 ˚C
- refroidissement : de 105 ˚C à 75 ˚C (environ 20 min)
- exposition : 900 mJ/cm^2
- développement : 15 min

Nous commençons par former un moule en résine épaisse par photolithographie. Cette fabrication du moule de résine a donné lieu à une recherche des paramètres optimaux pour obtenir un moule résistant aux contraintes dues à l'électroformage (l'effet de murs non résistants sera montré dans la suite de ce chapitre). Nous sommes arrivés à un compromis : nous déposons environ 24 µm d'épaisseur de résine, ce qui fait que nous ne pourrons pas dépasser cette valeur pour la hauteur des électrodes. La période p sera de 18 µm, donc la largeur a des doigts sera de 9 µm, ce qui correspond à un facteur de forme d'environ 2,7. Lors de cette étape de photo-lithographie nous obtenons des flancs de résine sortants, ce qui signifie que le fond d'un motif et plus fin que le sommet, donc les électrodes qui vont croître dans ces motifs auront une forme pyramidale inversée. Ensuite, nous passons à l'électroformage.

Cette technologie de dépôt consiste à immerger le substrat dans une solution de sulfamate de nickel où sont également immergées des billes de nickel. Ces billes sont reliées à un potentiel positif et le substrat à un potentiel négatif. Ainsi, un flux de courant se crée entre les deux, ce qui permet de dissoudre le nickel des billes. Ce nickel dissout va remplacer les ions Ni^+ qui se déposent sur le substrat de façon à conserver la quantité d'ions dans le bain [120]. Cette technique permet de réaliser des dépôts très épais mais compte quelques inconvénients. Elle est très inhomogène. En effet, le centre du substrat va croître moins vite que les bords. Il y a également un effet de bord qui se produit avec le moule de résine, ce qui signifie qu'une électrode sera plus épaisse sur ses bords qu'en son centre. Enfin, la surface de nickel qui résulte de ce dépôt est très rugueuse.

Cette étape est source de nombreux problèmes de fabrication. En effet, comme nous l'avons déjà évoqué, la fabrication du moule doit permettre aux murs de résine de résister aux contraintes induites par la croissance du nickel. La figure 3.8(a) montre un exemple de mur de résine qui n'a pas tenu lors de l'électroformage. Nous pouvons voir une électrode déformée lors de la croissance du nickel. Ce problème peut être corrigé soit par un recuit plus long, soit par une exposition avec une énergie plus faible.

Des défauts de croissance peuvent également avoir lieu si le développement de la résine épaisse n'est pas parfait et qu'il reste de la résine ou si la couche de cuivre est oxydée. Nous pouvons voir le résultat de ce genre de défauts sur la figure 3.8(b). Cela provient soit d'un temps de développement trop court, soit d'une mauvaise exposition due à des tâches sur le masque par exemple. Cela peut aussi provenir d'une oxydation du cuivre. C'est pour cette raison que le cuivre est désoxydé juste avant l'électroformage en immergeant le substrat dans de l'acide chlorhydrique dilué à 10%.

Nous pouvons aussi constater un décollement des électrodes si les contraintes sont trop fortes lors de la croissance du nickel et que la couche inférieure de cuivre ne résiste pas car sa capacité d'adhérence est trop faible. Des exemples sont visibles sur les figures 3.8(c) et (d). Sur ces figures nous pouvons clairement voir que des électrodes se sont décollées en arrachant la couche de cuivre. Nous pouvons également voir des électrodes couchées car l'adhérence de la couche de cuivre n'était plus suffisante pour maintenir les électrodes debout. Nous pouvons corriger ce problème en augmentant le courant lors de l'électroformage. En effet, les contraintes diminuent lorsque le courant augmente. C'est pour minimiser ces contraintes tout en gardant une vitesse de croissance convenable d'environ 16 µm par heure que la densité de courant a été fixée à 1,5 A/dm^2 lors de la croissance. Cette contrainte implique d'avoir une

surface minimum à électroformer. Cette surface minimum n'étant pas atteinte avec les peignes seuls, des zones supplémentaires ont été ajoutées. Ces zones ont été placées au voisinage des peignes de façon à homogénéiser la croissance de ces derniers, ces zones ajoutées ont donc une double utilité.
Une fois cette étape terminée, nous enlevons simplement la résine pour ne laisser que les peignes électroformés sur la couche de cuivre préalablement déposée.

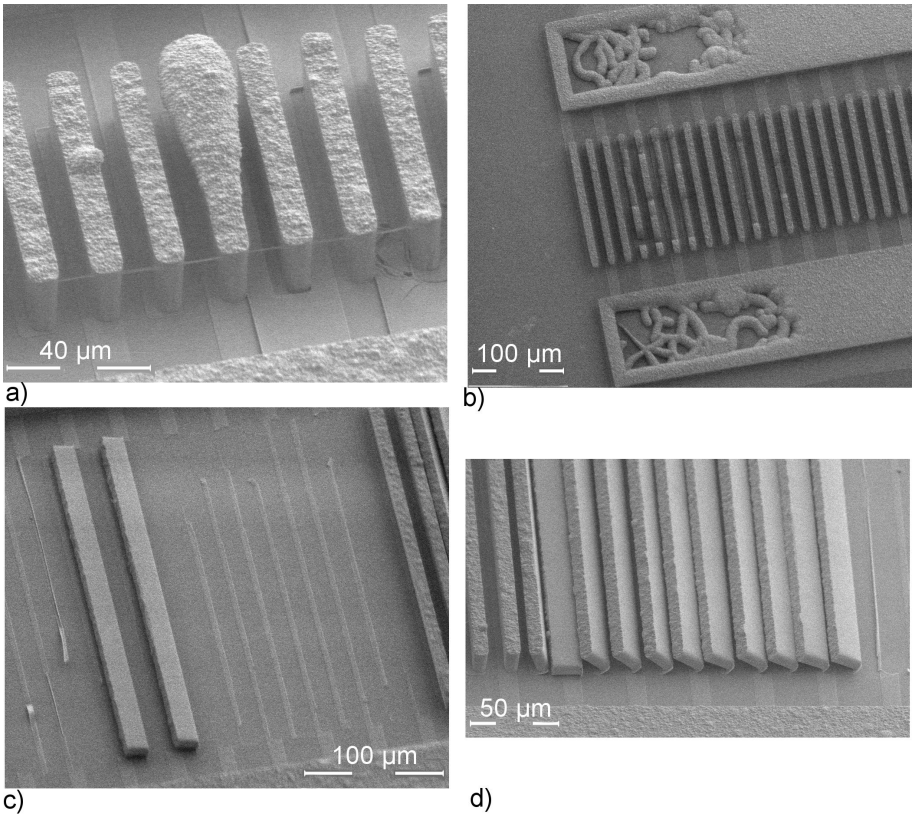


FIGURE 3.8 – Quelques défauts visibles lors de la seconde étape de fabrication. (a) Malformation d'une électrode lorsque les murs de résine ne sont pas assez résistants. (b) Défauts de croissance lors dus à la présence de résidus sur la couche de cuivre. (c) et (d) Décollement de la couche de cuivre lorsque les contraintes induites par la croissance sont trop fortes.

La dernière partie du procédé permet d'enlever la couche de cuivre qui fait la liaison entre tous les peignes (plan de masse) pour qu'il n'y ait pas de court-circuits. Pour ce faire, nous utilisons un procédé de gravure chimique humide. Le diagramme de procédé de cette dernière partie est montré Figure 3.9.

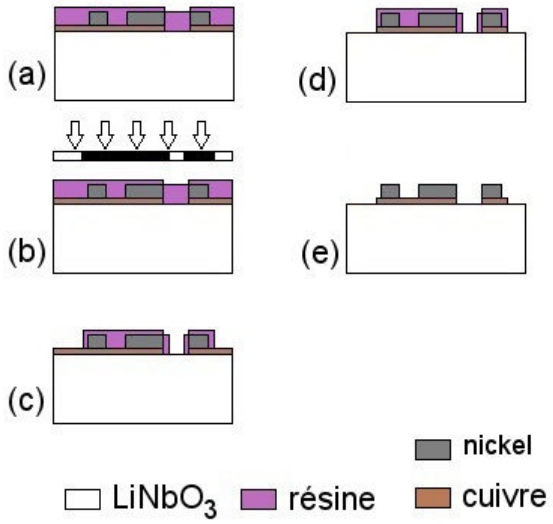


FIGURE 3.9 – Étapes du procédé de gravure du cuivre et du chrome.

- (a) dépôt de résine épaisse (AZ9260) par pulvérisation (*spray coating*), épaisseur d'environ 16 µm;
- (b) après un recuit, exposition de la résine aux UV;
- (c) développement de la résine (développeur AZ400K);
- (d) gravure du cuivre dans du perchlorure de fer et gravure du chrome dans une solution de gravure commerciale;
- (e) dissolution de la résine restante dans de l'acétone.

Paramètres d'enduction par spray de la résine épaisse
- débit : 3,5 ml/min
- vitesse d'avance : 85 mm/s
- pression d'azote : 1 bar
- température : 80˚C
- recuit : 90˚pendant 2 min
- exposition : 900 mJ

Paramètres de gravure
- gravure du cuivre : 10 s dans du perchlorure de fer
- gravure du chrome : 45 s dans dans une solution de gravure du chrome

Nous commençons donc par déposer une couche de résine d'environ 15 µm pour protéger les HAR IDTs lors de la gravure. Ce dépôt est fait par pulvérisation car le haut facteur de forme rendrait un dépôt par centrifugation très irrégulier. Après ce dépôt, nous procédons à une photolithographie pour ne laisser de la résine que sur les HAR IDTs et ainsi les protéger lors de la gravure humide. Nous immergeons ensuite le substrat dans du perchlorure de fer ($FeCl_3$), ce qui permet de graver le cuivre. Une fois le cuivre gravé, nous immergeons le substrat dans une solution composée de 10,9% de nitrate de cérium et d'ammonium ($(NH_4)_2Ce(NO_3)_6$), 4,25% d'acide perchlorique ($HClO_4$) et de 84,85% d'eau. Celle solution, plus communément appelée *etch chrome*, permet de graver chimiquement le chrome. Une fois l'excédent de métal retiré, nous pouvons enlever la résine de protection. La figure 3.10 résume le procédé complet de manière plus synthétique.

Les résultats finaux sont visibles sur la figure 3.11. Nous observons sur ces images une partie du réseau d'électrodes à haut facteur de forme, au centre, ainsi que les bus de liaison sur les parties inférieures et supérieures. Nous distinguons également la couche de cuivre qui dessine un peigne mince classique sous les zones électroformées.

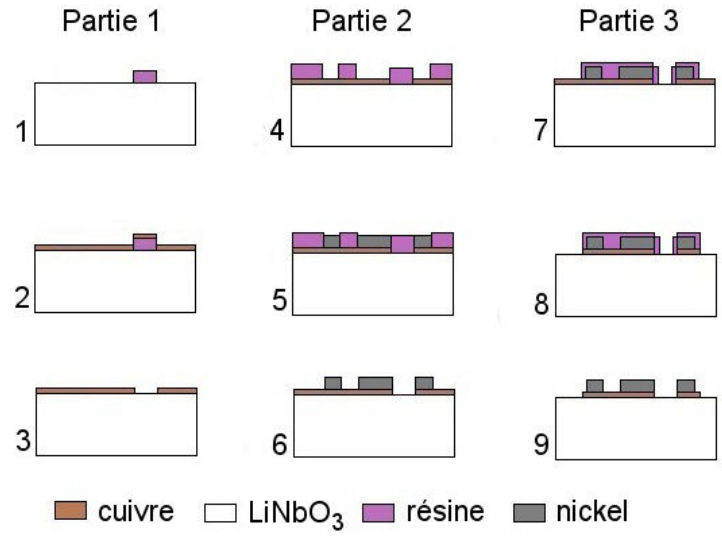


FIGURE 3.10 – Diagramme de procédé complet pour la réalisation des HAR IDTs. Partie 1 : dépôt du plan de masse de cuivre, partie 2 : électroformage, partie 3 : gravure de l'excédent de cuivre

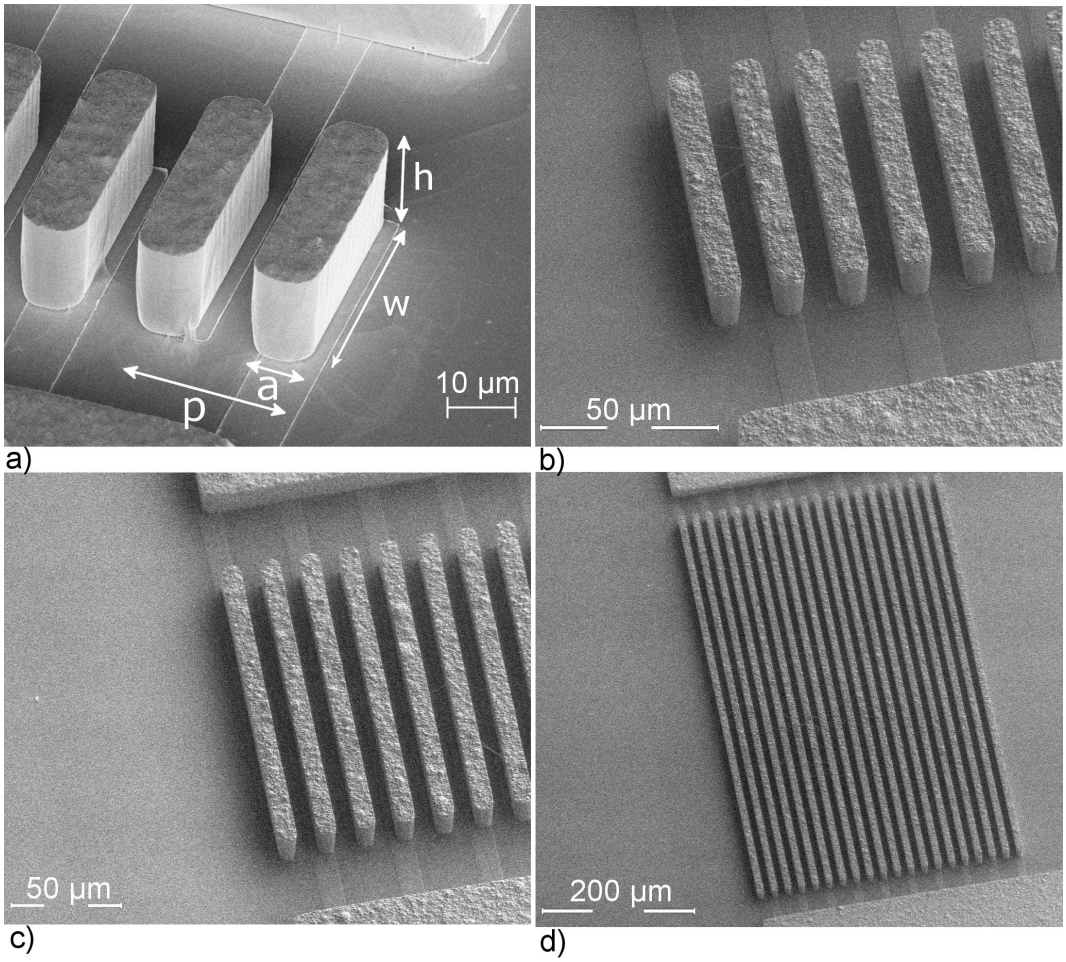


FIGURE 3.11 – Images prises au microscope électronique à balayage d'HAR IDTs après toutes les étapes de fabrication. (a) Peigne avec $h/2p = 0,43$, $w/2p = 1$, $p = 18$ µm et $a = 9$ µm. (b) Peigne avec $w/2p = 2$. (c) Peigne avec $w/2p = 4$. (d) Peigne avec $w/2p = 16$

Le décalage présent entre la couche de cuivre et les électrodes électroformées vient d'un défaut d'alignement lors de l'exposition de la résine épaisse.

3.5 Caractérisation

Après avoir réalisé des peignes, nous les avons caractérisés de façon à connaître plus précisément leur fonctionnement. Nous avons commencé par effectuer une mesure du paramètre S_{11} pour connaître les fréquences de résonance du système. La matériel utilisé pour ces mesures est décrit dans l'Annexe A.

Dans cette partie, nous allons exposer les résultats obtenus. Cependant, il faut préciser que toutes les mesures de paramètres S ne seront pas exposées étant donné la quantité de peignes mesurés. Nous ne montrerons donc que les résultats les plus représentatifs.

Une fois les fréquences de résonance connues, nous avons effectué une mesure des déplacements mécaniques hors plan à l'aide d'une sonde optique interférométrique hétérodyne dont le principe est détaillé dans l'Annexe B.

3.5.1 Transducteurs avec une ouverture acoustique de Λ

Nous allons maintenant montrer les résultats obtenus à l'aide des deux types de mesures évoqués ci-dessus pour les peignes possédant une ouverture acoustique valant seulement une longueur d'onde acoustique (W1). La figure 3.12 regroupe les paramètres S_{11} pour les peignes de 10 et 50 paires de doigts, la mesure optique des déplacements hors plan pour tous les modes d'un peigne avec le schéma de la zone balayée puis une mesure de l'amplitude moyenne du déplacement le long du peigne pour chaque mode.

Les mesures du paramètre S_{11} présentées figure 3.12(a) et (b) représentent l'évolution de la puissance électrique réfléchie par le dispositif en fonction de la fréquence. Les pertes électriques étant relativement faibles, une diminution des la puissance réfléchie traduit la transduction des ondes acoustiques dans le substrat. La ligne verticale qui délimite la zone grisée est la fréquence à partir de laquelle les modes sont considérés comme des pseudo ondes de surface. Cette fréquence correspond à la fréquence de l'onde de volume la plus lente soit, dans ce cas, 109,4 MHz (vitesse d'environ 3940 m/s).

Nous pouvons remarquer que ces structures ont plusieurs modes résonants, comme nous l'attendions au vu des résultats publiés par Laude *et al.* [112]. En comparant les peignes de hauteurs différentes, nous constatons que les fréquences de résonance varient en fonction de la hauteur des électrodes. Quand la hauteur augmente, la fréquence diminue. Nous remarquons également une différence d'amplitude entre les peignes avec 10 et 50 paires de doigts. Cette différence est due au fait que l'onde élastique se forme à partir d'une interférence constructive et plus il y a de paires de doigts, plus il y a d'interférences donc plus le signal est fort. Des pics plus petits intervenant régulièrement entre les fréquences de résonance sont visibles. Il s'avère que ce sont des modes d'épaisseur. En effet, ils interviennent environ tous les 5 MHz, et sachant que la vitesse de l'onde de volume est d'environ $v = 5000$ m/s, nous en déduisons que la résonance du substrat intervient tous les $v/2L$, avec $L = 500$ µm l'épaisseur du substrat. Nous avons vérifié cette théorie en appliquant une couche absorbante (résine) sur la face arrière du wafer. Nous avons constaté une diminution de l'amplitude des pics parasites. Il faudrait, pour les éliminer totalement, utiliser un substrat poli simple face ou isoler la face arrière lors de la mesure.
En ce qui concerne les vitesses de propagation, sachant que la vitesse de phase de l'onde de surface vaut $v = 2fp$, nous avons ici une vitesse minimum d'environ 781 m/s obtenue avec le peigne ayant un rapport $h/2p$ de 0,58 (figure 3.12(a)), ce qui est bien inférieur à la vitesse de 3639 m/s de l'onde de Rayleigh attendue avec un peigne mince.

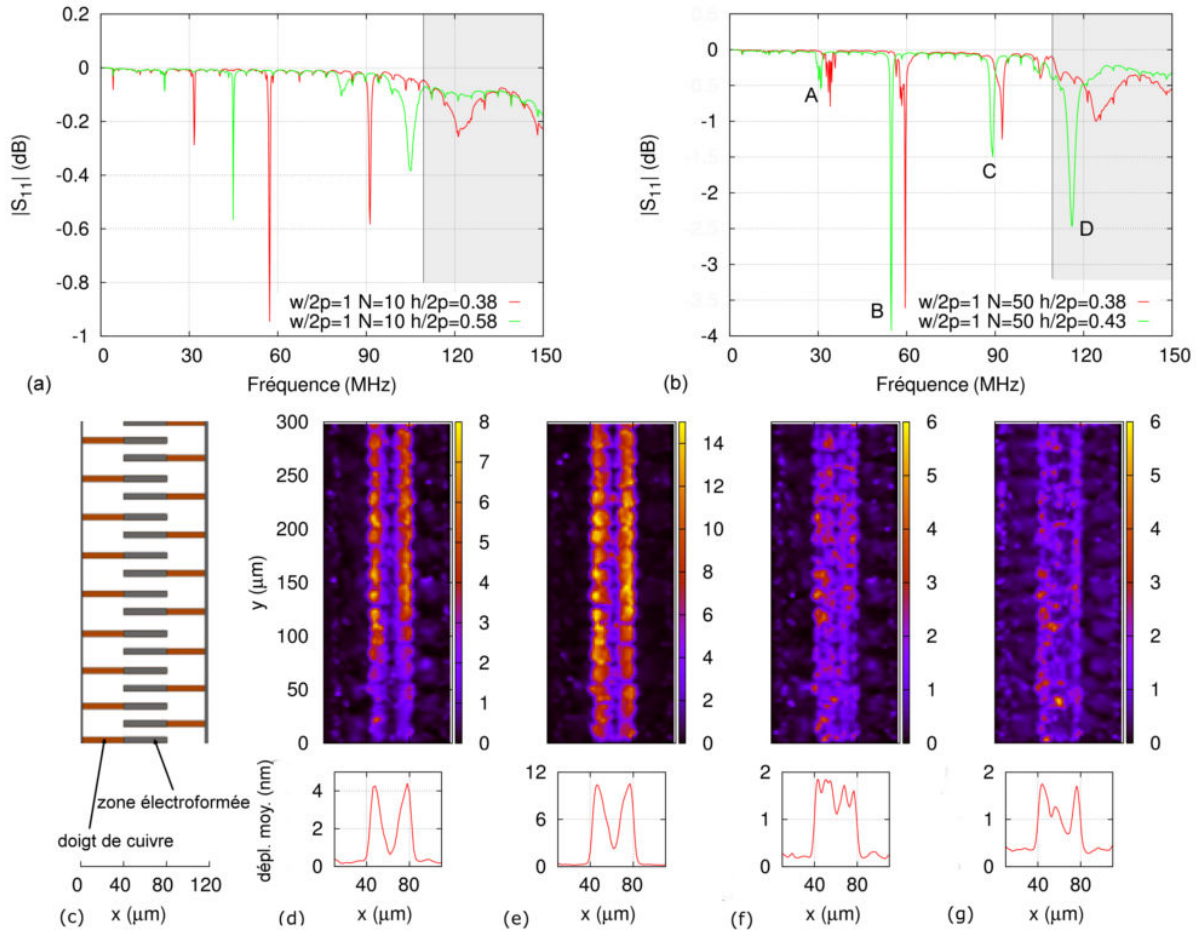


FIGURE 3.12 – (a) et (b) Mesures du paramètre S_{11} pour des HAR IDTs ayant une ouverture acoustique de 36 µm (Λ) et possédant (a) 10 paires de doigts et (b) 50 paires de doigts. (c) Schéma représentatif de la zone balayée lors des mesures par sonde optique. (d), (e), (f) et (g) Mesures des déplacements mécaniques hors plan induits par les modes résonants de la courbe d'un $h/2p$ de 0,43 présente sur la mesure S_{11} de peignes à 50 paires de doigts. (d) Mode A à 30,9 MHz; (e) mode B à 54,8 MHz; (f) mode C à 89,2 MHz; (g) mode D à 116,1 MHz.

Nous avons ensuite procédé à la mesure du déplacement par sonde optique pour le peigne correspondant à $h/2p = 0,43$ sur la figure 3.12(b) (hauteur moyenne de 15,5 µm). Il possède 4 modes résonants à des fréquences de 30,9; 54,8; 89,2 et 116,1 MHz que nous avons appelés respectivement A, B, C et D. Tous ont été mesurés optiquement sur une zone faisant 300 µm de long pour 120 µm de large. Les résultats sont donnés sur la Figure 3.12(d), (e), (f) et (g).

Nous voyons très clairement sur ces mesures que l'énergie acoustique est localisée sous les électrodes. Ceci est conforme à nos attentes. L'autre point important révélé par ces mesures est qu'il n'y a pas de fuites en dehors des électrodes pour les basses fréquences. L'énergie est donc parfaitement confinée. En revanche, lorsque nous augmentons la fréquence d'excitation, l'énergie a tendance à fuir un peu plus car nous nous rapprochons de la zone radiative, ce qui explique que l'énergie soit moins localisée dans le cas du mode D. Une diminution du facteur de qualité des résonances est également visible lorsque la fréquence augmente. De plus, nous pouvons observer l'apparition de modes transverses dans le cas

du mode C. Une légère ondulation est visible sur la cartographie optique et également sur la mesure du déplacement moyen. Cependant, cette observation demande confirmation.

Nous avons également indiqué l'amplitude moyenne de déplacement calculée sur la longueur du balayage après seuillage des points aberrants. Cette amplitude moyenne est d'environ 4 nm pour le mode A. Le mode donnant le plus déplacement est le mode B avec environ 10 nm de déplacement hors plan en moyenne. L'amplitude moyenne décroît ensuite fortement et vaut environ 1,8 nm pour les modes C et D.

3.5.2 Transducteurs avec une ouverture acoustique de 2Λ

Nous présentons maintenant les résultats obtenus pour des peignes ayant un rapport $w/2p$ de 2 (W2) soit une ouverture acoustique de 72 µm.

Nous remarquons sur les figures 3.13(a) et (b) que ces IDTs ont un mode résonant de plus que les précédents et que l'amplitude des pics de résonance est plus importante.

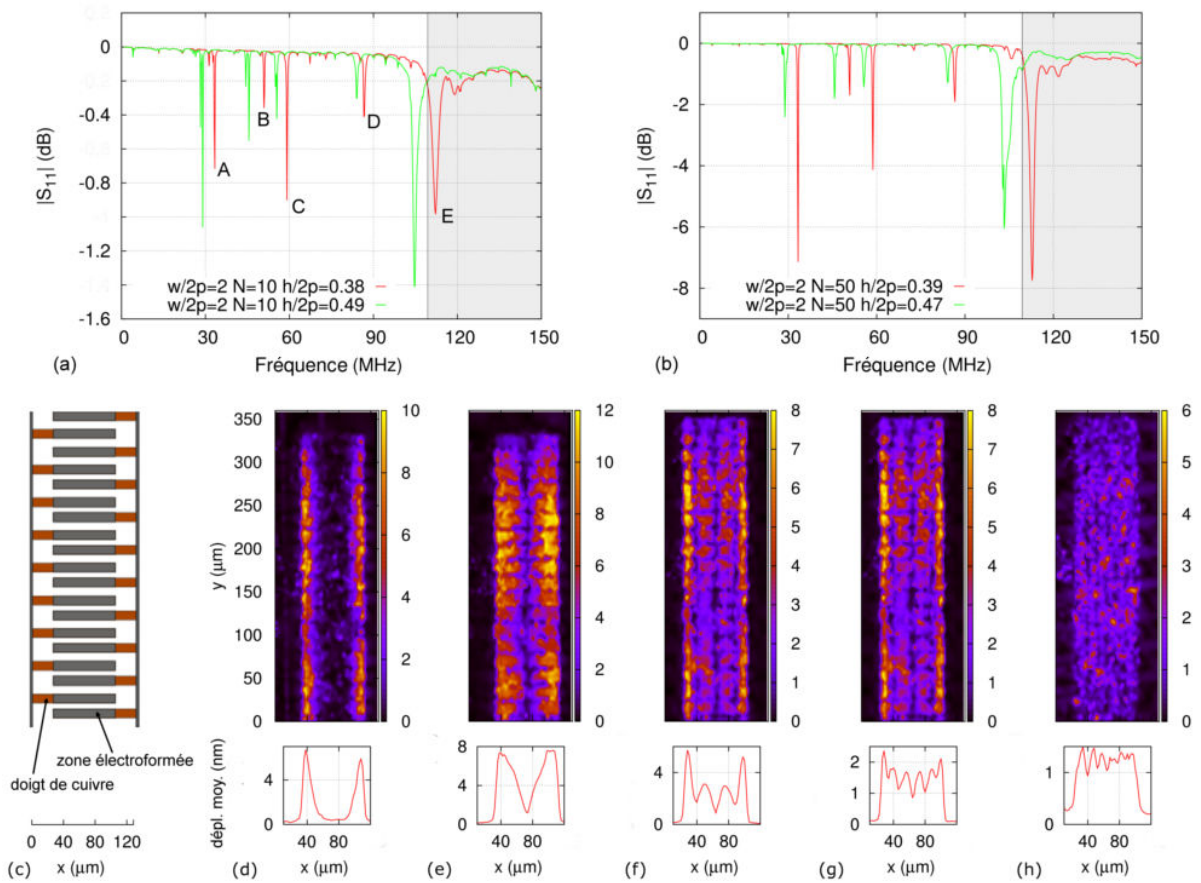


FIGURE 3.13 – (a) et (b) Mesures du paramètre S_{11} pour des HAR IDTs ayant une ouverture acoustique de 72 µm (2Λ) et possédant (a) 10 paires de doigts et (b) 50 paires de doigts. (c) Schéma représentatif de la zone balayée lors des mesures par sonde optique. (d), (e), (f), (g) et (h) Mesures des déplacements mécaniques hors plan induits par les modes résonants de la courbe correspondant à un $h/2p$ de 0,38 présente sur la mesure S_{11} de peignes à 10 paires de doigts. (d) Mode A à 35,6 MHz; (e) mode B à 52,6 MHz; (f) C à 60 MHz; (g) mode D à 86,4 MHz; (h) mode E à 111.1 MHz.

Les mesures de déplacement obtenues à partir des modes notés de A à E sont présentées sur les figure 3.13(d), (e), (f), (g) et (h). La hauteur du peigne est de 13,7 µm. La zone balayée fait 360 µm de long pour 130 µm de large. Les fréquences des modes sont respectivement de 35,6; 52,6; 60; 86,4 et 111,1 MHz. Nous observons que le comportement est le même que pour le peigne avec une ouverture de 36 µm. Nous notons tout de même l'apparition de modes transverses à partir du mode C. Cet effet est clairement visible sur la mesure de la moyenne du déplacement et confirme l'hypothèse émise pour le mode C de la section précédente. Nous voyons que le nombre de modes transverses augmente avec la fréquence tout en gardant une amplitude plus faible au centre de la structure. Nous pouvons aussi voir que le facteur de qualité des résonances diminue lorsque la fréquence augmente, comme c'était déjà le cas pour les peignes précédents. L'amplitude de déplacement est également moins importante que précédemment. Nous remarquons enfin que le mode B est, dans les 2 cas, celui qui donne le plus d'amplitude.

Nous pouvons également observer sur les figures 3.13(d) et (e) qu'aucune énergie ne se propage à la sortie du peigne, ce qui prouve encore une fois que l'énergie acoustique est bien confinée sous les électrodes à haut facteur de forme.

3.5.3 Transducteurs avec une ouverture acoustique de 4Λ

Nous passons maintenant aux peignes avec un rapport $w/2p$ de 4 (W4) soit une ouverture acoustique de 144 µm. Les paramètres S_{11} sont présentés figure 3.14(a) et (b).

Nous remarquons que les modes de plus basse et plus haute fréquence ont une amplitude plus forte que les modes intermédiaires. Nous pouvons aussi voir que le nombre de modes augmente encore puisque nous pouvons en dénombrer dix. L'amplitude augmente également en comparaison aux peignes W1 et W2.

Nous pouvons voir sur les figures 3.14(d), (e), (f) et (g) les mesures du déplacement hors plan induit par les quatre modes notés sur la figure 3.14(a). La hauteur moyenne mesurée sur le peigne est de 13,5 µm. Ces modes ont respectivement une fréquence de 35,3; 60,8; 84,7 et 114,2 MHz. La zone balayée fait 220 µm de large pour 360 µm de long.

Nous n'avons pas caractérisé tous les modes car l'ensemble choisi est assez représentatif de l'évolution de l'amplitude des déplacements. Nous remarquons un accident présent sur tous les balayages à environ 300 µm en y qui est dû à un défaut du peigne.

Le comportement du mode A, qui a la fréquence la plus basse, correspond à celui des peignes vus précédemment avec un déplacement maximum sur les extrémités des électrodes. Le comportement des autres modes est conforme à ce qui a déjà été montré avec une diminution de l'amplitude lorsque la fréquence augmente ainsi que l'apparition de modes transverses de plus en plus nombreux. L'amplitude de déplacement est toujours plus faible pour les modes haute fréquence.

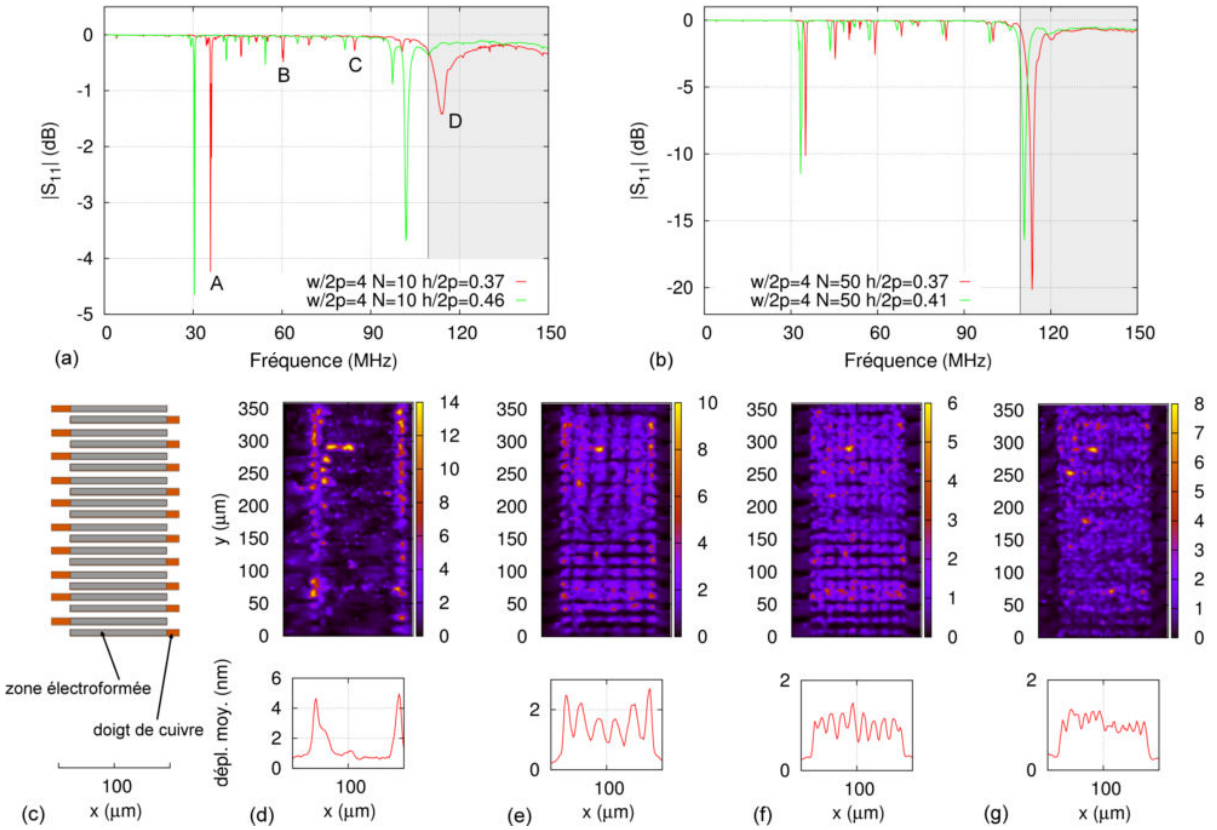


FIGURE 3.14 – (a) et (b) Mesures du paramètre S_{11} pour des HAR IDTs ayant une ouverture acoustique de 144 µm (4Λ) et possédant (a) 10 paires de doigts et (b) 50 paires de doigts pour (b). (c) Schéma représentatif de la zone balayée lors des mesures par sonde optique. (d), (e), (f) et (g) Mesures des déplacements mécaniques hors plan induits par les modes résonants de la courbe correspondant à un $h/2p$ de 0.37 présente sur la mesure S_{11} de peignes à 50 paires de doigts. (d) Mode A à 35,3 MHz; (e) mode B à 60,8 MHz; (f) mode C à 84,7 MHz; (g) mode D à 114,2 MHz.

3.5.4 Transducteurs avec une ouverture acoustique de 16Λ

Pour finir, nous présentons les résultats obtenus avec des peignes d'un rapport $w/2p$ de 16 (W16), soit 576 µm d'ouverture acoustique. Il s'agit de la plus grande longueur d'ouverture acoustique testée.

Les mesures optiques ont été effectuées sur une zone faisant 100 µm de long et 700 µm de large et sont montrées sur la Figure 3.15.

Seuls deux modes de résonance sont présents avec ces HAR IDTs. L'amplitude des pics augmente encore, ce qui signifie que le couplage électromécanique augmente avec l'ouverture acoustique. Une augmentation de la largeur des pics haute fréquence est également visible, ce qui montre une augmentation des pertes dans le substrat à ces résonances.

Les mesures des déplacements induits par les modes notés A et B sont montrées Figure 3.15(d) et (e), pour un peigne d'une hauteur moyenne de 13,9 µm. Les pertes dans le substrat évoquées plus haut sont visibles sur les mesures de déplacement ainsi que sur le déplacement moyen du mode B. En ce qui concerne le mode A, nous pouvons observer le même comportement que les autres peignes, c'est-à-dire que l'énergie est plus importante sur l'extrémité des doigts. Ce comportement est commun à tous les peignes.

Ces HAR IDTs, les plus larges que nous ayons testés, permettent donc eux aussi de confiner l'énergie. Néanmoins, les pertes sont plus importantes à haute fréquence et l'énergie est répartie sur une plus grande surface.

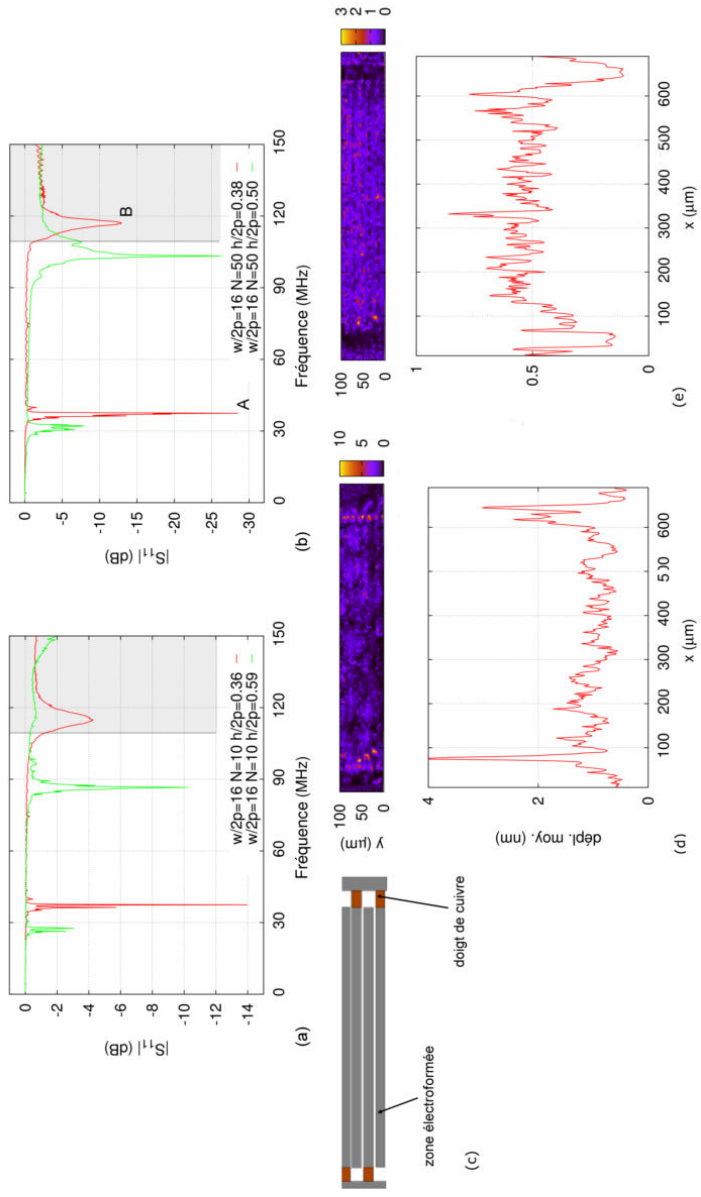


FIGURE 3.15 – (a) et (b) Mesures du paramètre S_{11} pour des HAR IDTs ayant une ouverture acoustique de 576 µm (16λ) et possédant (a) 10 paires de doigts et (b) 50 paires de doigts pour (b). (c) Schéma représentatif de la zone balayée lors des mesures par sonde optique. (d) et (e) mesures des déplacements mécaniques hors plan induits par les modes résonants de la courbe correspondant à un $h/2p$ de 0,37 présente sur la mesure S_{11} de peignes à 50 paires de doigts. (d) Mode A à 36,9 MHz; (e) mode B à 115,6 MHz.

3.6 Mise en évidence du guidage

Afin de confirmer et de nous aider à interpréter le fait que les HAR IDTs guident efficacement l'énergie acoustique, nous avons procédé à des simulations périodiques infinies en trois dimensions d'une cellule élémentaire contenant une électrode (un doigt). Ces simulations ont été faites par éléments finis à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics version 3.5. Le modèle choisi pour la création de la simulation est "l'analyse de fréquences propres" de la catégorie "solide piézo" du module "acoustique".

La cellule élémentaire est composée d'une zone de niobate de lithium surplombée d'une zone de nickel électrolytique. Cette zone de nickel a été dessinée avec des flancs sortants avec un angle de 3° pour s'approcher au mieux des conditions expérimentales. En effet, comme évoqué Section 3.4, les électrodes ont des flancs sortant, c'est-à-dire que la base est plus fine que la partie supérieure.

La forme de la cellule élémentaire utilisée est donnée Figure 3.16. Cette cellule est celle d'un peigne W1. Pour les autres peignes, seules la longueur et la hauteur des électrodes changeront ainsi que la distance entre l'électrode et le bord de la cellule, la forme restant la même. Les dimensions fixées sont la largeur de l'électrode, égale à 9 µm comme pour les peignes fabriqués, et également la profondeur de la zone de niobate de lithium qui a été fixée à 40 µm.

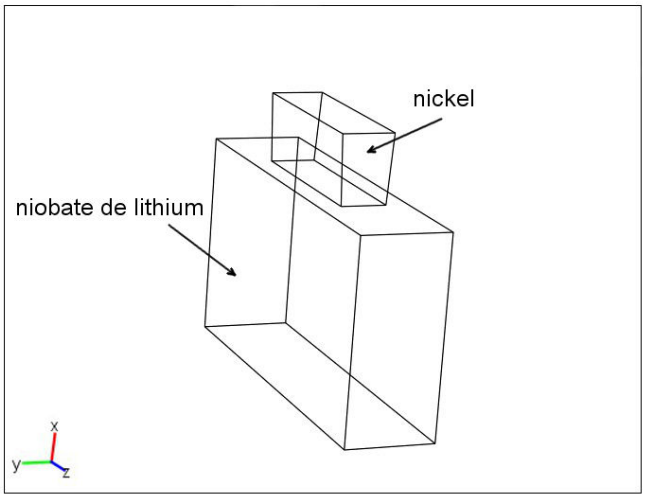


FIGURE 3.16 – Cellule élémentaire utilisée pour la simulation par éléments finis. La zone inférieure correspond au niobate de lithium et la zone supérieure à l'électrode de nickel.

Nous avons deux types de régions à paramétrer. Les paramètres à donner sont les valeurs des constantes élastiques, les constantes piézoélectriques, la permittivité relative et la densité. En ce qui concerne le niobate de lithium, dont la densité est de 4700 kg/m^3, les constantes et la permittivité sont répertoriées respectivement dans les Tableaux 3.1, 3.2 et 3.3.

Les constantes élastiques du nickel (exprimées en Pa) sont données Tableau 3.4 :

Les constantes piézoélectriques ont été mises à zéro car le nickel ne possède pas de propriétés piézoélectriques. En ce qui concerne la matrice de permittivité relative, seule la diagonale est non nulle et nous l'avons prise égale à 1 car elle n'influence pas les résultats du point de vue acoustique. La densité du nickel est de 8600 kg/m^3.

$2{,}02897\times10^{11}$	$5{,}29177\times10^{10}$	$7{,}49098\times10^{10}$	$8{,}99874\times10^{9}$	0	0
$5{,}29177\times10^{10}$	$2{,}02897\times10^{11}$	$7{,}49098\times10^{10}$	$-8{,}99874\times10^{9}$	0	0
$7{,}49098\times10^{10}$	$7{,}49098\times10^{10}$	$2{,}43075\times10^{11}$	0	0	0
$8{,}99874\times10^{9}$	$-8{,}99874\times10^{9}$	0	$5{,}99034\times10^{10}$	0	0
0	0	0	0	$5{,}99018\times10^{10}$	$8{,}98526\times10^{9}$
0	0	0	0	$8{,}98526\times10^{9}$	$7{,}48772\times10^{10}$

TABLE 3.1 – Valeurs en Pascal des constantes élastiques du niobate de lithium [112].

0	0	0	0	3,69594	-2,53384
-2,53764	-2,53764	0	3,69548	0	0
0,193644	0,193644	1,30863	0	0	0

TABLE 3.2 – Valeurs en C/m^2 des constantes piézoélectriques du niobate de lithium [112].

Les conditions aux limites ont été choisies de façon anti-périodiques, c'est-à-dire que les valeurs des composantes et du champ présentes d'un côté de la cellule sont à la valeur opposée de l'autre côté. Les faces latérales de la région en niobate de lithium ont été choisies encastrées, toutes les autres faces restant libres.

Nous avons ensuite fait un maillage simple et nous avons cherché les 20 premiers modes propres de la structure. Les composantes de déplacement selon les axes cristallographiques X (composante hors plan), Y (composante dans la direction de propagation) et Z sont nommés respectivement Ux, Uy et Uz.

Les résultats obtenus dans le cas W1 pour une hauteur de 15,5 µm et une distance entre l'électrode et le bord de la cellule de 20 µm sont présentés Figure 3.17. Quatre modes résonants ont été détectés à des fréquences de 31,3; 60,9; 95,4 et 119,8 MHz. Les déplacements induits par ces résonances sont présentés et leur amplitude est normalisée par rapport à un déplacement de 3 nm. Cette normalisation, comme celles faites pour les peignes W2, W4 et W16, a été choisie de façon à respecter un compromis entre la valeur maximale et une valeur moyenne sur l'ensemble des simulations.

Nous pouvons tout d'abord signaler que le déplacement hors plan (Ux) issu des simulations correspond assez bien aux résultats expérimentaux, à un décalage de fréquence près. Cette différence entre les fréquences expérimentales et simulées peut s'expliquer par le fait que nous ne connaissons pas très bien les caractéristiques du nickel électroformé et que la hauteur choisie est une hauteur moyenne mesurée sur tous les doigts du peigne.

Avec ces résultats, nous remarquons qu'un déplacement a lieu dans les trois directions de l'espace quel que soit le mode, ce qui signifie que la polarisation est transverse généralisée. Ceci diffère des observations des travaux précédents où la polarisation était soit verticale soit horizontale. Le déplacement suivant la direction de propagation (Uy) est toujours le plus faible et induit toujours un déplacement dans le volume. C'est ce déplacement qui provoque le couplage entre les doigts. Nous pouvons aussi remarquer qu'il augmente avec la fréquence. Nous pouvons également noter que l'énergie n'est plus très bien confinée dans l'électrode pour le mode D, qui est le mode à plus haute fréquence, ce qui est conforme aux constatations faites expérimentalement. Nous pouvons clairement observer le rayonnement dans le substrat pour ce mode.

Les simulations réalisées pour les peignes W2 pour une hauteur de 13,7 µm et une distance entre l'électrode et le bord de la cellule de 50 µm sont reportées Figure 3.18. Cinq modes ont été trouvés conformément aux relevés expérimentaux. Le déplacement est normalisé par rapport à une amplitude de

43,6	0	0
0	43,6	0
0	0	29,16

TABLE 3.3 – Valeurs de la permittivité relative du niobate de lithium [112].

$2{,}77\times10^{11}$	$1{,}245\times10^{11}$	$1{,}245\times10^{11}$	0	0	0
$1{,}245\times10^{11}$	$2{,}77\times10^{11}$	$1{,}245\times10^{11}$	0	0	0
$1{,}245\times10^{11}$	$1{,}245\times10^{11}$	$2{,}77\times10^{11}$	0	0	0
0	0	0	$0{,}763\times10^{11}$	0	0
0	0	0	0	$0{,}763\times10^{11}$	0
0	0	0	0	0	$0{,}763\times10^{11}$

TABLE 3.4 – Valeurs en Pascal des constantes élastiques du nickel [112].

3,3 nm. Ces résultats restent conformes aux expériences. Le déplacement Uy reste le plus faible des trois déplacements. Cependant, nous ne constatons plus d'augmentation lorsque la fréquence augmente. Des pertes dans le substrat sont toujours visibles dans la direction de propagation et également selon Ux pour le mode présent dans la zone radiative (mode E).

La Figure 3.19 montre les résultats pour les peignes W4 ayant une hauteur de 13,5 µm et où le déplacement est normalisé par rapport à une amplitude de 4 nm. La distance entre l'électrode et le bord de la cellule est de 100 µm.

Nous pouvons faire, pour ce genre de peigne, les mêmes remarques que pour les précédents. Le déplacement correspond bien aux observations expérimentales et le déplacement Uy est toujours le plus faible. Nous pouvons néanmoins dégager un point commun entre tous les types de peignes : pour le mode de plus basse fréquence, le déplacement Uz est toujours le plus important. Nous voyons également que lors de l'apparition de modes transverses sur le déplacement Ux, le phénomène est observable dans les deux autres directions de déplacement.

Enfin, les résultats pour les peignes W16 d'une hauteur de 13,9 µm et une distance entre l'électrode et le bord de la cellule de 100 µm sont présentés Figure 3.20. Le déplacement est normalisé par rapport à une amplitude de 0,6 nm.

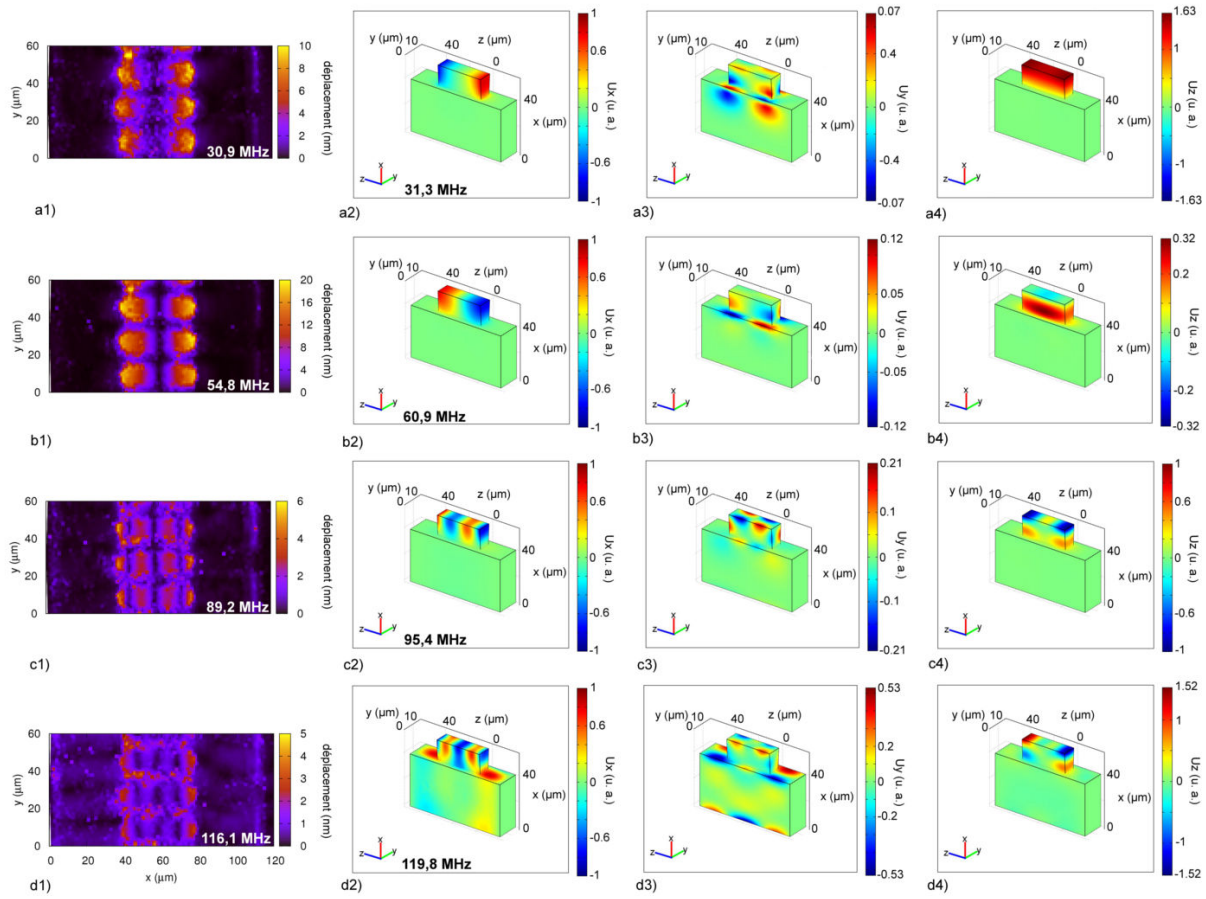


FIGURE 3.17 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats de la simulation périodique 3D par éléments finis des modes de vibration d'une électrode simple d'une longueur de 36 µm, d'une hauteur de 15,5 µm et d'une largeur de 9 µm. Les images d'indice 1 représentent le relevé expérimental du déplacement selon x pour seulement trois électrodes. Les images d'indice 2,3 et 4 représentent le déplacement obtenu par simulation périodique selon les axes x,y et z respectivement. La barre de couleur correspondante représente l'amplitude de déplacement normalisée par rapport à un déplacement de 3 nm d'amplitude. Les axes x, y et z correspondent aux axes cristallographiques. Les images a,b,c et d montrent respectivement les déplacements pour les modes A,B,C et D de la Figure 3.12(b).

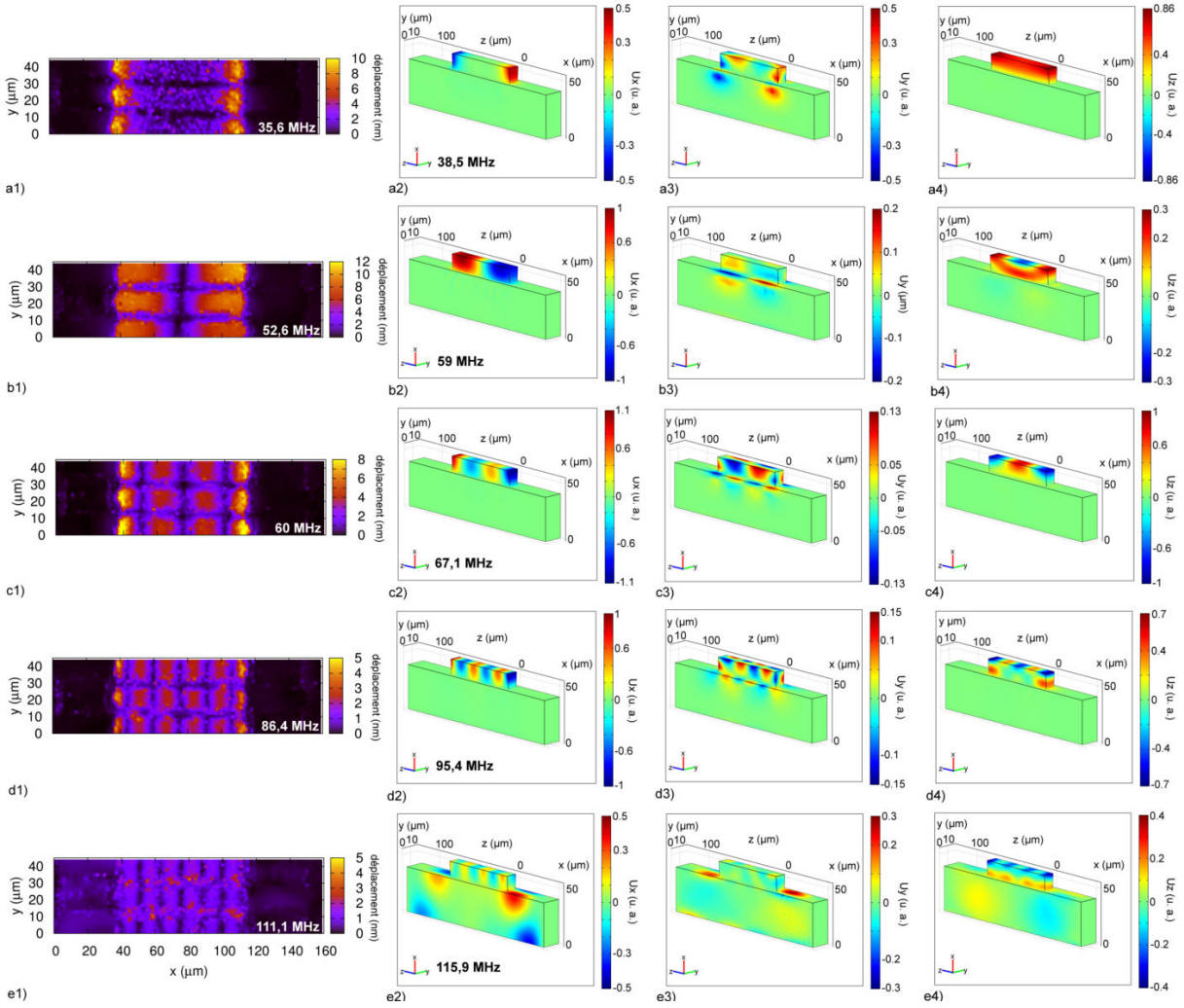


FIGURE 3.18 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats de la simulation périodique 3D par éléments finis des modes de vibration d'une électrode simple d'une longueur de 72 µm, d'une hauteur de 13,7 µm et d'une largeur de 9 µm. Les images d'indice 1 représentent le relevé expérimental du déplacement selon x pour seulement trois électrodes. Les images d'indice 2, 3 et 4 représentent le déplacement obtenu par simulation périodique selon les axes x, y et z respectivement. La barre de couleur correspondante représente l'amplitude de déplacement normalisée par rapport à un déplacement de 3,3 nm d'amplitude. Les axes x, y et z correspondent aux axes cristallographiques. Les images a, b, c, d et e montrent respectivement les déplacements pour les modes A, B, C, D et E de la Figure 3.13(a).

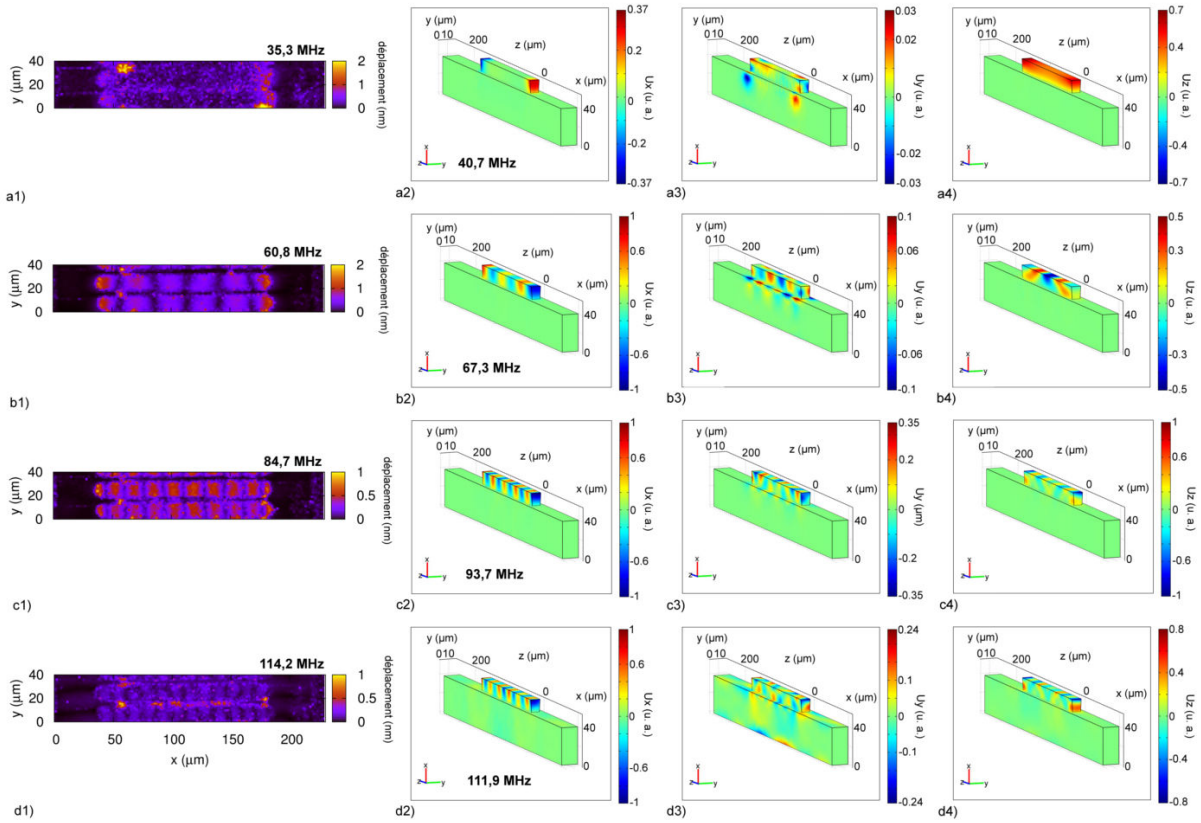


FIGURE 3.19 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats de la simulation périodique 3D par éléments finis des modes de vibration d'une électrode simple d'une longueur de 144 µm, d'une hauteur de 13,5 µm et d'une largeur de 9 µm. Les images d'indice 1 représentent le relevé expérimental du déplacement selon x pour seulement trois électrodes. Les images d'indice 2, 3 et 4 représentent le déplacement obtenu par simulation périodique selon les axes x, y et z respectivement. La barre de couleur correspondante représente l'amplitude de déplacement normalisée par rapport à un déplacement de 4 nm d'amplitude. Les axes x, y et z correspondent aux axes cristallographiques. Les images a, b, c et d montrent respectivement les déplacements pour les modes A, B, C et D de la Figure 3.14(a).

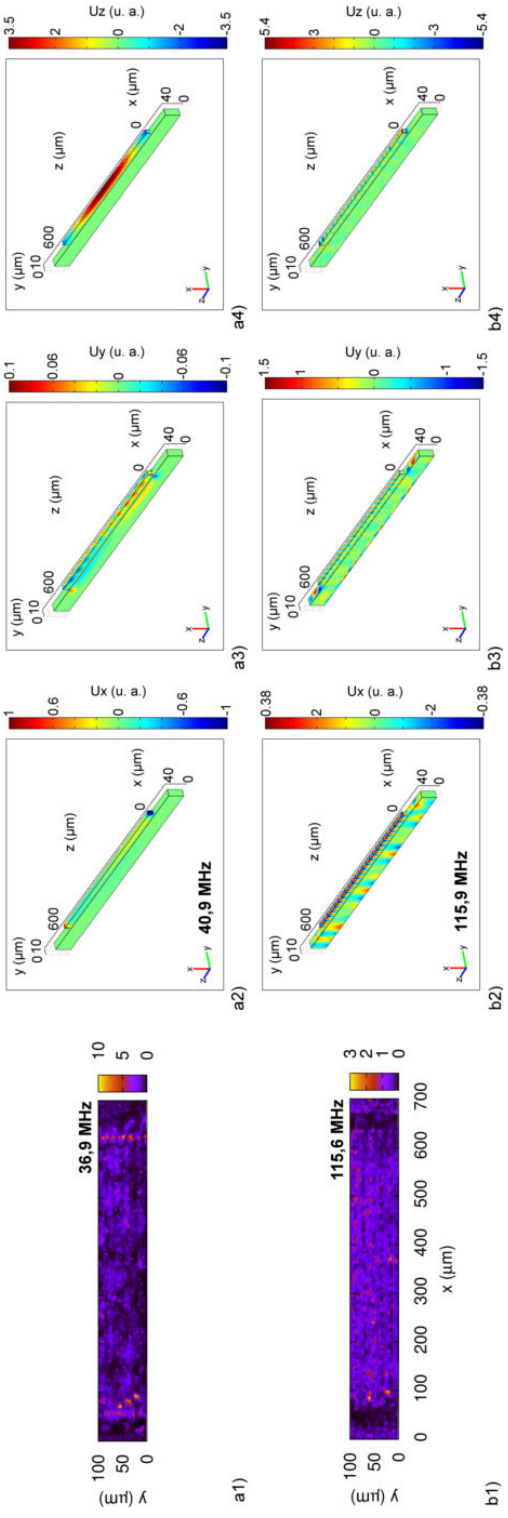


FIGURE 3.20 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats de la simulation périodique 3D par éléments finis des modes de vibration d'une électrode simple d'une longueur de 576 µm, d'une hauteur de 13,9 µm et d'une largeur de 9 µm. Les images d'indice 1 représentent le relevé expérimental du déplacement selon x pour seulement trois électrodes. Les images d'indice 2, 3 et 4 représentent le déplacement obtenu par simulation périodique selon les axes x, y et z respectivement. La barre de couleur correspondante représente l'amplitude de déplacement normalisée par rapport à un déplacement de 0,6 nm d'amplitude. Les axes x, y et z correspondent aux axes cristallographiques. Les images a et b montrent respectivement les déplacements pour les modes A et B de la Figure 3.15(b).

Le comportement du déplacement suivant Ux concorde toujours avec les mesures expérimentales. Cependant, sur le mode B, nous constatons une multitude d'oscillations transverses qui sont difficilement visibles sur les mesures expérimentales du fait de leur nombre et du fait qu'elles sont très rapprochées. Les constatations faites avec les résultats précédents sont toujours valables.

Toutes ces observations permettent de confirmer le guidage des ondes acoustiques dans les électrodes de nickel. En effet, seul le mouvement dans la direction de propagation provoque des pertes dans le substrat et l'amplitude de ce déplacement est généralement très inférieure à celle observée dans les autres directions. Nous avons également confirmé le fait que les modes proches ou dans la zone radiative ont bien des pertes dans le volume est ont donc une capacité de guidage moins importante. De la même manière, nous avons constaté le fait que tous les modes ont une polarisation transverse généralisée, c'est-à-dire qu'il y a un déplacement dans les trois directions de l'espace.

En reprenant toutes les observations faites dans les sections précédentes, nous pouvons en déduire divers points importants sur le fonctionnement des peignes.

Tout d'abord, nous avons constaté le caractère multi-modes des HAR IDTs, ce qui est conforme aux observations des précédents travaux [111, 112].

Nous avons vu que les fréquences de résonances dépendent uniquement de la hauteur des électrodes, donc pour la réalisation d'un peigne large bande, il n'est pas possible de faire varier la période comme nous le faisons avec des IDTs classique mais il faudrait, cette fois, faire varier la hauteur des électrodes le long du même IDT. Cette question de réaliser des HAR IDTs large bande s'est posée durant ces travaux de thèse mais la technologie nécessaire à cette réalisation est trop lourde à mettre en œuvre et cette voie n'a pas été poursuivie.

L'amplitude des pics de résonance des modes augmente avec l'ouverture acoustique. Cela signifie que lorsque nous augmentons la longueur des électrodes, une plus grande part de l'énergie électrique est convertie en énergie mécanique, donc que le couplage électro-mécanique est meilleur. Cette constatation peut devenir un inconvénient pour les HAR IDTs car si nous voulons confiner l'énergie sur une plus petite surface, le coefficient de couplage électro-mécanique sera moindre. Néanmoins, cette interprétation doit être nuancée par le fait que les IDTs ne sont pas adaptés avec l'impédance d'entrée de l'analyseur de réseau qui a permis de faire ces mesures.

Le fait que les pics de résonance soient très fins en basse fréquence indique un fort confinement de l'énergie en surface. Ceci est observable même avec une ouverture acoustique égale à une seule longueur d'onde, ce qui est une différence importante par rapport à ce que nous pouvons obtenir avec des IDTs classiques ayant une faible ouverture acoustique.

La diminution du facteur de qualité des résonances dans la zone radiative s'explique par le fait que les modes dans cette zone perdent de l'énergie vers le substrat. Cela se vérifie avec les mesures de déplacement où nous pouvons voir un déplacement de quelques centaines de picomètres en dehors des électrodes. C'est pour cette raison que les modes dont la fréquence est dans la zone radiative sont considérés comme des pseudo-ondes de surface.

L'observation des mesures de déplacement nous apprend également que l'énergie acoustique est bien confinée sous les électrodes et sans fuite dans le substrat pour les basses fréquences. Ceci est confirmé par les simulations périodiques. Ce point est des plus important car il montre un fort guidage de l'énergie acoustique par les HAR IDTs, ce qui le but principal de ces structures. Ce phénomène s'explique par l'effet de charge massique qui permet de piéger l'énergie dans les électrodes (voir Figure 3.4).

Nous avons pu observer à l'aide des cartographies optiques et des simulations que tous les modes ont une composante verticale, ce qui diffère des HAR IDTs proposés par Laude *et al.* où les composantes

verticales et horizontales étaient découplées. Les modes que nous avons observés ont donc une polarisation transverse généralisée. En effet, les simulations nous ont montré qu'en plus de la composante verticale, tous les modes présentaient une composante dans les deux autres directions de l'espace.

L'amplitude des déplacements observés peut, dans certains cas, dépasser la dizaine de nanomètres, ce qui est supérieur aux quelques nanomètre attendus avec des peignes fins. Le déplacement est donc, dans la majorité des cas, plus important que celui provoqué par des IDTs classiques.

Le fait qu'aucune énergie ne soit émise par les peignes peut s'expliquer par le fait que le couplage des modes avec la surface du niobate de lithium est rendu très difficile à cause de la différence de polarisation entre les ondes de polarisation transverse générale présentes dans les électrodes et la polarisation sagitalle nécessaire à la propagation d'une onde de Rayleigh à la surface du substrat. A cela s'ajoute le fait que leurs vitesses sont très différentes. Ainsi, nous pouvons voir l'onde générée comme une onde stationnaire qui reste piégée dans le réseau d'électrodes à haut facteur de forme.

Toutes ces constatations permettent de mettre en avant le guidage en trois dimensions des SAWs obtenu avec les HAR IDTs. Ce guidage est plus efficace pour les basses fréquences et est effectué sans pertes dans le substrat.

Cependant, les HAR IDTs présentent quelques inconvénients. En effet, ces structures ne permettent de guider que les fréquences qui mettent en résonance les électrodes. De plus les résonances sont très sélectives et il est technologiquement très compliqué de réaliser des peignes ayant des résonances plus larges.

3.7 Conclusion

En se fondant sur des travaux antérieurs, nous avons démontré la capacité de guidage de peignes interdigités à haut facteur de forme. Le guidage des ondes acoustiques est réalisé dans les trois dimensions de l'espace et sans fuites dans le substrat.

Les dispositifs imaginés par Laude *et al.* en 2001 à partir de travaux sur la propagation d'onde acoustiques sur des surfaces périodiquement structurées [105, 106] ont été modifiés de façon à libérer les doigts de toute contrainte mécanique. De ce fait, ces doigts agissent comme des résonateur locaux piégeant l'énergie acoustique et confinant celle-ci dans les trois dimensions de l'espace. Nous avons, de plus, diminué l'ouverture acoustique pour que le confinement soit plus fort.

Ces dispositifs vont pouvoir être utilisés dans le cadre d'une interaction acousto-optique exaltée par le fort confinement de l'onde acoustique. En effet, en utilisant ces peignes, une augmentation de l'effet de l'interaction acousto-optique a été prédite par Dühring *et al.* [121].

Nous allons donc, à l'aide de ces peignes, mettre en place un modulateur acousto-optique qui sera décrit dans le chapitre 5.

Chapitre 4

Acousto-optique intégrée

4.1 Introduction

Les dispositifs acousto-optique ont longtemps reposé sur des ondes acoustiques de volume interagissant avec un faisceau lumineux libre se propageant à travers un milieu transparent. Néanmoins, les ondes optiques peuvent aussi être diffractées par les ondes acoustiques de surface. Dans ce cas, afin de maximiser l'interaction, il est préférable de confiner l'onde lumineuse au voisinage de la surface. Une solution consiste donc à intégrer un guide d'onde optique à la surface du substrat de propagation. Il faut également tenir compte du fait que la génération d'ondes de surface requiert un matériau piézoélectrique. Ces contraintes font que le nombre de matériaux pouvant accueillir une interaction acousto-optique intégrée est bien moins important que pour l'interaction dans le volume.

Nous allons, dans ce court chapitre, décrire le principe de l'interaction acousto-optique intégrée. Nous allons commencer par donner une théorie qui explique comment la propagation d'une onde de surface induit une variation de l'indice de réfraction du milieu. Puis nous continuerons en parlant du choix du matériau et de sa coupe optimale, tout en faisant un lien avec le dernier chapitre qui décrit un modulateur acousto-optique utilisant les transducteurs à peignes interdigités à haut facteur de forme. Nous finirons en décrivant les paramètres importants des configurations colinéaire et non-colinéaire et nous expliquerons le choix fait pour le modulateur.

4.2 Théorie

Comme nous l'avons déjà dit dans le Chapitre 1, les ondes de surface peuvent être vues comme la superposition d'ondes partielles réfléchies à l'interface air/solide. Ainsi, lorsque nous résolvons un problème de réflexion/transmission sur une surface plane normale à x_3, nous trouvons 8 valeurs différentes pour s_3 (lenteur suivant x_3). Quatre de ces valeurs correspondent aux ondes partielles réfléchies et les quatre autres aux ondes partielles transmises dans le substrat. Seules les ondes partielles réfléchies sont prises en compte dans le cas des ondes de surface. Leurs quatre composantes nous renseignent sur les propriétés élastiques (composantes en x_1, x_2 et x_3 du champ de déplacement) et sur les propriétés piézoélectriques, la 4^{e} composante du champ correspondant au potentiel électrique.

Le déplacement induit par l'onde de surface est donc vu comme la somme de 4 ondes partielles. Voici l'expression de ce déplacement [122] en utilisant le repère défini dans le chapitre 1 Figure 1.6 :

$$u_i(t,x_1,x_2,x_3) = \sum_{j=1}^{4} U_i^{(j)} a_j \exp\{i\omega[t - s_1 x_1 - s_3(j)x_3]\} \tag{4.1}$$

où x_1 est la coordonnée dans la direction de propagation, x_3 est la coordonnée dans la profondeur, ω la fréquence angulaire, s_1 est la lenteur de l'onde acoustique de surface, U_{ij} est une matrice 4×4 contenant les déplacements et le potentiel des ondes partielles et $s_3(j)$ est la lenteur dans la profondeur de la j^e onde partielle. a_j est l'amplitude modale déterminée à partir des conditions aux limites. Les indices i et j vont de 1 à 4 et les champs sont considérés comme indépendants de x_2, donc s_2 est nulle.

Le but est de déterminer la valeur de l'amplitude de chaque mode partiel afin de déterminer la valeur des déplacements. Ceci nous permettra, en utilisant la loi de Pockels, de remonter à la variation d'indice de réfraction induite par l'onde de surface. Il faut pour cela commencer par déterminer une valeur non normalisée pour les amplitudes a_j en utilisant les conditions aux limites nécessaires à l'existence d'une onde de surface.

Le tenseur des contraintes s'exprime de la manière suivante :

$$T_{kl} = \sum_{j=1}^{4} T_{kl}^{(j)} a_j \exp\{i\omega(t - s_1 x_1 - s_3(j)x_3)\}. \tag{4.2}$$

Ainsi que le potentiel électrique :

$$\Phi = \sum_{j=1}^{4} \Phi^{(j)} a_j \exp\{i\omega(t - s_1 x_1 - s_3(j)x_3)\} \tag{4.3}$$

avec j variant de 1 à 3.

Comme nous l'avons vu Section 1.3.4, les conditions aux limites élastiques pour la propagation d'une onde de surface impliquent $T_{k3} = 0$ sur surface libre. Sur une surface métallisée, le potentiel électrique doit également être nul. Le déterminant ΔM des conditions aux limites sur substrat piézoélectrique doit être nul pour qu'une onde de surface puisse exister :

$$\Delta M = \begin{vmatrix} T_{13}^{(1)} & T_{13}^{(2)} & T_{13}^{(3)} & T_{13}^{(4)} \\ T_{23}^{(1)} & T_{23}^{(2)} & T_{23}^{(3)} & T_{23}^{(4)} \\ T_{33}^{(1)} & T_{33}^{(2)} & T_{33}^{(3)} & T_{33}^{(4)} \\ \Phi^{(1)} & \Phi^{(2)} & \Phi^{(3)} & \Phi^{(4)} \end{vmatrix} = 0. \tag{4.4}$$

Nous pouvons donc, en résolvant un problème aux valeurs propres avec le vecteur propre défini par u_i et T_{k3}, déterminer les valeurs de $s_3(j)$ puis en déduire des valeurs pour a_j. Ces dernières sont les cofacteurs de la matrice M et seront déterminées à un facteur multiplicatif près que nous nommerons N.

Nous avons donc des valeurs non normalisées pour les amplitudes des ondes partielles. Pour connaître les valeurs réelles, il faut connaître le facteur multiplicateur. Celui-ci se détermine à partir de l'intensité acoustique qui elle-même dépend de l'énergie transportée par l'onde.

A partir du déplacement u_i, il est possible de connaître cette énergie en calculant la densité d'énergie cinétique dK. Pour simplifier l'écriture, nous utiliserons l'égalité $U_i^{(j)} = U_{ij}$:

$$\mathrm{d}K = \frac{1}{4}\rho u_i u_i^* \omega^2 = \frac{1}{4}\rho\omega^2 \sum_{j,k=1}^{4} U_{ij}^* U_{ik} a_j^* a_k \exp[i\omega(s_3(j)^* - s_3(k))x_3]. \tag{4.5}$$

Dans le cas des ondes planes, l'énergie cinétique est égale à l'énergie potentielle. La densité d'énergie totale dE est la somme des deux, donc d$E = 2\mathrm{d}K$. Pour connaitre l'énergie transportée par l'onde, il faut de plus intégrer dE suivant la profondeur x_3 :

$$\int_{-\infty}^{0} \mathrm{d}x_3 \mathrm{d}E = \frac{1}{2}\rho\omega^2 U_{ij}^* U_{ik} a_j^* a_k \int_{-\infty}^{0} \mathrm{d}x_3 \exp[i\omega(s_3(j)^* - s_3(k))x_3]. \tag{4.6}$$

Nous savons que les lenteurs $s_3(j)$ sont complexes avec $s_3(j) = \beta_3 + i\alpha_3$. Nous ne gardons que les lenteurs avec partie imaginaire positive qui correspondent aux 4 ondes partielles réfléchies. Ainsi, l'équation précédente vaut :

$$. \int_{-\infty}^{0} \mathrm{d}x_3 \mathrm{d}E = \frac{1}{2}\rho\omega \frac{U_{ij}^* U_{ik} a_j^* a_k}{i(\beta_3(j) - \beta_3(k)) + \alpha_3(j) + \alpha_3(k)} \tag{4.7}$$

Cette équation nous donne une densité surfacique d'énergie en J/m^2. Nous pouvons ensuite, en exprimant la densité de puissance I en W/m, retrouver le coefficient N qui va permettre de déduire les valeurs réelles des amplitudes modales a_j à partir des amplitudes déterminées précédemment (nous les nommerons a'_j). L'intensité acoustique par unité de longueur est le produit de la vitesse de groupe par la densité surfacique d'énergie transportée :

$$\begin{aligned} I &= v_g \int_{-\infty}^{0} \mathrm{d}x_3 \mathrm{d}E \\ &= a_j^* \left[\frac{1}{2}\rho \frac{\omega}{s_1} \frac{U_{ij}^* U_{ik}}{i(\beta_3(j) - \beta_3(k)) + \alpha_3(j) + \alpha_3(k)} \right] a_k \\ &= a_j^* A_{jk} a_k \end{aligned} \tag{4.8}$$

avec v_g la vitesse de groupe qui vaut $1/s_1$ pour les ondes de surface car elles ne sont pas dispersives. Un schéma expliquant ce calcul est reporté Figure 4.1. Nous y voyons une onde acoustique de largeur w se propager à une vitesse v_g sur l'unité de temps T. Par unité de temps, l'onde occupe une surface égale à wv_g. Nous comprenons que la puissance transportée par l'onde est $P = wv_g \int_{-\infty}^{0} \mathrm{d}x_3 \mathrm{d}E$. L'intensité acoustique vaut $I = P/w$.

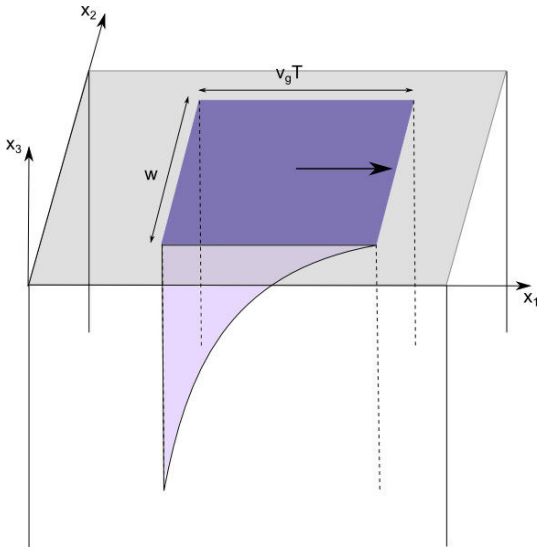


FIGURE 4.1 – Représentation de la décroissance de l'énergie acoustique dans la profondeur. v_g désigne la vitesse de groupe, T le temps pendant lequel l'onde se propage et w la largeur du faisceau.

Nous savons que $a_j^* = N^* a_j'^*$ et $a_k = N a'_k$, nous pouvons donc écrire :

$$I = |N|^2 a_j'^* A_{jk} a_k'. \tag{4.9}$$

Nous pouvons noter que la symétrie hermitienne de la matrice A ($A^*_{jk} = A_{jk}$) implique que I est bien réelle. Pour en déduire N et donc, par la suite, les amplitudes modales, nous pouvons imposer une valeur de 1 W/m pour I. De cette manière N vaut :

$$|N| = \frac{1}{\sqrt{a_j'^* A_{jk} a_k'}} = N. \tag{4.10}$$

Nous connaissons maintenant les valeurs des amplitudes modales, ce qui va nous permettre de calculer les valeurs des déformations S_{ij} causées par l'onde de surface. Une fois les déformations connues, il est alors possible d'en déduire la variation d'indice Δn comme nous l'avons vu dans le chapitre 2.

4.3 Choix du matériau

Toute conception de dispositif acousto-optique doit passer par le choix du matériau et de son orientation cristallographique. Ce choix est influencé par divers paramètres qui dépendent de ce que nous voulons réaliser. Dans le domaine de l'acousto-optique intégrée, le niobate de lithium est le matériau le plus largement utilisé, mais le tantalate de lithium a également sa place (voir Chapitre 2).

Nous avons réalisé une étude des différentes orientations et configurations d'interaction acousto-optique pour le niobate de lithium et le tantalate de lithium. A l'aide d'un programme écrit par Vincent Laude fondé en partie sur les calculs détaillés Section 4.2, nous avons obtenu la vitesse de propagation des ondes de surface sur surface libre V, le coefficient de couplage électro-mécanique K^2, le facteur de mérite M_2 et les variations d'indice de réfraction causées par une interaction acousto-optique (Δn_{AO}) et électro-optique (Δn_{EO}). Pour apprécier au mieux la qualité acousto-optique avec une onde de surface, nous avons pondéré le facteur de mérite M_2 par le coefficient K^2 [41]. De la sorte, nous souhaitons prendre en compte à la fois l'efficacité de génération des ondes acoustique de surface et leur action sur les ondes optiques. En effet, la piézoélectricité prend une part plus importante que dans le cas des interactions dans le volume du fait de la génération des ondes de surface par les peignes interdigités. D'un point de vue pratique, M_2K^2 renseigne sur l'efficacité de diffraction acousto-optique par unité de puissance électrique. Il faut également préciser que le M_2 est calculé en surface, c'est-à-dire que les indices optiques utilisés sont les indices en surface du guide optique. Les résultats obtenus sont regroupés dans le Tableau 4.1 pour le tantalate de lithium et dans le Tableau 4.2 pour le niobate de lithium. Les coupes sont données suivant la norme IEEE sur la désignation des orientations cristallographiques détaillée dans l'Annexe C.

Les calculs sont réalisés à partir des constantes intrinsèques du matériau. Ces dernières sont établies pour une longueur d'onde optique de 633 nm. La puissance acoustique incidente est de 1 W et l'ouverture acoustique du peigne générant l'onde est de 100 µm.

La vitesse indiquée est la vitesse des ondes de surface sur la surface libre. La colonne Δn_{EO} donne la modification d'indice de réfraction causée par l'effet électro-optique indirect induit par le champ électrique véhiculé par l'onde acoustique. La colonne "interaction" indique la polarisation de l'onde optique en entrée et de celle de sortie. Pour expliquer les désignations d'interaction nous considérons le même repère qu'auparavant avec $1(x_1)$, l'axe de propagation de l'onde de surface, $2(x_2)$, l'axe transverse horizontal et $3(x_3)$, l'axe transverse vertical normal à la surface du substrat. Les ondes se propagent donc dans le plan x_1x_2 du fait de la propagation dans des guides intégrés.

Coupe	V_{libre}(m/s)	K^2(%)	Interaction	M^2K^2(x1e-6 s^3/kg)	Δn_{AO}	Δn_{EO}
XY	3199	0,67	11	0,65	0,0024	0,00008
			22	0,57	0,0023	0
			33	0,35	0,0018	-0,00008
			23	0	0	0
			13	0	0	0
XZ	3233	0,73	11	3	-0,003	-0,0021
			22	0,5	-0,0017	-0,0005
			33	0,5	-0,0015	-0,0005
			23	0	0	0
			13	0	0	0
ZX	3207	0,11	11	0,06	0	0
			22	0,05	0	0
			33	0,13	0	0
			23	0,01	0	0
			13	0	0	0
ZY	3330	1	11	0,7	0,0006	-0,0002
			22	0,5	-0,0004	-0,00004
			33	1,5	-0,00014	-0,0006
			23	0	0	0
			13	0,8	0,0003	0,002
YX	3160	0,17	11	0,1	0,002	0,0001
			22	0,1	0,002	0
			33	0,06	0,0016	-0,0001
			23	0,3	-0,0009	-0,0023
			13	0,003	0	0
YZ	3237	0,8	11	4,7	0,0034	0,0026
			22	0,9	0,0019	0,0006
			33	0,7	0,0018	0,0005
			23	0	0	0
			13	0,1	0,0003	0,0007
(YXl)/36	3125	0,05	11	0,05	0,0016	0,0007
			22	0,008	0,001	-0,0004
			33	0,3	0,0024	0,0034
			23	0,03	-0,0001	-0,0017
			13	0	0	0
(XYt)/112	3301	0,9	11	11	0,0052	0,0037
			22	1,6	0,0028	0,0006
			33	0,6	0,0013	0,0007
			23	0	0	0
			13	0	0	0

TABLE 4.1 – Tableau de la configuration acousto-optique des orientations cristallographiques classiques du tantalate de lithium. Pour chaque cas d'interaction, le meilleur résultat est surligné en vert.

Coupe	V_{libre}(m/s)	K^2(%)	Interaction	M^2K^2(x1e-6 s^3/kg)	Δn_{AO}	Δn_{EO}
XY	3696	3,1	11	2	-0,0015	-0,0003
			22	6,3	-0,0034	0
			33	5,7	0,003	0,0003
			23	0	0,000015	0,000019
			13	0	0	0
XZ	3483	4,6	11	60	0,0005	0,0075
			22	31	0,003	0,0025
			33	47	0,0045	0,0025
			23	0	0	0
			13	0,006	0	0
ZX	3787	0,4	11	0,11	0,0016	-0,0003
			22	0,16	-0,0012	-0,0003
			33	2,3	-0,0048	-0,0011
			23	2,2	0,0057	0
			13	1,1	-0,003	-0,001
ZY	3902	2,2	11	1,5	-0,0019	0,0005
			22	1,9	0,0015	0,007
			33	12	0,005	0,0015
			23	0	0	0
			13	9,6	0,0003	0,0025
YX	3718	1,4	11	1,9	0,02	0,0007
			22	5,6	-0,0048	0
			33	5,4	-0,004	-0,0007
			23	1,1	-0,0058	0,0037
			13	0,3	0	0
YZ	3487	4,4	11	49	-0,0005	-0,007
			22	24	-0,003	-0,002
			33	38	-0,004	-0,003
			23	0	0	0
			13	0,1	0,001	-0,0006
(YXl)/128	3979	5,5	11	14	-0,003	-0,0013
			22	1,5	-0,001	-0,0004
			33	25	0,0091	-0,0034
			23	0,67	-0,00019	-0,00075
			13	29	-0,0028	-0,0034

TABLE 4.2 – Tableau de la configuration acousto-optique des orientations cristallographiques classiques du niobate de lithium. Pour chaque cas d'interaction, le meilleur résultat est surligné en vert.

L'interaction 11, dont le diagramme de phase est schématisé Figure 4.7(a), indique que l'onde incidente et l'onde diffractée sont toutes deux polarisées suivant l'axe 1. Cela correspond à une interaction non-colinéaire sans changement de polarisation car la polarisation d'une onde optique est forcément transverse à sa direction de propagation. Il ne peut donc y avoir qu'une seule configuration possible schématisée Figure 4.2. Celle-ci n'est pas adaptée à l'accord de phase.

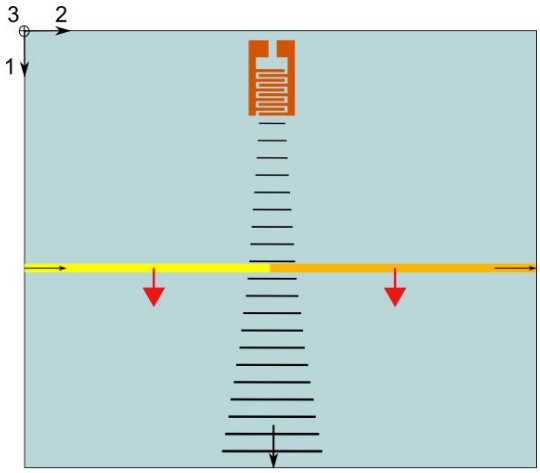


FIGURE 4.2 – Représentation de l'interaction 11. Configuration non-colinéaire où les ondes optiques incidente et diffractée sont polarisées suivant l'axe 1 donc se propagent dans la direction 2. L'onde acoustique se propage suivant l'axe 1. La polarisation optique est représentée par les flèches rouges.

L'interaction 22 (Figure 4.7(b)) correspond à un cas colinéaire sans changement de polarisation car si la polarisation est suivant 2, la direction de propagation est forcément suivant 1 et est donc la même que celle de l'onde acoustique. Ce type d'interaction est similaire à celui observé dans le cas de l'effet Brillouin stimulé [123] qui permet à une onde optique de générer une excitation acoustique par électrostriction lorsque des conditions de puissance optique, de coefficient non-linéaire et de longueur d'interaction sont réunies. Ainsi, une onde optique incidente génère une onde acoustique dans le même sens de propagation et une onde optique dans le sens contraire (Figure 4.7(b)). En raison de l'accord de phase, le nombre d'onde acoustique sera le double du nombre d'onde optique. En résulte des fréquences acoustiques élevées, de l'ordre de 10 GHz et plus. Il existe le cas plus marginal de l'effet Brillouin par l'avant où l'onde optique générée est émise dans le même sens de propagation que l'onde incidente (Figure 4.7(b)). Le fait qu'il n'y ait pas de changement de polarisation implique un vecteur d'onde acoustique très petit, ce qui fait que cette interaction est difficilement réalisable en pratique. Un schéma est présenté Figure 4.3.

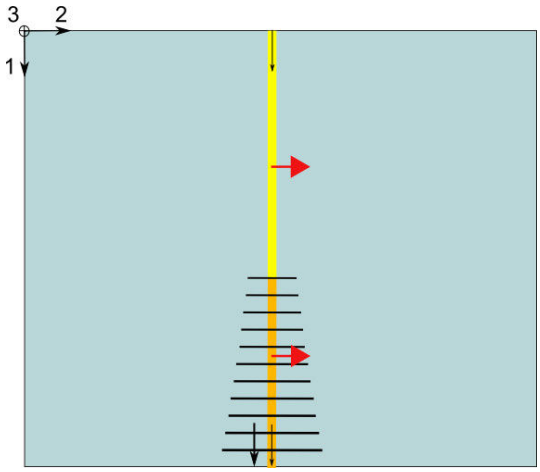


FIGURE 4.3 – Représentation de l'interaction 22. Configuration colinéaire où les ondes optiques incidente et diffractée sont polarisées suivant l'axe 2 donc se propagent dans la direction 1. L'onde acoustique se propage également suivant l'axe 1. La polarisation optique est représentée par les flèches rouges.

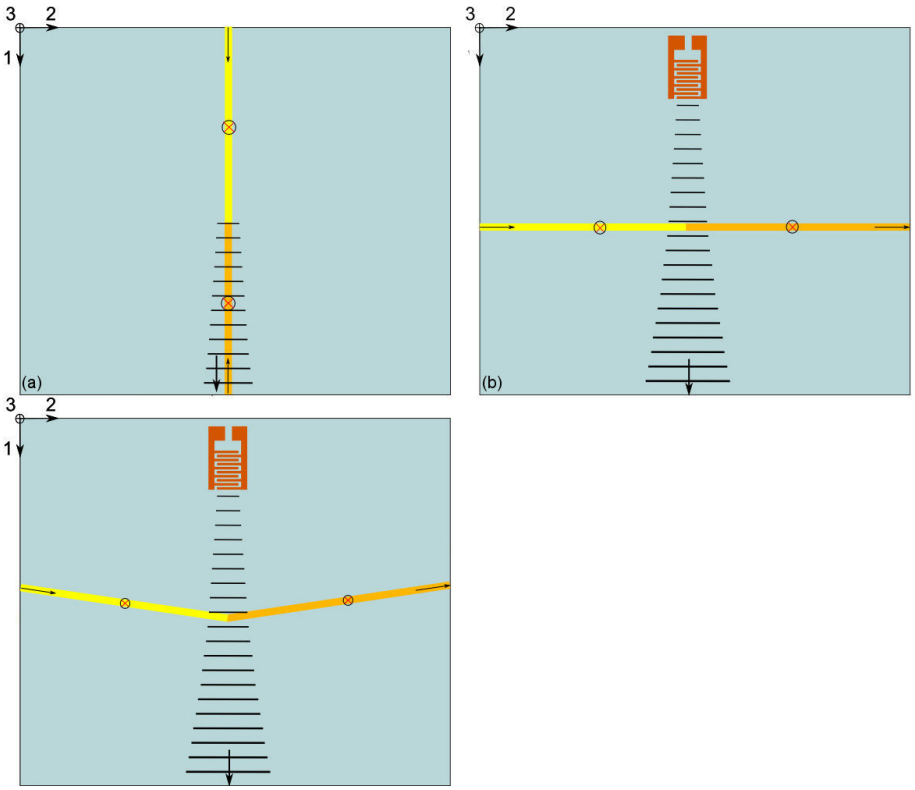


FIGURE 4.4 – Représentation des différentes configurations de l'interaction 33. (a) Configuration colinéaire où les ondes optiques incidente et diffractée sont polarisées suivant l'axe 3 et se propagent dans la direction 1. (b) Configuration non-colinéaire où les ondes optiques se propagent suivant l'axe 2 et sans déviation de faisceau. (c) Configuration non-colinéaire avec déviation de faisceau. L'onde acoustique se propage également suivant l'axe 1. La polarisation optique est représentée par les croix rouges.

L'interaction 33 (Figure 4.7(a) ou (b)) peut être colinéaire ou non-colinéaire, toujours sans changement de polarisation entre l'onde incidente et l'onde diffractée. Dans le cas colinéaire, l'onde diffractée peut être déviée (cas d'une cellule de Bragg) si l'onde ne se propage pas dans un guide canal. Il peut donc y avoir 3 configurations différentes, le cas d'une interaction colinéaire représenté Figure 4.4(a), le cas d'une interaction non-colinéaire avec guide canal donc sans changement de direction schématisé Figure 4.4(b) et le cas d'une interaction non-colinéaire dans un guide plan où le faisceau diffracté peut être dévié, cas schématisé Figure 4.4(c). Les cas (a) et (b) ne sont pas compatibles avec l'accord de phase. Le cas (c) est une version intégrée de la cellule de Bragg.

L'interaction 23 (Figure 4.7(c)) est une configuration colinéaire avec changement de polarisation. Il s'agit donc d'une diffraction anisotrope, il ne peut donc y avoir qu'une seule configuration possible représentée Figure 4.5.

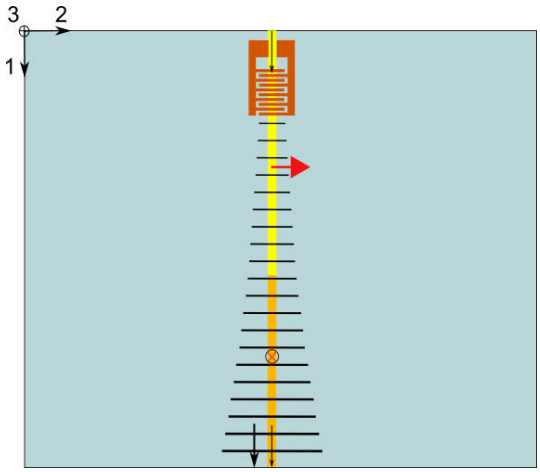


FIGURE 4.5 – Représentation de la configurations de l'interaction 23. Configuration colinéaire où l'onde optique incidente est polarisée suivant l'axe 2 et l'onde diffractée est polarisée suivant l'axe 3, les deux se propageant dans la direction 1. L'onde acoustique se propage également suivant l'axe 1. La polarisation optique est représentée par les croix rouges.

L'interaction 13 (Figure 4.7(d)) est une configuration non-colinéaire avec changement de polarisation. Il peut se produire deux configurations différentes, une où il n'y pas de changement de direction de l'onde diffractée donc dans le cas d'une propagation dans un guide canal schématisé Figure 4.6(a) et le cas où il y a déviation lorsque l'onde se propage dans un guide plan montré Figure 4.6(b). Le second cas permet de respecter l'accord de phase et de réaliser une cellule de Bragg intégrée utilisant la diffraction anisotrope.

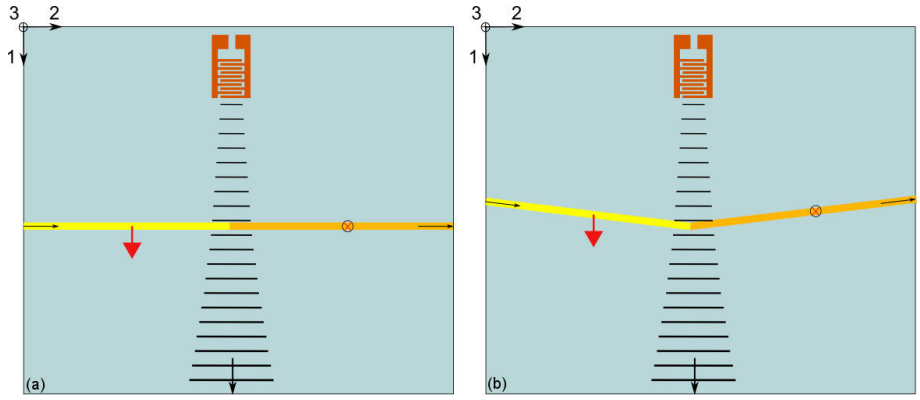


FIGURE 4.6 – Représentation des différentes configurations de l'interaction 13. (a) Configuration colinéaire où l'onde optique incidente est polarisée suivant l'axe 1 et l'onde diffractée est polarisées suivant l'axe 3, les deux se propageant dans la direction 2. (b) Configuration non-colinéaire avec changement de direction de l'onde optique diffractée. L'onde acoustique se propage également suivant l'axe 1. La polarisation optique est représentée par les croix et les flèches rouges.

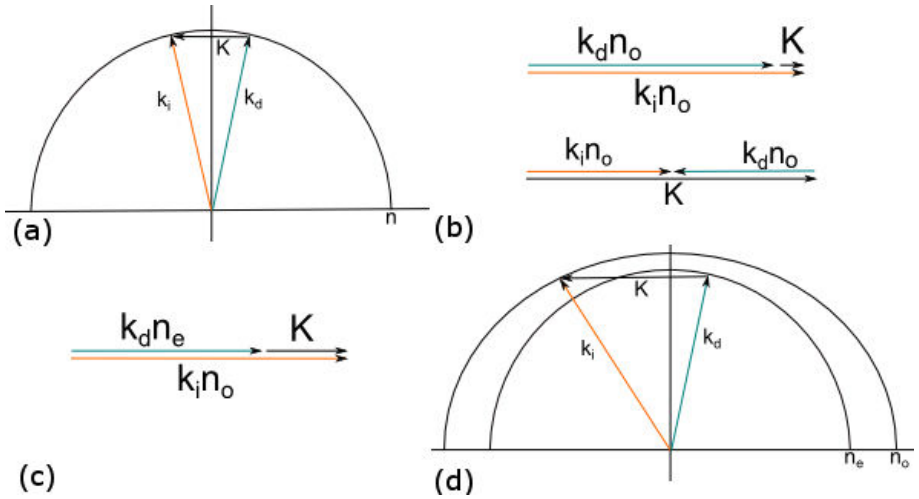


FIGURE 4.7 – Diagrammes de phase pour les cas d'interaction reportés dans les Tableaux 4.1 et 4.2. $\mathbf{K}$ désigne le vecteur d'onde acoustique, $\mathbf{k}_i$ le vecteur d'onde optique incident et $\mathbf{k}_d$ le vecteur d'onde optique diffracté. (a) Cas 11 ou 33, interaction non-colinéaire sans changement de polarisation. (b) Cas 22 ou 33, interaction colinéaire sans changement de polarisation, issu de l'effet Brillouin par l'avant et par l'arrière. (c) Cas 23, interaction colinéaire avec changement de polarisation. (d) Cas 13, interaction non-colinéaire avec changement de polarisation.

Nous avons surligné en vert dans les Tableaux 4.1 et 4.2 les meilleures configurations pour chaque cas d'interaction. Nous voyons que pour réaliser une interaction colinéaire ou non-colinéaire sans changement de polarisation sur tantalate de lithium, la coupe (XYt)/112 est la plus appropriée. Pour une configuration non-colinéaire avec changement de polarisation, l'avantage va à la coupe ZY alors que pour le cas colinéaire ce sera plutôt la coupe YX.

En ce qui concerne le niobate de lithium, nous remarquons que la coupe XZ convient très bien pour toutes les configurations sans changement de polarisation. Lorsque nous souhaitons un changement de polarisation, la coupe ZX convient pour une interaction colinéaire alors que la coupe (YXl)/128 convient

pour une interaction non-colinéaire.

Nous pouvons souligner que pour les deux matériaux, une seule orientation cristallographique convient à la mise en place d'une interaction sans changement de polarisation.

En comparant les deux tableaux, nous voyons que le tantalate de lithium montre des coefficients de couplage K^2 et des facteurs de mérite M_2K^2 bien moins importants que ceux du niobate de lithium malgré des vitesses de propagation plus faibles. Le niobate de lithium est plus efficace pour la mise en place d'une interaction avec des ondes de Rayleigh. Le tantalate de lithium est majoritairement utilisé avec des pseudo-ondes de surface qui ne sont pas prises en compte ici [86]. Nous voulions néanmoins faire ces calculs pour savoir si une configuration particulière avec des ondes de surface était envisageable car très peu d'études relatent l'utilisation du tantalate de lithium pour une interaction acousto-optique intégrée avec ce type d'onde.

4.4 Choix du type d'interaction

Nous allons maintenant considérer les paramètres à prendre en compte lors du choix de la configuration d'interaction. Tout d'abord, nous savons que pour une interaction intégrée, il faut que l'onde optique soit proche de la surface, il faut donc concevoir les guides de manière à ce que l'onde optique ne soit pas guidée trop loin de la surface en sachant que l'onde de Rayleigh ne pénètre qu'à une longueur d'onde acoustique en profondeur.

L'utilisation de guides canaux induit également qu'il n'y a plus de déflection à proprement parler car le faisceau optique ne peut pas sortir du guide. Il se produit donc un déphasage de l'onde optique dû au fait qu'elle va être ralentie ou accélérée au cours du temps au passage d'un front d'onde acoustique grâce à la modification de l'indice de réfraction. Nous avons vu que ce déphasage est lié à la longueur d'interaction par la relation suivante avec un déphasage maximum défini par la relation (2.85) :

$$\Delta\phi = \left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)\Delta n \sin\left\{\omega\left(t - \frac{x}{\Lambda f}\right)\right\} = \left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)\Delta n \sin(\omega t) \tag{4.11}$$

avec x la profondeur et f la fréquence acoustique. Étant proche de la surface, nous considérons x très inférieur à Λ, ce qui explique l'approximation effectuée.

Commençons par le cas colinéaire. En acousto-optique intégrée, ce type d'interaction convient principalement pour la conversion de polarisation sélective [38, 101, 102, 104]. Comme nous l'avons montré Section 2.2.3, pour qu'une interaction colinéaire soit réalisable, il faut respecter la condition d'accord de phase définie par l'expression (2.72). Cette dernière impose que pour une longueur d'onde optique précise, l'accord de phase n'est permis que pour une seule fréquence acoustique.

Nous savons également que la bande passante dépend de la longueur d'interaction d'après l'expression (2.73). Ainsi, si nous voulons un système très sélectif en longueur d'onde optique, il faut une faible bande passante optique et donc une grande longueur d'interaction. Si nous nous référons aux différentes interactions répertoriées dans les Tableaux 4.1 et 4.2, nous nous rendons compte qu'il n'y en a qu'une seule qui convient : l'interaction 23 (Figure 4.5). Dans le cas d'un substrat de tantalate de lithium, la meilleure coupe serait donc la coupe YX, dans le cas du niobate de lithium la meilleure est la coupe ZX.

Prenons le cas d'une interaction colinéaire sur niobate de lithium coupe ZX pour une onde optique de 1550 nm de longueur d'onde. A une telle valeur, les indices n_e et n_o valent respectivement 2,13756 et 2,2111. La fréquence acoustique nécessaire à l'interaction est de :

$$f = \frac{V}{\lambda}(n_o - n_e) = \frac{3787}{1550.10^{-9}}0,07354 \approx 179,7 \text{ MHz}. \tag{4.12}$$

Il faut donc dimensionner le transducteur acoustique de manière à générer une fréquence de 179,7 MHz exactement.

Mais avant toute chose, il faut s'assurer de la faisabilité de l'interaction. Il faut donc savoir quels coefficients photo-élastiques p_{IJ} pourront intervenir. S'ils sont tous nuls alors l'interaction ne pourra pas avoir lieu car il n'y aura pas modification d'indice de réfraction. Le tenseur photo-élastique est bien sûr pris exactement en compte dans l'expression du M_2, mais il est instructif de connaître les coefficients réellement à l'œuvre. Considérons toujours une interaction colinéaire sur niobate de lithium coupe Z propagation X (les axes sont nommés 1, 2 et 3 pour X, Y et Z). Les ondes optiques et acoustiques se propagent suivant 1, l'onde optique pourra être polarisée suivant 2 ou 3 pour des modes purement TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique), ou alors 4 si nous considérons un changement de polarisation. I pourra donc prendre les valeurs 2, 3 ou 4. L'onde de Rayleigh sera polarisée suivant 1 pour la composante longitudinale, 2 pour la composante transverse et 6 si nous considérons les deux composantes donc J pourra valoir 1, 2 ou 6. Ainsi les coefficients photo-élastiques pouvant intervenir sont p_{21}, p_{22}, p_{26}, p_{31}, p_{32}, p_{36}, p_{41}, p_{42}, p_{46}. D'après le Tableau 2.1 p_{26}, p_{36} et p_{46} sont nuls alors que les p_{31} et p_{32} sont les plus élevés. Cela signifie qu'il faudra polariser la lumière suivant l'axe 3 (Z) pour avoir l'interaction la plus forte. En regardant les résultats obtenus pour la coupe ZX dans le Tableau 4.2, nous remarquons que c'est bien pour ces trois interactions où la lumière est polarisée suivant 3 (normal au plan) que le M_2K^2 est le plus important.

Dans le cas d'une interaction non-colinéaire la fréquence acoustique a peu d'importance, il faut plutôt considérer la puissance acoustique car l'efficacité de l'interaction en dépend directement. En acousto-optique intégrée, ce cas est utilisé pour la modulation de phase [94, 95]. En effet le changement d'indice modifie le chemin de l'onde optique dans le guide et provoque un déphasage. Ceci fait que l'interaction non-colinéaire est majoritairement utilisée en association avec un interféromètre intégré pour ainsi moduler l'intensité en sortie.

Pour le cas non-colinéaire, les interactions possibles sont 11 ou 33 sans changement de polarisation ou 13 avec changement de polarisation. Dans le cas du tantalate de lithium la coupe (YXt)/112 est préférée pour une interaction 11 ou 33 alors que la coupe ZY convient à une interaction 13. Pour le niobate de lithium, les orientation les plus favorables sont XZ pour 11 et 33 et (YXl)/128 pour 13.

Effectuons maintenant la même étude que pour l'interaction colinéaire. Nous considérons une nouvelle fois la coupe Z propagation X du niobate de lithium. L'onde optique se propagera suivant Y et pourra donc être polarisée suivant $I = 1$ ou 3. I vaudra 5 pour le cas où les deux polarisation sont guidées. L'onde de Rayleigh est toujours suivant $J = 1$, 2 ou 6. Ainsi, les seuls p_{IJ} non nuls sont p_{11}, p_{12}, p_{31}, p_{32} et p_{56}. Les meilleurs coefficients sont encore une fois p_{31} et p_{32}. Ce sera donc toujours l'interaction avec une onde optique polarisée suivant Z qui sera la plus efficace.

4.5 Configuration choisie pour le modulateur à HAR IDT

Un des objectifs majeurs de ces travaux de thèse réside dans la conception et la démonstration d'un modulateur acousto-optique intégré hautement efficace tirant profit du confinement de l'énergie acoustique offert par les HAR IDTs introduits dans le chapitre 3.

Les résultats obtenus précédemment ont conforté notre choix d'employer le niobate de lithium comme matériau de base pour la réalisation d'un modulateur acousto-optique. Comme nous l'avons dit auparavant, le but est maintenant de réaliser un modulateur acousto-optique en utilisant les transducteurs à haut facteur de forme. Avant d'arriver au choix d'un modulateur, nous avons étudié les possibilités qui s'offraient à nous.

Considérons tout d'abord la configuration colinéaire. Nous rappelons que la seule interaction utili-

sable dans ce cas est 23, la meilleure coupe étant ZX avec un facteur de mérite M_2K^2 de $2{,}2\times10^{-6}$ s^3/kg. Comme nous l'avons dit, elle permet d'envisager la réalisation d'un filtre acousto-optique accordable. L'idéal pour ce type d'application est de pouvoir sélectionner une large gamme de longueur d'onde optique, il est donc nécessaire d'avoir une large bande acoustique. Cependant, comme nous l'avons dit dans le chapitre précédent, les HAR IDTs ne permettent pas de générer une large gamme de fréquence et ont des résonances très étroites. La réalisation d'un tel filtre perd ainsi beaucoup de son intérêt.

Une configuration non-colinéaire permet d'envisager la réalisation d'un modulateur d'intensité reposant sur un interféromètre de Mach-Zehnder. Dans ce cas, la fréquence acoustique a une moindre importance. L'onde de surface est alors employée pour créer une variation d'indice sur un bras de l'interféromètre de manière à créer un déphasage par rapport au bras de référence. Dans ce cas, nous avons le choix ente les interactions 11, 33 et 13 donc entre les coupes XZ et (YXl)/128. Nous remarquons que le facteur de mérite M_2K^2 est plus important pour la coupe XZ en interaction 11 avec une valeur de 60×10^{-6} s^3/kg, notre choix s'oriente donc vers cette configuration qui est sans changement de polarisation.

Ainsi, en comparant les configurations possibles, il vient que le cas colinéaire représente peu d'intérêt en utilisant les HAR IDTs, et ce d'autant moins que la meilleure configuration montre un M_2K^2 de seulement $2{,}2\times10^{-6}$ s^3/kg comparé à 60×10^{-6} s^3/kg pour la meilleure interaction non-colinéaire. C'est pour cette raison que nous nous sommes dirigés vers la réalisation d'un modulateur non-colinéaire.

4.6 Conclusion

Cette brève étude de l'interaction acousto-optique intégrée nous a permis d'expliquer les principes qui sont à prendre en compte lors de la conception d'un dispositif. Elle nous a également permis d'orienter le choix du type d'interaction pour le modulateur que nous voulons réaliser.

Nous avons expliqué comment calculer la variation d'indice de réfraction induite par une onde acoustique de surface. Ce calcul nous a permis de connaître la qualité acousto-optique de chaque coupe du niobate de lithium et du tantalate de lithium afin d'effectuer une comparaison entre ces deux matériaux. Il en ressort que le niobate de lithium est le plus efficace grâce à son coefficient de couplage électro-mécanique et son facteur de mérite qui sont plus importants que ceux du tantalate de lithium.

Après avoir donné les paramètres à prendre en compte pour choisir la meilleure configuration entre colinéaire ou non-colinéaire, nous avons expliqué le choix de la réalisation d'un modulateur acousto-optique. En effet, nous avons vu que l'utilisation des HAR IDTs ne permet pas de réaliser un filtre ayant une large gamme de longueur d'onde optique, ce qui le rendrait beaucoup moins intéressant.

Chapitre 5

Modulateur acousto-optique utilisant des transducteurs à haut facteur de forme

5.1 Introduction

Nous allons dans ce dernier chapitre décrire la conception, la fabrication puis la caractérisation de modulateurs acousto-optiques intégrés utilisant les HAR IDTs présentés dans le Chapitre 3. Ces modulateurs doivent, avec l'utilisation de ces transducteurs, présenter une efficacité supérieure à ce qui se fait aujourd'hui tout en nécessitant une puissance moindre. L'objectif est de démontrer l'efficacité des transducteurs à haut facteur de forme dans le cadre d'une interaction acousto-optique.

Le modulateur intégré exploité ici est fondé sur un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI). Nous allons donc débuter ce chapitre en décrivant la fabrication de guides optiques intégrés sur niobate de lithium puis nous poursuivrons par le dimensionnement du MZI. Nous terminerons par détailler la conception du modulateur puis nous donnerons les résultats obtenus lors des différentes caractérisations réalisées.

5.2 Technologies de fabrication de guides d'ondes optiques intégrés sur niobate de lithium

Pour fabriquer des guides d'ondes optiques sur niobate de lithium, deux techniques peuvent être utilisées : la diffusion de titane et l'échange protonique. Nous allons détailler ces deux techniques puis expliquer le choix fait pour la fabrication de l'interféromètre de Mach-Zehnder.

5.2.1 Diffusion de titane

La diffusion de titane est une technique permettant de modifier les indices ordinaire et extraordinaire. Elle consiste à déposer une bande de titane sur le substrat puis à chauffer le tout à haute température (environ 1000˚C) pendant quelques heures afin que le métal diffuse dans le matériau pour créer une couche guidante. Les paramètres du guide peuvent être ajustés en modifiant l'épaisseur de la couche de métal, la température et la durée de recuit.

La première démonstration de cette méthode a été faite par Schmidt et Kaminow en 1974 [124]. Ils ont testé trois métaux diffusés dans du niobate de lithium : le titane, le vanadium et le nickel. Il en résulte que le titane donne la plus grande variation d'indice de réfraction avec 0,01 pour n_o et 0,04 pour n_e avec une épaisseur de métal de 50 nm et un recuit de 6h à 960˚C. Le titane montre également un grand coefficient de diffusion et une faible absorption dans le visible et l'infra-rouge. C'est pour ces raisons qu'aujourd'hui la grande majorité des guides par diffusion sont réalisés à partir de titane.

La variation d'indice entre le guide et le niobate de lithium augmente avec la concentration en titane. Pour connaître la relation entre le profil de diffusion (concentration de titane en fonction de la profondeur de pénétration) et les paramètres de diffusion, il faut résoudre l'équation de diffusion suivante [125] :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y}\left(D\frac{\partial C}{\partial y}\right), \tag{5.1}$$

avec C la concentration de titane, y la profondeur de pénétration, D le coefficient de diffusion et t le temps de diffusion. Dans le cas où la profondeur de pénétration est très inférieure à l'épaisseur du substrat, ce qui est vrai pour la grande majorité des guides optiques, la solution de l'équation de diffusion peut être approximée par un profil Gaussien de la manière suivante [124] :

$$C(y,t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\alpha\tau}{d}\exp\left(-\frac{y^2}{d^2}\right), \tag{5.2}$$

avec α le nombre d'atomes par unité de volume du titane, τ l'épaisseur de la couche déposée et d la profondeur de pénétration atteinte définie de la manière suivante :

$$d = \sqrt{4D(T)t}, \tag{5.3}$$

avec $D(T)$ le coefficient de diffusion en $\mu m^2/h$ dépendant de la température et t la durée de l'échange. Le coefficient de diffusion s'exprime en fonction de la température suivant une loi d'Arrhenius de la façon suivante :

$$D(T) = D_0\exp(-T_0/T), \tag{5.4}$$

avec D_0 le coefficient de diffusion du niobate de lithium et $T_0 = E_a/k$ avec E_a l'énergie thermique d'activation et k la constante de Boltzmann.

Il est ensuite possible d'exprimer $\Delta n(0)$ en surface du matériau en fonction des paramètres de diffusion de la façon suivante :

$$\Delta n = \frac{2\tau\alpha}{\sqrt{\pi}d}\frac{\mathrm{d}n(y)}{\mathrm{d}C(y)}, \tag{5.5}$$

avec $\mathrm{d}n/\mathrm{d}C$ la variation d'indice avec la concentration. En mesurant l'indice en surface, il est ainsi possible de définir le ratio $\mathrm{d}n/\mathrm{d}C$. Nous comprenons que Δn peut être ajusté par l'épaisseur de la couche de titane τ, par la profondeur de pénétration qui dépend de la durée et de la température de diffusion t et T et également par la concentration C.

Le profil d'indice obtenu par diffusion de titane est de type gradient d'indice, c'est-à-dire que la variation se fait graduellement et n'est pas brutale. Ce type de profil est en opposition au profil à saut d'indice où la variation est très rapide.

5.2.2 Échange protonique

L'échange protonique (*Proton Exchange*, PE), introduit pour la première fois en 1982 par Jackel et Rice [126], est une technique permettant de créer une variation de l'indice extraordinaire tout en diminuant légèrement l'indice ordinaire du niobate de lithium ou du tantalate de lithium. Le procédé consiste à immerger le substrat dans de l'acide riche en protons et chauffé de façon à provoquer une réaction chimique qui va échanger les ions Li^+ du lithium avec les protons H^+ de l'acide. La réaction se présente ainsi :

$$LiNbO_3 + xH^+ \rightarrow H_xLi_{1-x}NbO_3 + xLi^+,$$

avec x le taux de substitution qui est le rendement de l'échange. Après cet échange, la composition chimique de la zone échangée devient $H_xLi_{1-x}NbO_3$. En arrachant des ions, l'échange a pour effet de modifier la structure cristallographique. En déstructurant ainsi les mailles cristallines, le substrat se fragilise et peut même se briser dans le cas de la coupe Y.

Plusieurs acides peuvent être utilisés tels que l'acide pyro-phosphorique [127], l'acide sulfurique [128], l'acide phosphorique [129] et l'acide cinnamique [130]. Néanmoins, le plus largement utilisé est l'acide benzoïque du fait de sa haute température d'ébullition (249˚C). Celle-ci permet de travailler à de hautes températures pour lesquelles la vitesse d'échange est plus rapide [56, 126, 131]. La durée de l'échange et sa température influencent la profondeur d'échange. En effet, la profondeur de pénétration des protons H^+ dépend directement de la durée et de la température à travers la même formule que celle utilisée pour la diffusion de titane (voir équation (5.3)). Le coefficient de diffusion s'exprime également de la même façon que pour la diffusion de métal d'après l'équation 5.4 [132]. $D(T)$ dépend aussi de l'orientation cristallographique du substrat. En effet, l'échange est plus rapide pour la coupe X que pour la coupe Z du niobate de lithium, avec des vitesses respectives de 0,63 et 0,44 $\mu m^2/h$ à 236˚C [126].

Les guides crées par échange protonique ont un profil à saut d'indice, c'est-à-dire que l'indice varie brutalement entre la zone de niobate de lithium échangée et la zone non échangée. Un exemple de profil à saut d'indice est montré sur la Figure 5.1(a).

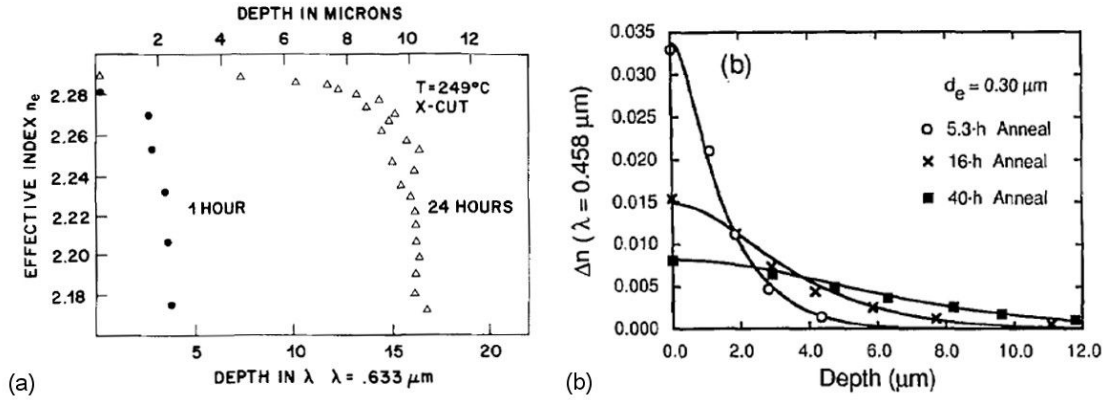


FIGURE 5.1 – Exemples de profils d'indice. (a) Profils à saut d'indice de guides par échange protonique sur niobate de lithium coupe X pour 2 durées d'échange à 249˚C. D'après [126]. (b) Profils à gradient d'indice de guides par échange protonique avec recuit réalisés sur niobate de lithium coupe Z pour 3 durées de recuit différentes, avec d_e la profondeur d'échange. D'après [56].

En 1988, l'utilité d'un recuit après l'échange est démontrée [133] (*Annealed Proton Exchange*, APE). En effet, le recuit permet d'assurer une plus grande stabilité du profil d'indice et diminue également les pertes de propagation en provoquant une restructuration des mailles du substrat. Le recuit est fait à une température variant de 200˚C à 400˚C pendant plusieurs heures. Il a pour effet de modifier la répartition des protons en remplissant les espaces libérés par les ions Li^+. Après un recuit, le profil devient un profil à gradient d'indice. La durée du recuit, quant à elle, influence la forme du profil d'indice. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 5.1(b), l'indice en surface diminue et la profondeur augmente lorsque la durée du recuit augmente. Pendant un recuit, le coefficient de diffusion s'exprime en fonction de la concentration en proton H^+ de la façon suivante [132] :

$$D(C) = D(T)\left(\alpha + \frac{1-\alpha}{\beta C + \gamma}\right), \tag{5.6}$$

avec α, β et γ des paramètres d'ajustement pour le calcul et C la concentration normalisée par rapport à la concentration initiale avant échange.

Nous pouvons citer différentes variations de cette technique d'échange protonique. L'échange protonique doux (*Soft Proton Exchange*, SPE) consiste à diluer l'acide benzoïque avec du benzoate de lithium [134]. De cette manière l'échange modifie moins la structure cristallographique et des guides sont réalisables sur niobate de lithium coupe X, Z mais également Y. Cela permet également de s'affranchir du recuit.

L'échange protonique inverse (*Reverse Proton Exchange*, RPE) consiste à faire suivre l'échange initial par un second échange dans un mélange de nitrate de potassium, nitrate de sodium et niobate de lithium de façon à réimplanter des ions Li^+ en surface. Il permet ainsi une modification de l'indice ordinaire [135].

L'échange en phase vapeur (*Vapor Proton Exchange*, VPE) est une technique récente et prometteuse. Elle consiste à exposer le substrat à de l'acide benzoïque en phase vapeur, ce qui permet de rendre l'échange moins agressif et donc de diminuer les dommages causés à la surface. Cette technique conduit également à de plus faibles pertes de propagation et permet d'augmenter la variation d'indice mais elle reste cependant très difficile à contrôler [136].

L'échange peut également être précédé d'une diffusion de titane [137], ce qui permet de fabriquer des guides sur du niobate de lithium coupe Y sans casser le substrat et permet également une légère augmentation de la variation d'indice extraordinaire.

En résumé, l'échange protonique peut permettre d'atteindre une variation d'indice extraordinaire supérieure à 0,1 avec une petite diminution de l'indice ordinaire d'environ -0,04. Les guides ainsi créés ont un profil à saut d'indice. Le profil devient à gradient d'indice lorsque l'échange est suivi d'un recuit. La modification des paramètres d'échange et de recuit permettent de modifier le profil d'indice obtenu.

Pour la réalisation des modulateurs, nous avons opté pour cette technique pour créer les guides optiques. Le choix a été dicté par le fait que pour réaliser un modulateur sans conversion de polarisation comme nous le désirons, il n'est pas nécessaire de pouvoir guider les deux polarisations optiques. Il est donc préférable d'utiliser une seule polarisation car cela permettra de faciliter les caractérisations optiques. Nous avons donc décidé d'utilisé l'échange protonique car il ne guide qu'une seule polarisation et que la modification d'indice est plus importante qu'en utilisant la diffusion de titane.

5.3 Conception du modulateur

Nous allons ici expliquer comment le modulateur a été conçu en commençant par le dimensionnement de l'interféromètre. Nous indiquerons ensuite comment le modulateur a été mis en place, c'est-à-dire comment ont été placés tous les éléments. Nous terminerons en donnant les paramètres régissant l'interaction acousto-optique dans le cadre de ce dispositif.

5.3.1 Conception de l'interféromètre de Mach-Zehnder

Tout d'abord, un interféromètre de Mach-Zehnder intégré se compose d'un guide droit. Ce dernier doit ensuite se séparer en deux bras via une jonction en forme de Y. Cette séparation est importante et sa conception est détaillée dans cette section. Les deux bras se rejoignent enfin pour former à nouveau un

guide unique droit via une nouvelle jonction en Y.

Différents types de séparations ont été proposés dans la littérature. Nous pouvons citer la séparation en Y classique [138–140], la séparation avec une entaille [141] et la séparation en S [142–144]. Ces trois principaux types sont schématisés sur la Figure 5.2. La séparation en Y classique provoque deux types de pertes, les pertes dues à un décalage des fronts d'onde à cause de la séparation trop abrupte et les pertes dues au changement de la répartition du champ électrique lors de la séparation. Le premier effet est dominant et dépend de la qualité du guidage. C'est pour palier ce problème que la séparation avec entaille a été développée. En effet, cette dernière permet aux deux fronts d'onde de se déplacer parallèlement sur une courte distance pour éviter une séparation trop abrupte. Cependant, la séparation en S améliore encore cet effet en supprimant les discontinuités aux jonctions.

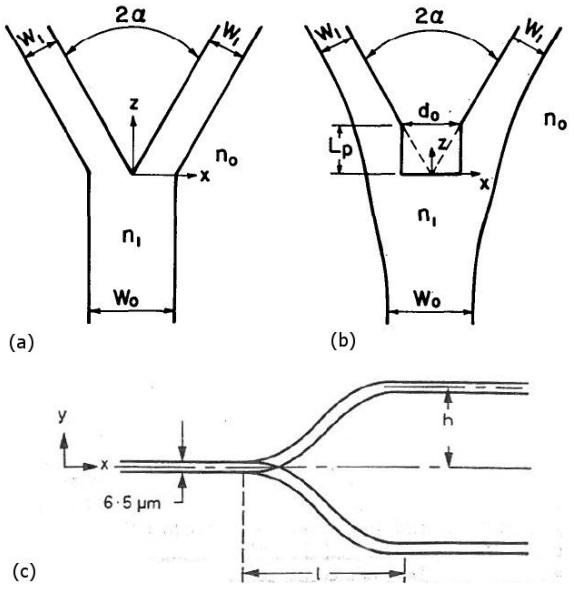


FIGURE 5.2 – Schémas des trois principaux types de jonctions Y employés pour la réalisation de MZI. (a) Séparation en Y classique et (b) séparation en Y avec entaille, d'après [141]. (c) Séparation en S, d'après [144].

Une étude comparative de la séparation en S et de la séparation en Y a été faite et il a été montré que la séparation en S provoque moins de pertes [145]. C'est pour cette raison que nous nous sommes dirigés vers ce genre de séparation pour la fabrication de l'interféromètre. La forme de la séparation en S peut être générée de 3 façons différentes : cosinus, sinus et 2 arcs. Des études ont montré que la génération en cosinus est celle qui provoque le moins de pertes car c'est également celle qui a la plus faible courbure [143, 146]. Nous avons donc choisi la courbure en cosinus pour dessiner les séparations des MZI.

Les pertes dans ce genre de séparation viennent principalement de la courbure. Elles dépendent du rayon de cette courbure et s'expriment comme suit d'après Marcatili [147, 148] :

$$\alpha(R) = C_1 \exp^{-C_2 R}, \tag{5.7}$$

avec R le rayon de courbure qui est égal à l'inverse de la courbure κ qui s'exprime elle-même de la manière suivante :

$$\kappa = \frac{f''(x)}{(1+f'(x)^2)^{3/2}}. \tag{5.8}$$

$y = f(x)$ est une fonction décrivant l'allure du guide comme schématisé sur la Figure 5.3. C_1 et C_2 sont des constantes qui évoluent proportionnellement à la différence d'indice entre le guide et le milieu extérieur et sont indépendantes de R [142]. Cette relation a d'abord été établie pour un guide mono-mode dans une membrane mais Heiblum et Harris [149] ont montré qu'elle convient pour tout type de guide.

Nous pouvons déduire de la relation précédente qu'une courbure plus faible donne également des pertes plus faibles. Nous comprenons également que, fort logiquement, un guide avec un indice fortement différent de l'indice extérieur provoquera moins de pertes.

Voici la fonction permettant de générer ce type de séparation en cosinus [143] :

$$f(x) = \frac{h}{2}\left[1 - \cos\left(\frac{\pi}{L}x\right)\right], \tag{5.9}$$

avec h le décalage entre la base et la fin du S et L sa longueur. Le facteur π/L permet de dilater la période de façon à ce qu'elle atteigne la longueur L désirée. Le facteur $h/2$ permet d'obtenir l'amplitude désirée et également d'obtenir une courbe strictement positive. D'après l'équation (5.8), la courbure de cette fonction vaut

$$\kappa = \frac{\frac{\pi^2}{L^2}\frac{h}{2}\cos(\frac{\pi}{L}x)}{\left[1+\{\frac{\pi}{L}\frac{h}{2}\sin(\frac{\pi}{L}x)\}^2\right]^{3/2}}. \tag{5.10}$$

Nous comprenons que pour obtenir une faible courbure, il faut minimiser h et augmenter L. Cependant, cela peut conduire à des interféromètres très longs. Les MZIs intégrés présents dans le commerce ont une longueur d'une dizaine de centimètres environ [150]. Sachant que nous sommes limités par le diamètre du substrat utilisé qui est de 3 pouces (7,62 cm), nous devons trouver un compromis entre faibles pertes et faible encombrement.

La séparation en cosinus (5.9) est tracée en rouge sur la Figure 5.3 et est comparée à l'allure de la courbure correspondante (5.10) en vert. La Figure 5.3(a) correspond à une hauteur h de 100 µm et une longueur L de 4000 µm. Ces paramètres sont ceux utilisés par Mustieles *et al.* [146] pour définir quelle fonction de génération provoque le moins de pertes de courbure. La Figure 5.3(b) utilise les paramètres que nous avons choisis pour fabriquer les interféromètres que nous avons utilisés. Nous avons choisi $h = 150$ µm et $L = 7650$ µm.

Nous voyons que la courbure vaut 0 au point d'inflexion et qu'elle est maximale (en valeur absolue) au point de départ et à la fin du S. C'est donc le début et la fin de la séparation qui sont les plus critiques en ce qui concerne les pertes. Le fait d'allonger la forme du MZI en diminuant sa hauteur et en augmentant sa longueur permet de diminuer la courbure à ces deux points et diminue donc les pertes. C'est pour cette raison que nous avons augmenté L et diminué h en comparaison des paramètres de [146] sachant qu'ils avaient obtenu des pertes de courbure de 1,87 dBm. Cependant, ces pertes ne dépendent pas uniquement de la courbure mais également de la différence d'indice entre le guide et le matériau comme nous l'avons vu précédemment.

Nous avons donc fixé les dimensions h et L de façon à avoir la forme la plus allongée possible pour minimiser la courbure, tout en voulant garder des dimensions raisonnables pour placer le maximum de modulateurs sur un substrat. Avec une portion droite de 2 mm à l'entrée et à la sortie ainsi qu'une portion droite de 600 µm sur chaque bras, nous obtenons un interféromètre de 19,9 mm de long pour une largeur de 300 µm. Cela nous permet de placer 24 modulateurs sur un substrat de 3 pouces de diamètre.

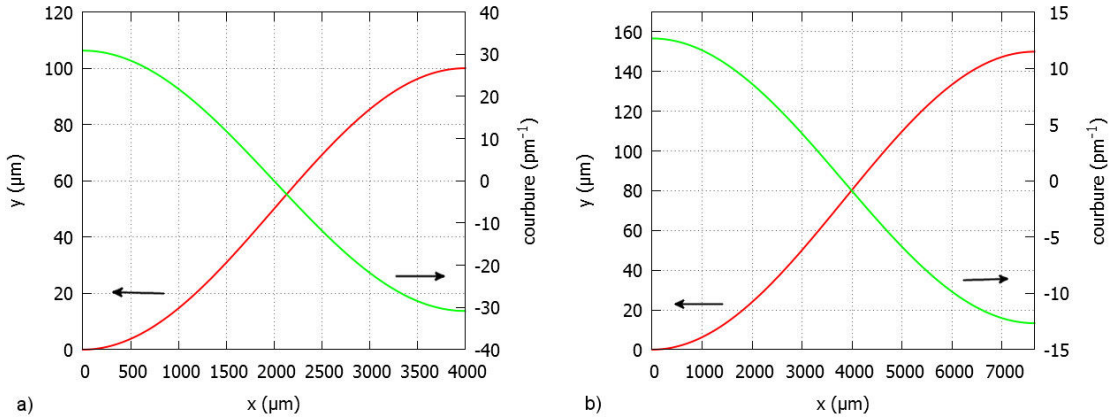


FIGURE 5.3 – En rouge, tracé de la courbe dessinant une séparation en cosinus (5.9). En vert, tracé de la courbure (5.10) correspondante. (a) Jonction définie d'après [146] avec h = 100 µm et L = 4000 µm. (b) Jonction définie pour les MZIs réalisés au cours de ces travaux avec h = 150 µm et L = 7650 µm.

5.3.2 Mise en place du modulateur

Nous plaçons un HAR IDT sur un bras de l'interféromètre de façon à créer une modification de l'indice de réfraction sur ce bras par effet acousto-optique. Nous plaçons également des électrodes de part et d'autre du second bras de façon à pouvoir créer une modification d'indice par effet électro-optique afin de pouvoir comparer les deux effets et de les combiner, le cas échéant. Ces électrodes mesurent 500 µm de long, 100 µm de large et sont séparées de 27 µm. Le choix de la longueur des électrodes est dicté par le fait que nous ne voulons pas qu'elles soient positionnées face au transducteur de façon à ce que l'énergie acoustique qui peut fuir dans la direction de propagation du transducteur n'influence pas l'effet électro-optique. Nous avons donc légèrement décalé ces électrodes et également réduit leur longueur. Le schéma d'un dispositif complet est montré sur la Figure 5.4.

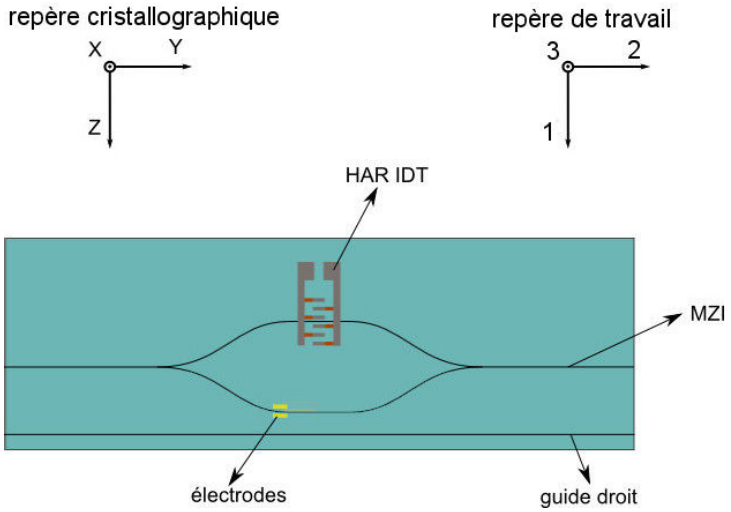


FIGURE 5.4 – Schéma d'une cellule contenant un guide optique droit et un interféromètre de Mach-Zehnder réalisé avec un HAR IDT disposé sur un bras et des électrodes déposées autour du second bras. Le repère cristallographique définit les axes du cristal et le repère de travail est le repère défini par la Figure 1.6 servant aux calculs.

Nous avons utilisé trois ouvertures acoustiques différentes pour les HAR IDTs que nous avons réparties de la manière suivante : six transducteurs avec ouverture acoustique de 4Λ, six de 8Λ et douze de 16Λ. Nous avons décidé de privilégier l'ouverture acoustique la plus grande car dans ce cas, une plus grande portion du guide optique est soumise à une modification d'indice. Nous pensons donc que l'effet acousto-optique sera plus important bien que les peignes d'ouverture acoustique de 16Λ présentent une densité de puissance acoustique plus faible que les autres.

Nous avons également utilisé 3 manières différentes de placer le transducteur par rapport au guide optique. Nous avons placé le HAR IDT de façon à ce que le guide passe soit entre deux doigts du peigne, soit sous un doigt, soit à moitié sous un doigt. Ces 3 positions sont schématisées sur la Figure 5.5. Nous avons utilisé ces trois différents placements car nous ne savons pas à quel endroit les déformations sont les plus fortes et que nous savons que la modification d'indice dépend des déformations d'après la loi de Pockels (2.18).

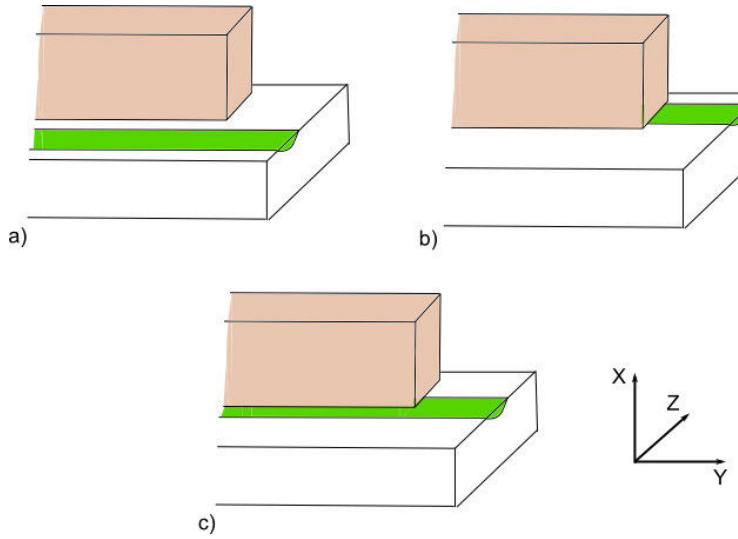


FIGURE 5.5 – Schémas des 3 positions utilisées du guide optique par rapport aux doigts du HAR IDT. (a) Guide entre les doigts, (b) guide sous un doigt et (c) guide à moitié sous un doigt.

De plus, nous avons placé en parallèle de chaque interféromètre un guide optique droit de même longueur. Ceci va nous permettre d'avoir un guide de référence lors des mesures effectuées sur le MZI adjacent.

5.3.3 Paramètres du modulateur

Tout d'abord, précisons que la largeur des guides est fixée à 7 µm afin d'obtenir des guides monomodes à 1,55 µm de longueur d'onde. Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent, les guides optiques réalisés par échange protonique n'augmentent que l'indice extraordinaire qui est l'indice suivant l'axe optique. Dans le cas du niobate de lithium, l'indice modifié et donc suivant l'axe Z. Ceci nous contraint à avoir une polarisation optique suivant cet axe donc une propagation suivant l'axe Y. Le modulateur étant en configuration non colinéaire, l'onde acoustique est en propagation Z. Pour connaître les paramètres qui vont influencer le comportement du modulateur, nous devons tout d'abord connaître la ou les valeurs du coefficient photo-élastique qui va intervenir.

L'onde optique ne peut être polarisée que suivant Z, nous savons donc que l'indice I du coefficient p_{IJ} sera égal à 1 (nous utilisons ici le repère de travail). L'indice J pourra être 1 si nous considérons la

composante acoustique polarisée suivant Z, 2 pour la composante polarisée suivant Y, 3 pour la composante polarisée suivant X et 4, 5 et 6 si nous considérons un mélange de deux polarisations. Ainsi, pourront intervenir p_{11}, p_{12}, p_{13}, p_{14}, p_{15} ou p_{16}. Cependant, la valeur de ces coefficients ne peut pas être tirée du tableau 2.1 car ces valeurs sont données pour la coupe standard de la norme IEEE qui est la coupe ZX. Il faut donc effectuer une rotation de 90° de la matrice p suivant les trois axes pour obtenir les coefficients de la coupe XZ. Ainsi, nous trouvons après rotation $p_{11} = 0,16$; $p_{12} = p_{13} = 0,342$; $p_{14} = p_{15} = -0,07$ et $p_{16} = 0$.

Nous savons d'après l'équation (2.61) que la variation d'indice est proportionnelle au coefficient p, au cube de l'indice du milieu et également à la déformation S. Cette dernière est donnée par la relation (1.3). Il faudra, dans notre cas, connaitre uniquement S_1, S_2, S_3, S_4 et S_5 étant donné que p_{16} est nul. Les déplacements u_i de l'onde s'expriment de la façon suivante :

$$u_i = {}^{\circ}u_i \exp\{\imath(\Omega t - \mathbf{K}.\mathbf{x}\}, \tag{5.11}$$

avec $\mathbf{K}$ le vecteur d'onde et ${}^{\circ}u_i$ la polarisation du déplacement i. Nous pouvons déjà affirmer que les composantes K_2 et K_3 du vecteur d'onde K sont nulles car les déplacements dépendent de la direction de propagation qui est uniquement suivant l'axe 1. Ainsi tous les déplacement s'expriment de la façon suivante :

$$u_i = {}^{\circ}u_i \exp\{\imath(\Omega t - K_1 x_1)\}, \tag{5.12}$$

avec ${}^{\circ}u_i$ défini de la manière présentée dans le Chapitre 4 par la relation 4.1 mais cette fois en prenant en compte les trois composantes du champ de déplacement.

Nous pouvons donc en déduire les expressions des déformations. Ainsi,

$$S_1 = \left(\frac{\partial^{\circ}u_1}{\partial x_1} - \imath K_1 {}^{\circ}u_1\right)\exp\{\imath(\Omega t - K_1 x_1)\}, \tag{5.13}$$

$$S_2 = \left(\frac{\partial^{\circ}u_2}{\partial x_2}\right)\exp\{\imath(\Omega t - K_1 x_1)\}, \tag{5.14}$$

$$S_3 = \left(\frac{\partial^{\circ}u_3}{\partial x_3}\right)\exp\{\imath(\Omega t - K_1 x_1)\}, \tag{5.15}$$

$$S_4 = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^{\circ}u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial^{\circ}u_3}{\partial x_2}\right)\exp\{\imath(\Omega t - K_1 x_1)\}, \tag{5.16}$$

$$S_5 = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^{\circ}u_3}{\partial x_1} - \imath K_1 {}^{\circ}u_3 + \frac{\partial^{\circ}u_1}{\partial x_3}\right)\exp\{\imath(\Omega t - K_1 x_1)\}. \tag{5.17}$$

Ne connaissant que l'amplitude du déplacement hors plan grâce aux mesures à la sonde optique, nous ne pouvons négliger aucune des déformations.

En ce qui concerne l'intensité optique en sortie de l'interféromètre I_{out}, nous pouvons l'estimer en fonction de l'intensité en entrée I_{in} de la façon suivante :

$$I_{out} = \frac{I_{in}}{2} + \frac{I_{in}}{2}\cos\{\Delta\phi_0 + \Delta\phi_{max}\sin(\omega_a t + \phi_a)\} \tag{5.18}$$

avec $\Delta\phi_0$ la différence de phase entre les deux bras qui vaut $\Delta\phi_0 = (k\Delta L)$ avec ΔL la différence de longueur entre les deux bras (nulle si le MZI est parfaitement symétrique), $\Delta\phi_{max}$ le maximum de déphasage obtenu grâce à l'onde acoustique défini par l'équation (2.85) et ω_a et ϕ_a la pulsation et le déphasage de l'onde acoustique. Nous comprenons avec cette relation que l'intensité de sortie est fonction, bien évidemment, de l'intensité en entrée mais aussi du maximum de déphasage atteint grâce à l'onde acous-

tique. Comme $\Delta\phi_{max}$ est proportionnel à la variation d'indice, nous comprenons que l'intensité de sortie dépend de cette variation. Précisons que nous avons ici négligé les pertes de couplage et de propagation.

5.4 Fabrication

Le procédé de fabrication inclut bien évidemment les étapes de fabrication des HAR IDTs détaillées section 3.4. Nous avons ajouté à ces étapes la fabrication des MZIs et le dépôt des électrodes pour la modulation électro-optique.

Le procédé débute par un dépôt des électrodes et de repères numériques pour chaque modulateur. Nous utilisons pour cette étape une épaisseur de 170 nm d'or déposé par pulvérisation sur une couche d'accroche de 30 nm de chrome.

Suite à cette étape, nous passons à la réalisation du masque pour l'échange protonique. Ce masque sert à définir les guides de façon à ce que l'échange se fasse sur les zones désirées. Pour ce masque, nous utilisons de la silice (SiO_2) qui est un matériau qui résiste à l'acide benzoïque. Nous commençons par une étape de photolithographie. Nous déposons ensuite 200 nm de silice par évaporation avant d'effectuer un *lift-off* qui nous permet d'enlever la silice déposée sur la résine afin de définir les zones à échanger. Nous pouvons donc, après cette étape, plonger le substrat dans le bain d'acide benzoïque afin de procéder à l'échange protonique. L'échange se fait pendant 80 min à une température de 180°C suivi d'un recuit de 8h à 333°C. Suite à l'échange, nous enlevons la silice en immergeant le substrat 5 minutes dans une solution composée d'un volume d'acide fluorhydrique (HF) dilué à 50% pour 7 volumes de fluorure d'ammonium (NH_4F) dilué à 40% . Cette solution est appelée *buffered oxide etch* (BOE). Ceci explique pourquoi nous avons déposé de l'or à l'étape précédente. En effet, l'or est un métal qui résiste au BOE. Le diagramme de procédé de cette étape est montré sur la Figure 5.6.

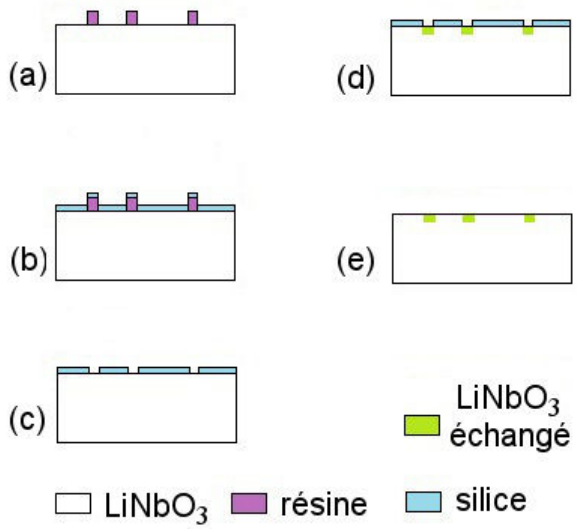


FIGURE 5.6 – Étapes du procédé de réalisation d'un masque de silice suivi de l'échange protonique.

- (a) photolithographie d'une résine photosensible inversible (TI09 XR, MicroChemicals) d'une épaisseur d'environ 1,2 µm
- (b) dépôt de silice de 200 nm d'épaisseur par évaporation
- (c) lift-off

– (d) échange protonique
– (e) attaque de la silice dans du BOE

Paramètres d'enduction de la résine
– vitesse : 1100 tr/min
– accélération : 3000 tr/min/s
– temps : 30 s

Paramètres d'échange protonique
– température : 180˚C
– agitation : 150 tr/min
– temps : 80 min
– recuit : 2 min à 90˚

Suite au dépôt des électrodes et des repères puis à l'échange protonique, nous reprenons les étapes de fabrication des HAR IDTs détaillées dans la section 3.4.

5.5 Caractérisation

Afin de caractériser les modulateurs, nous avons tout d'abord testé les HAR IDTs à l'aide de pointes radio-fréquence (voir annexe A). Nous avons ensuite fait réaliser une découpe du substrat afin de séparer toutes les cellules. La découpe permet également de polir les faces d'entrée et de sortie des guides afin de permettre le couplage de la lumière dans le guide. Une fois la découpe effectuée, nous avons pu évaluer approximativement la qualité des guides en y injectant une lumière blanche et en relevant l'intensité de sortie. Suite à la mesure de puissance, nous avons caractérisé la répartition spectrale des MZI en relevant le spectre des interféromètres en lumière blanche. A partir de ces mesures, nous avons pu sélectionner les cellules les plus appropriées à la démonstration d'une modulation.

5.5.1 Montages expérimentaux

La caractérisation du modulateur se fait en utilisant deux montages différents. L'un permet de mesurer la modulation et l'autre de relever le spectre optique. Dans les deux cas le HAR IDT est excité par un synthétiseur de fréquence (Anritsu 68147C) et les électrodes électro-optiques sont alimentées par un générateur de tension continue pouvant fournir jusqu'à 60 V. Dans le cas de la mesure de la modulation, la source lumineuse utilisée est une diode laser (Thorlabs LPS-PM1310-FC) émettant à une longueur d'onde de 1309 nm. Le choix de cette source plutôt qu'une source à 1550 nm comme nous l'avions prévu est expliqué dans la section suivante. Avant d'être couplée dans l'interféromètre, la lumière passe à travers un contrôleur de polarisation (Thorlabs FPC561) afin de sélectionner uniquement la polarisation guidée. La fibre de sortie du polariseur est connectée à une fibre intermédiaire qui est fixée sur trois platines de déplacement (Newport 561D) pouvant être pilotées manuellement ou à l'aide de contrôleurs piézoélectriques 3 axes (Newport NPC3SG). Ce système de positionnement nous permet de coupler la lumière dans le guide optique. En sortie du MZI nous effectuons la même opération, c'est-à-dire que nous alignons une fibre optique avec le guide afin de coupler la lumière dans la fibre. La lumière passe ensuite dans une photo-diode (Thorlabs DET01CFC délivrant 0,9 A/W et ayant une résistance de sortie de 50Ω) elle même reliée à un analyseur de spectre électrique (Agilent E4404B). Ce montage est schématisé sur la Figure 5.7(a).

Le second montage utilise une source supercontinuum fibrée (Leukos SM-20) émettant un spectre de longueurs d'onde entre 400 et 2200 nm dont la fibre de sortie est reliée à une fibre intermédiaire, cette dernière étant fixée sur les platines de déplacement. Un supercontinuum est une source constituée d'un laser de pompe dont le faisceau est injecté dans un matériau non-linéaire, ainsi plusieurs effets non-linéaires influencent le faisceau de pompe, ce qui a pour effet d'élargir son spectre. La sortie du MZI est reliée à un analyseur de spectre optique (Anritsu MS9710B) dont le niveau de bruit a été mesuré à

environ -90 dBm lorsque nous utilisons une fenêtre de mesure allant de 600 à 1700 nm. Le schéma est présenté sur la Figure 5.7(b).

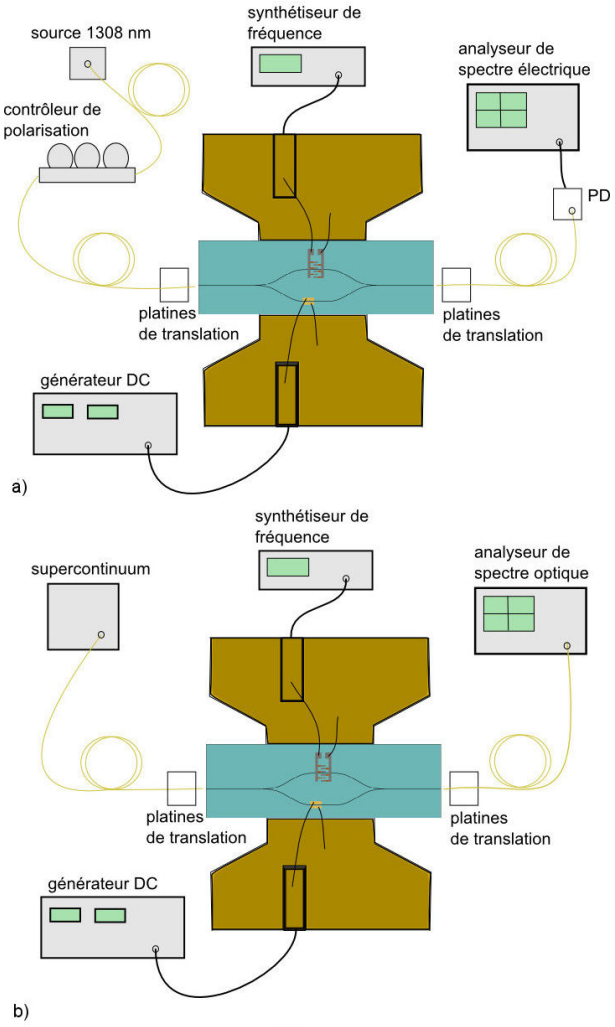


FIGURE 5.7 – Schémas des montages expérimentaux utilisés pour caractériser les modulateurs. (a) Montage pour la caractérisation de la modulation, (b) montage pour relever le spectre optique.

Sur la Figure 5.8, nous présentons les transmissions spectrales mesurées pour le laser supercontinuum et la diode laser. Ces mesures permettent d'avoir une référence pour les mesures de transmission en lumière blanche des MZIs mais également de vérifier la longueur d'onde émise par la diode laser.

Le pic d'intensité présent à environ 1064 nm dans le spectre du supercontinuum correspond à la longueur d'onde du laser de pompe. Le pic présent dans la transmission spectrale de la diode laser correspond à la longueur d'onde d'émission et est mesuré à environ 1308,6 nm soit environ 1309 nm.

Préalablement aux caractérisations du modulateur, nous estimons la capacité des interféromètres à guider les ondes optique. Pour ce faire, nous mesurons la perte de puissance optique entre l'entrée et la sortie de ces derniers. Nous injectons la lumière du supercontinuum dans le guide puis nous relevons la puissance de sortie à l'aide d'une photo-diode (Newport 818-IS-1) qui est reliée à un puissance-mètre optique (Newport 1830-C) qui nous indique la puissance de sortie. Ce type de mesure se fonde sur des références internes au laboratoire qui nous permettent, d'après le retour d'expérience de nombreuses

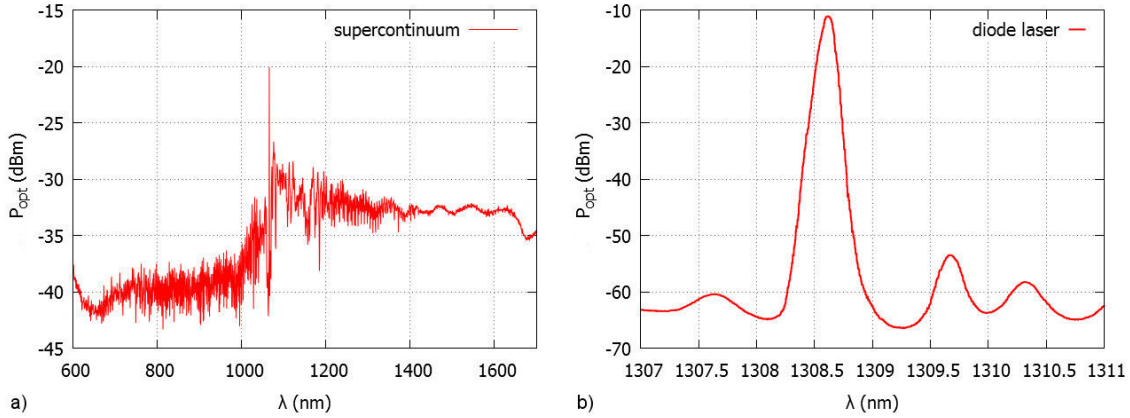


FIGURE 5.8 – Transmissions fibre à fibre des deux sources utilisées pour caractériser les modulateurs. (a) Source supercontinuum, (b) diode laser.

caractérisations en lumière blanche, d'avoir une estimation de la qualité de l'échange protonique réalisé.

Afin d'estimer la puissance attendue en sortie du guide, nous effectuons au préalable une mesure de puissance en couplant directement la fibre d'entrée et la fibre de sortie. En moyenne, la puissance doit être ici d'environ 1,4 mW avec la source supercontinuum. A partir de cette puissance nous pouvons estimer à 700 µW la puissance attendue en sortie du guide lorsque nous couplons la lumière à l'intérieur de ce dernier. En effet, nous estimons à -3 dB les pertes aux interfaces fibre/guide et guide/fibre. Nous pouvons confirmer les mesures de puissance en sortie des guides en lumière blanche par une mesure utilisant la diode laser. Cette dernière fournit 2 mW de puissance. Lors d'un couplage fibre à fibre nous obtenons environ 1 mW, nous attendons donc environ 500 µW en sortie des guides droits. Les MZIs provoquant plus de pertes que les guides droits à cause de la séparation, cette mesure effectuée en premier lieu sur guide droit nous permet d'avoir une idée de la qualité de l'échange protonique et donc de la qualité que nous pouvons attendre de l'interféromètre avoisinant. Cette méthode, bien qu'approximative, nous permet de sélectionner les interféromètres potentiellement les plus efficaces.

Les mesures effectuées en lumière blanche sur les guides droits des échantillons donnent environ 600 µW en sortie. En utilisant la diode laser, la puissance en sortie est d'environ 560 µW. Nous pouvons en déduire que les pertes de propagation dans les guides sont faibles.

5.5.2 Réponse des interféromètres de Mach-Zehnder

Suite à la mesure de la puissance en sortie de plusieurs MZIs, nous avons sélectionné deux cellules à caractériser (que nous nommerons 576-22 et 576-52 d'après une notation interne) parmi toutes les cellules fonctionnelles. Elles possèdent les deux un HAR IDT d'ouverture acoustique 16Λ possédant 10 paires de doigts et avec le guide optique partiellement recouvert par un doigt comme schématisé sur la Figure 5.5(c). Les transmissions spectrales des deux guides droits et des deux interféromètres sont montrées sur la Figure 5.9.

Nous remarquons sur les transmissions spectrales des guides droits et des interféromètres que le signal est très bruité pour des longueurs d'onde d'excitation inférieures à environ 1200 nm. Cela indique que les guides sont multi-modes avant cette longueur d'onde. Nous remarquons également que la transmission commence à chuter à environ 1600 nm pour les guides droits contre 1450 nm pour les MZIs. Les guides droits sont donc conformes à ce que nous désirions puisque nous voulions au préalable utiliser une longueur d'onde de 1550 nm. En effet, il existe des sources accordables centrées à cette longueur

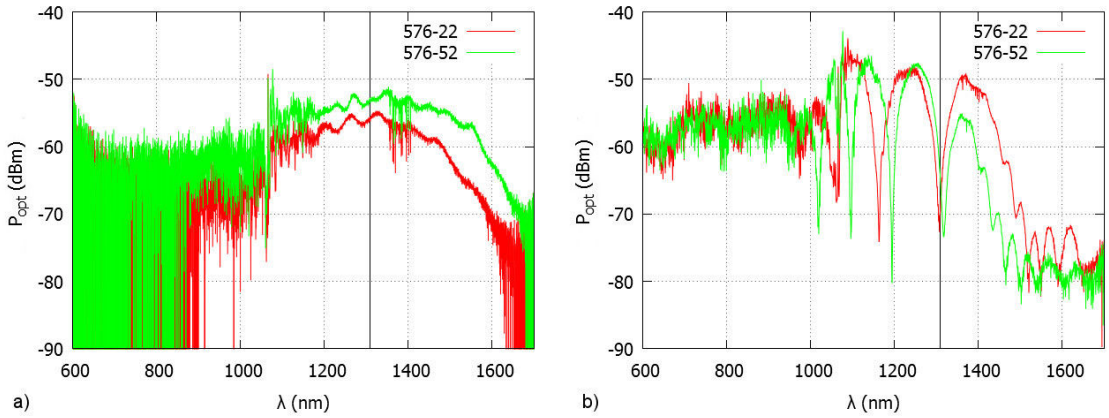


FIGURE 5.9 – Transmission spectrale mesurée en lumière blanche pour les 2 cellules retenues pour les tests de modulation. Les deux cellules ont un HAR IDT d'ouverture acoustique 16Λ et le guide optique partiellement recouvert par un doigt. La ligne verticale correspond à une longueur d'onde d'environ 1309 nm. (a) Transmission des guides droits. (b) Transmission des interféromètres de Mach-Zehnder.

d'onde, ce qui permet d'ajuster le point de fonctionnement du modulateur. La longueur d'onde de coupure des MZIs est en revanche inférieure à 1550 nm. Il pourrait donc être nécessaire de revenir sur la conception de la jonction Y, probablement à l'origine de cette différence de comportement. Nous avons ainsi été contraint d'employer la source à 1309 nm présentée précédemment pour réaliser les mesures de modulation. Cette source monochromatique ne nous permettra malheureusement pas d'ajuster le point de fonctionnement.

Nous constatons de plus dans les spectres de transmissions la présence d'interférences clairement visibles avec des creux de transmission. Le spectre résultant est appelé "spectre cannelé" de part la présence de plusieurs interférences appelées "cannelures". Ces interférences sont expliquées par un défaut de symétrie des bras du Mach-Zehnder, ce qui provoque une différence de chemin optique entre les deux bras et donc un déphasage $\Delta\phi_0$ non nul. Cette asymétrie provient d'un défaut lors de la génération du masque utilisé pour définir les MZIs lors de la fabrication. Ce défaut a été constaté *a posteriori*. Nous constatons qu'une interférence destructive intervient à 1309 nm dans le cas du modulateur 576-22. Pour cette raison, nous nous limiterons aux résultats obtenus à partir du MZI 576-52 dans la suite de ce document.

Il est possible, à partir de ces interférences destructives, de connaître la différence de marche entre les deux bras du MZI. En effet, nous savons que pour qu'une interférence destructive intervienne il faut une différence de chemin optique Δl égale à $(k\lambda)/2$ avec k un entier. La période des interférences est donc de $1/\lambda$. Ainsi, en se servant des creux d'interférence il est possible de tracer la droite $1/\lambda_p$ avec p le numéro de l'interférence et de trouver sa pente. Cette pente vaut $-1/(2\Delta l)$. Nous trouvons ainsi un Δl d'environ 6,8 µm.

Nous présentons sur la Figure 5.10, pour information, un comparatif entre les mesures de la source supercontinuum, du bruit de l'analyseur de spectre optique (mesuré lorsque nous éteignons la source de lumière) et également du MZI 576-52 et du guide droit qui lui est associé. Nous remarquons que le pic à 1064 nm dû au laser de pompe du supercontinuum est également présent sur le spectre de l'interféromètre et du guide droit. Les oscillations présentes dans la bande 1350-1400 nm proviennent de la source elle-même et ne dépendent pas des guides.

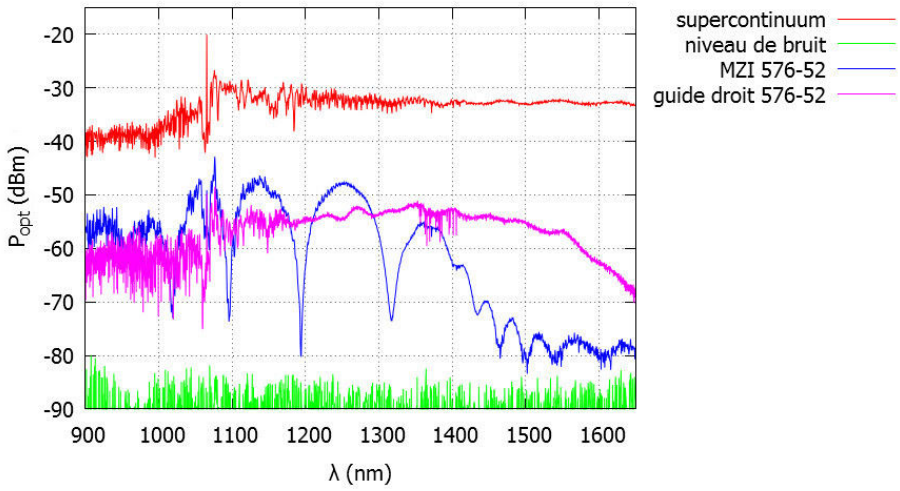


FIGURE 5.10 – Comparaison entre les spectres du supercontinuum mesuré en fibre à fibre, de bruit de l'analyseur, du MZI 576-52 et du guide droit associé à ce dernier.

5.5.3 Effet électro-optique

Pour quantifier l'effet électro-optique, nous avons simplement appliqué une tension continue entre les électrodes destinées à cet effet puis nous avons relevé la transmission spectrale du MZI. Cette expérience est faite en utilisant la source supercontinuum. À l'instar de la variation d'indice de réfraction causée par une onde acoustique définie par les relations (2.61), la variation d'indice causée par l'effet électro-optique est définie par

$$\Delta n = \frac{(n_i n_j)^{3/2} r_{ijk} E_k}{2} \Gamma, \tag{5.19}$$

avec r le coefficient électro-optique, $E = V/d$ approximation du champ électrique dépendant de la tension appliquée et de la distance d entre les électrodes et Γ le facteur de recouvrement entre le champ électrique causé par les électrodes et le champ électro-magnétique. Dans notre cas, le coefficient électro-optique utilisé est $r_{Ik} = r_{33}$ car le champ entre les électrodes est dirigé selon l'axe Z. Le facteur de recouvrement n'est pas connu, nous utilisons 0,5.

Nous savons que la variation d'indice optique va provoquer un décalage de longueur d'onde du spectre de transmission. Nous avons donc fait varier la tension de 0 à 60 V et nous avons relevé le spectre. Sur le spectre 576-52 présent sur la Figure 5.9, nous remarquons quatre interférences destructives à environ 1018, 1095, 1194 et 1317 nm. Nous avons relevé le décalage causé par l'effet électro-optique sur ces 4 interférences. Les relevés effectués pour une tension de 0 et de 60 V pour l'interférence à 1317 nm sont présentés sur la Figure 5.11. Le décalage de longueur d'onde est dans ce cas d'environ 1,2 nm.

Nous pouvons, à partir de la mesure de la variation de longueur d'onde, estimer la valeur de la variation d'indice. Nous procédons tout d'abord de la même manière que le calcul effectué pour trouver la différence de longueur entre les deux bras. Nous trouvons donc la différence de chemin optique causée par une tension de 60 V à laquelle nous soustrayons la différence de chemin sans tension que nous avons calculé précédemment à 6,8 µm. Ainsi, nous trouvons que le fait d'appliquer une tension de 60 V provoque une différence de chemin de 30 nm. Nous savons que la différence de chemin optique vaut :

$$\Delta l = \Delta n L, \tag{5.20}$$

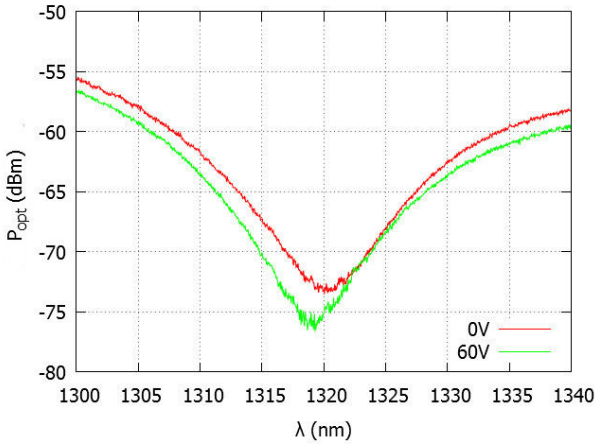


FIGURE 5.11 – Spectres avec 0 et 60 V appliqués au électrodes. Les tracés sont centrés sur le creux à 1317 nm du spectre 576-52 de la Figure 5.9.

avec Δl la différence de chemin causée par l'interaction électro-optique et L la longueur d'interaction qui vaut ici 500 µm (longueur des électrodes). Nous trouvons ainsi une variation d'indice d'environ 6×10^{-5} pour 60 V. Passons maintenant au calcul théorique. Pour une longueur d'onde de 1317 nm nous avons $n_e = 2,144$; $n_o = 2,219$; $r_{33} \approx 31\times10^{-12}$ m/V et $E = 1/27\times10^{-6}$ V/m. Nous obtenons donc un Δn théorique d'environ $3\times10^{-6}/V$ soit environ 18×10^{-5} pour 60 V appliquées. Nous constatons que la valeur expérimentale est 3 fois plus petite que la valeur théoriquement attendue. Cela peut provenir d'une surestimation du facteur de recouvrement Γ.

Nous pouvons également connaître la tension V_π permettant d'obtenir un déphasage de 180° entre les 2 composantes de l'onde. Cette tension donne donc la tension à appliquer pour faire passer l'intensité optique de son minimum à son maximum. Cette dernière s'exprime ainsi :

$$V_\pi = \frac{\lambda d}{n_e^3 r_{33} L}\Gamma \tag{5.21}$$

avec L la longueur des électrodes. Ainsi, V_π vaut environ 460 V pour une longueur d'onde de 1309 nm. Ces électrodes ont donc une efficacité réduite de par la grande valeur de V_π. En effet, avec la source de tension utilisée ne dépassant pas 60 V nous ne pouvons pas utiliser l'effet électro-optique au maximum de ses capacités. Une augmentation de l'efficacité est possible en augmentant la longueur des électrodes mais comme nous l'avons expliqué précédemment, cette longueur est limitée par le fait que nous nous voulions pas placer les électrodes en face du transducteur.

5.5.4 HAR IDT en propagation Z

Nous allons maintenant présenter une rapide caractérisation du transducteur utilisé pour le modulateur 576-52. Le comportement peut être différent de celui des transducteurs présentés dans le Chapitre 3 car la direction de propagation n'est pas la même. Une des différences notables concerne la vitesse de propagation qui est légèrement plus faible passant de 3696 à 3483 m/s pour une onde de Rayleigh sur surface libre. Une autre différence concerne le coefficient de couplage électro-mécanique qui est de 4,6 % contre 3,1 en propagation Y.

Commençons par présenter sur la Figure 5.12 le paramètre S_{11} du HAR IDT utilisé. C'est un peigne d'ouverture W16 avec 10 paires de doigts.

Il présente 4 résonances notées A,B, C et D visibles respectivement à environ 33,9; 47,7; 65,5 et

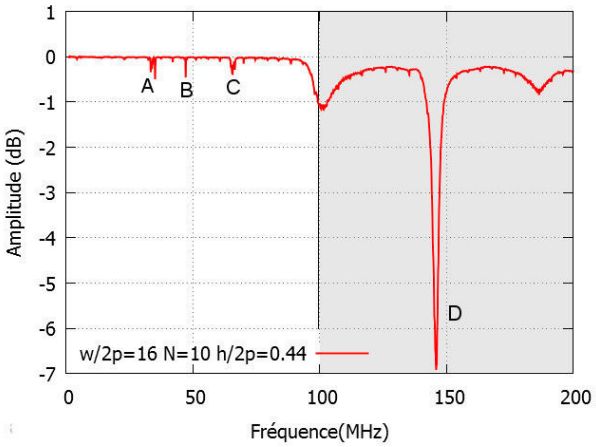


FIGURE 5.12 – Paramètres S_{11} des peignes W16 utilisés pour les modulateurs.

145,5 MHz. En comparaison avec les résultats présentés Section 3.5 nous remarquons en premier lieu que les amplitudes des résonances sont moins importantes. Nous pouvons également voir que la résonance de plus haute fréquence est très marquée, ce qui n'était pas le cas en propagation Y. Le nombre de modes n'est également pas le même. Seuls deux étaient clairement visibles en propagation Y contre quatre en propagation Z.

Nous avons ensuite procédé aux mesures des déplacements mécaniques hors plan de la même manière que pour les mesures exposées dans le Chapitre 3. Les résultats sont montrés sur la Figure 5.13.

Nous constatons que le déplacement du mode A est localisé sur les extrémités des doigts comme c'était le cas pour tous les types de peignes en propagation Y. En ce qui concerne les autres modes, aucun motif n'est clairement identifiable. Les amplitudes des déplacement hors plan ne sont pas comparables à celles de la Figure 3.15 car le peigne mesuré ici possède 10 paires de doigts contre 50 pour le transducteur W16 présenté dans le Chapitre 3. Nous remarquons également que l'énergie est bien localisée dans les électrodes. Le comportement est donc globalement le même que celui des transducteurs réalisés en propagation Y.

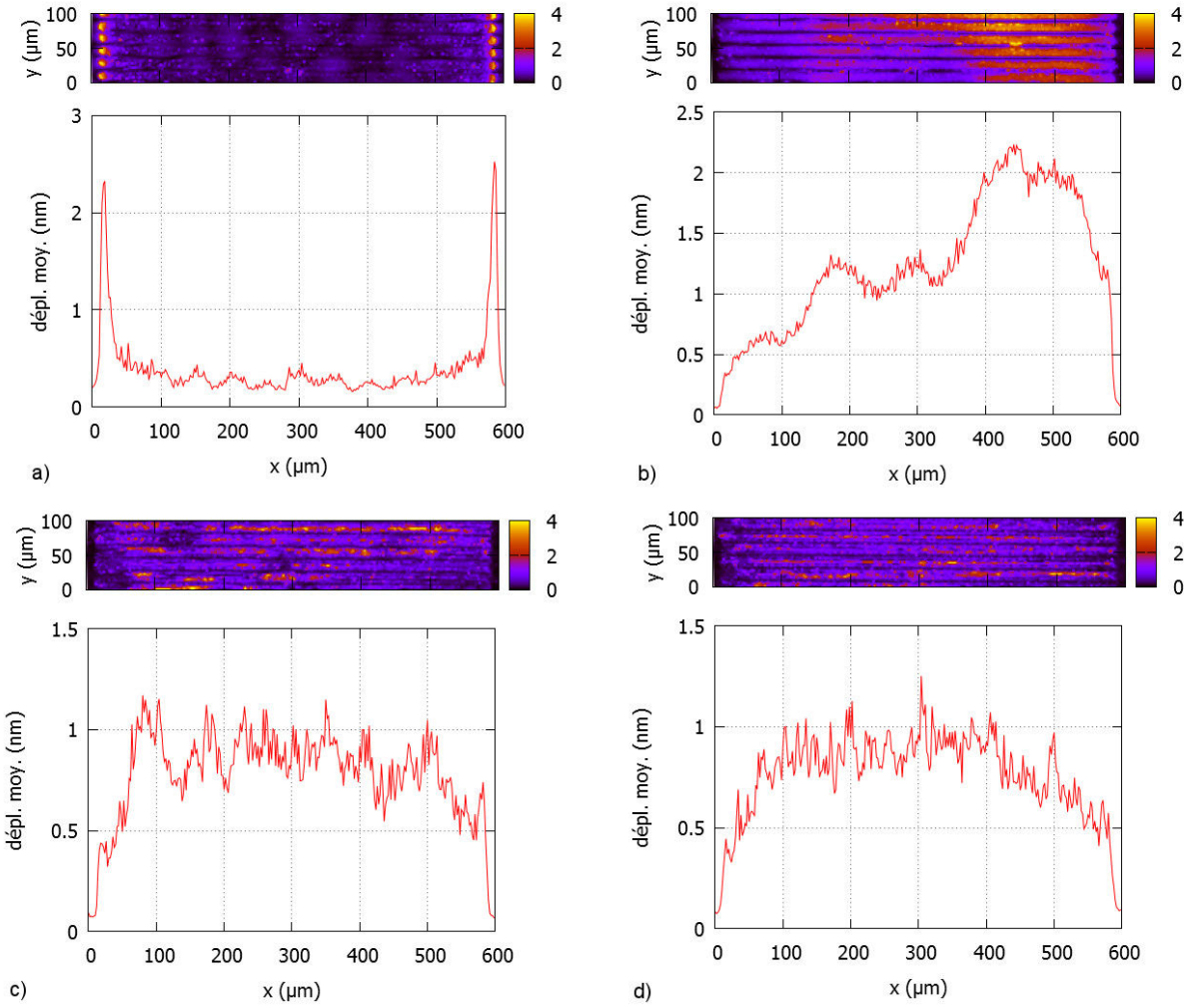


FIGURE 5.13 – Mesures des déplacements mécaniques hors plan induits par les modes résonants du HAR IDT avec une ouverture acoustique W16 et 10 paires de doigts dont le paramètre S_{11} est présenté sur la Figure 5.12. (a) Mode A à 35,1 MHz, (b) mode B à 47,7 MHz (c) mode C à 66,7 MHz et (d) mode D à 145,5 MHz.

5.5.5 Mesures de la modulation

Nous allons maintenant présenter la caractérisation du modulateur 576-52. Le but des mesures réalisées est de mettre en avant la modulation acousto-optique. Pour ce faire, nous avons utilisé le montage schématisé sur la Figure 5.7(a). En mesurant la puissance optique modulée en fonction de la puissance appliquée au transducteur, nous obtenons une courbe nous indiquant pour quelle puissance RF l'efficacité est maximale. Nous avons tracé ces données pour plusieurs fréquences, elles sont reportées sur la Figure 5.14.

Le niveau de puissance modulée lorsque la fréquence n'est pas une fréquence de résonance, comme c'est le cas à 200 MHz, nous donne la puissance modulée quand l'effet acousto-optique n'est pas appliqué. Le fait que la fréquence hors résonance ne donne pas une puissance modulée nulle signifie qu'il y a une modulation électro-optique liées aux électrodes constituant le transducteur. Lorsque la fréquence

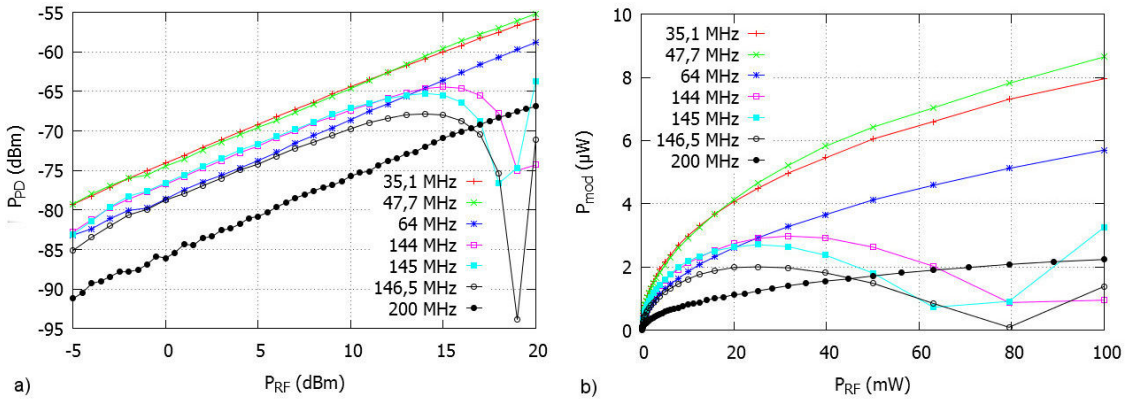


FIGURE 5.14 – Évolution de la puissance modulée en fonction de la puissance P_{RF} appliquée au HAR IDT. (a) P_{PD} puissance électrique en sortie de la photo-diode tracée avec une échelle logarithmique. (b) P_{mod} puissance optique modulée tracée avec une échelle linéaire.

d'excitation est au voisinage d'une fréquence de résonance du HAR IDT, nous constatons que le niveau de puissance modulée est plus élevé. Cela provient du fait que l'effet acousto-optique entre en jeu. Nous pouvons donc conclure de la Figure 5.14 que chaque fréquence de résonance provoque un effet acousto-optique. Nous constatons également, pour les fréquences proches de la fréquence de résonance du mode D, que la puissance modulée augmente puis diminue après avoir atteint un maximum. Si un tel comportement est conforme à la formulation de l'efficacité d'interaction acousto-optique donnée dans l'équation (2.65), il est important de signaler que la puissance modulée ne varie pas suivant une loi en sinus carré. Cette déviation est d'autant plus visible pour des puissances RF supérieures à 80 mW, valeur à partir de laquelle on observe une augmentation abrupte de la puissance optique modulée. Le maximum atteint est de l'ordre de quelques microwatts optiques pour une puissance RF d'environ 25 mW. Ce niveau de puissance modulée maximum est très faible. En effet, en normalisant la puissance modulée obtenue par la puissance maximum attendue sur la photo-diode (environ 60 μW), nous obtenons un taux de modulation d'environ 5% . Nous allons tenter d'expliquer ces résultats dans la section suivante. Dans le cas des modes A à C, la courbe demeure croissante sur la gamme de puissance RF appliquée au dispositif, ce qui laisse penser que cette gamme de 100 mW ne suffit pas à atteindre le maximum de puissance modulée. Les croissances observées laissent néanmoins entendre que le taux de modulation pour les modes A, B et C est plus important que pour le mode D.

Nous avons également tracé l'évolution de la puissance optique modulée mais cette fois en fonction de la fréquence. Les résultats pour des puissances RF de 11, 15 et 20 dBm sont présentés sur la Figure 5.15(a). Nous constatons la présence de deux extinctions du faisceau optique de part et d'autre du mode D. Cependant, cette constatation n'est valable que pour une puissance RF de 20 dBm. Ce phénomène témoigne d'effets additionnels. Nous remarquons également des sauts de puissance modulée aux fréquences de résonance, principalement celui très net du mode C à environ 65,5 MHz visible sur la Figure 5.15(b).

Nous avons également tracé ce genre de courbes sur la Figure 5.16 mais en centrant sur le mode D. Pour des puissances RF inférieures à 18 dBm, nous observons une puissance modulée de l'ordre de -65 dBm sensiblement constante sur la gamme de fréquence 140-150 MHz. À 18 dBm, nous constatons une chute de puissance modulée. Au delà de cette puissance RF, pour 19 et 20 dBm, nous observons un nouveau changement de comportement du signal modulé. En effet, la puissance modulée revient à un niveau maximum pour une fréquence d'excitation de 145 MHz, mais nous remarquons par ailleurs la présence de deux extinctions brutales du signal de part et d'autre de la résonance. Ces fréquences

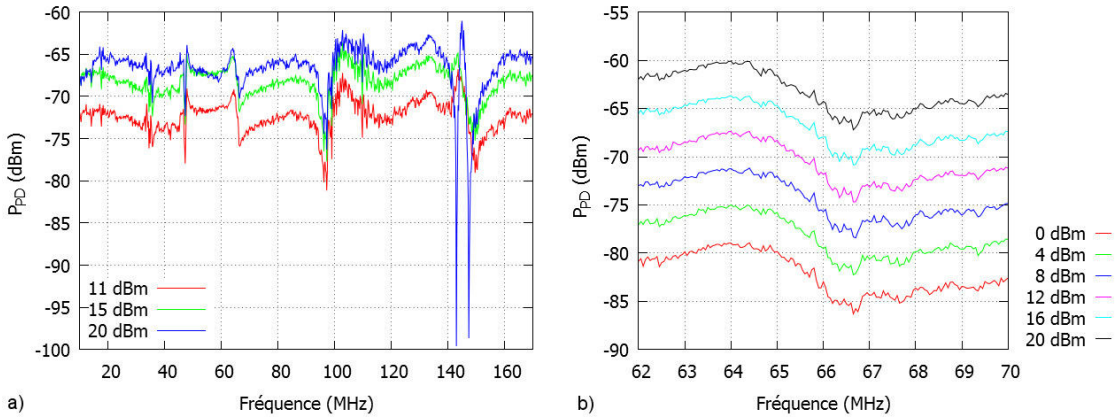


FIGURE 5.15 – Évolution de la puissance électrique mesurée en sortie de la photo-diode P_{PD} en fonction de la fréquence appliquée au HAR IDT. (a) Entre 10 et 170 MHz, (b) centré de 62 à 70 MHz.

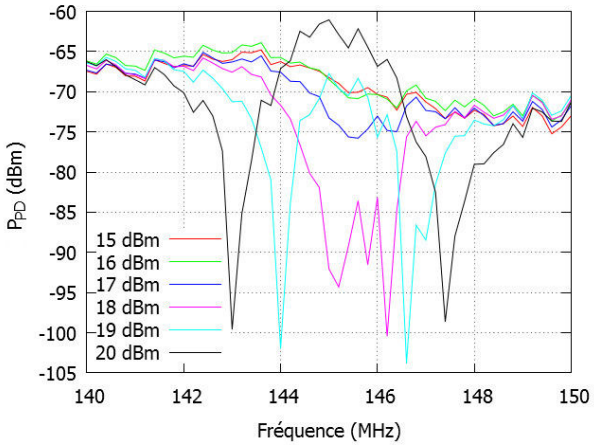


FIGURE 5.16 – Évolution de la puissance électrique mesurée en sortie de la photo-diode P_{PD} en fonction de la fréquence appliqué au HAR IDT sur une bande s'étendant de 140 à 150 MHz.

d'excitation restent néanmoins dans la bande de résonance du mode D. Ce phénomène reste toutefois inexpliqué.

A la suite de ces mesures, nous pouvons déduire qu'une modulation dépendante des résonances du transducteur est bien présente. L'efficacité reste néanmoins réduite comme en témoigne le faible niveau de puissance modulée maximum atteint pour le mode D. Pour les autres modes, le maximum n'est pas atteint avant la limite des 100 mW de puissance imposée par le synthétiseur de fréquence.

5.5.6 Mesures avec une source supercontinuum

Nous avons ensuite tenté d'expliquer le fait que les décroissances présentes sur la Figure 5.14 sont plus rapides que ce qui est prévu par l'évolution d'un sinus au carré. Nous cherchons également à expliquer le faible niveau de puissance modulée maximum. Nous avons relevé la transmission spectrale du MZI en excitant le HAR IDT à chacune de ses fréquences de résonance à l'aide du montage schématisé sur la Figure 5.7(b). Les résultats sont obtenus pour une puissance RF de 20 dBm et sont présentés sur la

Figure 5.17.

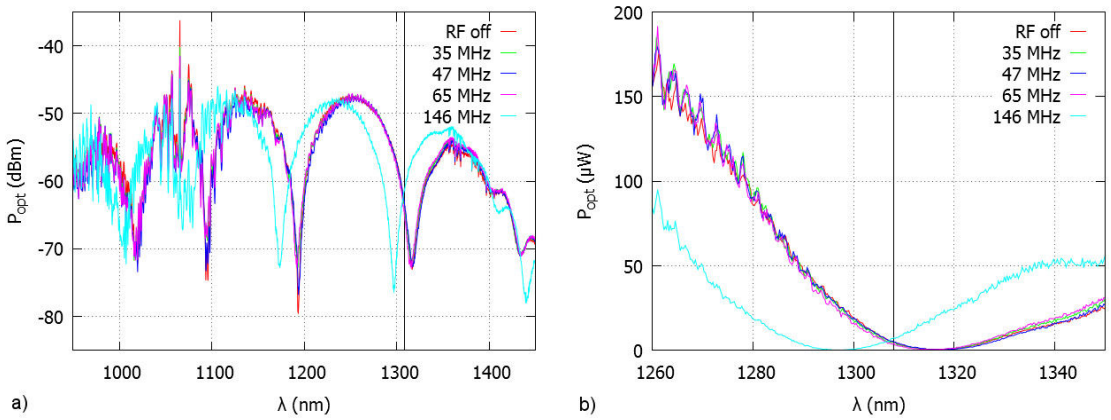


FIGURE 5.17 – Transmission spectrale du modulateur 576-52 avec excitation du transducteur à chacune des ses quatre fréquences de résonance pour une puissance RF de 20 dBm. (a) Spectre complet, (b) spectre centré sur le creux à environ 1317 nm et avec la puissance exprimée en microwatt.

Nous remarquons que pour les 3 fréquences les plus basses, c'est-à-dire 35,1; 47,7 et 66,7 MHz, la transmission est légèrement décalée par rapport au spectre sans excitation du HAR IDT. Le décalage est mesuré à environ 0,75 nm pour le mode A; 1,05 nm pour le mode B et 1,5 nm pour le mode C. Nous remarquons sur la Figure 5.17(b) qu'à la longueur d'onde de 1309 nm la puissance optique en sortie du MZI est d'environ 5 μW, ce qui est très faible. Cela montre que nous ne sommes pas au point de fonctionnement optimal, l'estimation de la qualité du modulateur va donc en pâtir. C'est ce qui explique le faible niveau de puissance optique modulée constaté sur la Figure 5.14. Le point optimal doit être un point d'inflexion de manière à assurer une plus grande sensibilité à une modification de chemin optique. A partir de la Figure 5.17(b), nous pouvons estimer la longueur d'onde idéale à environ 1280 nm. Le point de fonctionnement peut donc être déplacé en modifiant la longueur d'onde de la source mais ce n'est pas possible dans notre cas. Nous pourrions également décaler le spectre en utilisant l'effet électro-optique mais le décalage est trop faible pour pouvoir ajuster le point de fonctionnement.

Un autre point important se dégage des précédentes mesures. En effet, nous constatons un décalage d'environ 20 nm obtenu à la fréquence de 146 MHz. Ce décalage très grand est inattendu. Il permet d'expliquer les variations abruptes de puissance optique modulée observées sur la Figure 5.14 qui traduiraient donc un décalage du point de fonctionnement du modulateur. Pour se rendre compte de l'importance du décalage, une comparaison de cet effet (AO) pour un signal de 20 dBm à 146 MHz et de celui obtenu par l'application d'une tension de 60 V DC sur les électrodes électro-optiques (EO) est montrée sur la Figure 5.18. Nous constatons bien que le décalage AO d'environ 20 nm est très supérieur au décalage EO à 60 V qui a été relevé à environ 1,2 nm. Cela montre que le décalage de 20 nm ne peut être provoqué par la présence d'une simple composante électrique continue aux bornes des électrodes constituant le HAR IDT.

Il faut préciser que cet effet est observé sur l'analyseur de spectre optique qui intègre les mesures sur une bande de fréquence centrée sur la fréquence optique. La résolution de l'analyseur est dans le meilleur des cas de 0,05 nm, ce qui correspond à une variation de fréquence d'environ 4 GHz. Cette résolution fait que la fréquence de modulation qui est au maximum d'environ 146 MHz n'est pas discriminée par l'analyseur. Les mesures sont donc des mesures à fréquence nulle.

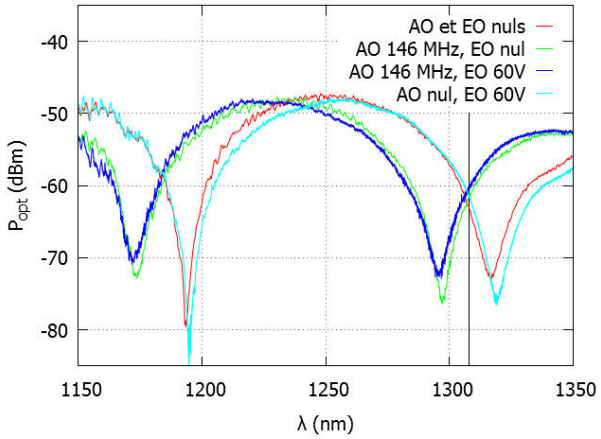


FIGURE 5.18 – Comparaison entre le spectre de transmission sans effets appliqués et décalages de longueur d'onde causés par l'application d'un signal RF à 20 dBm, 146 MHz sur le HAR IDT (AO) et d'une signal DC de 60 V sur les électrodes électro-optiques (EO).

Pour confirmer le fait que les décalages observés sont bien dûs aux résonances, nous traçons les mêmes transmissions pour des fréquences d'excitation hors résonances. Les spectres obtenus sont reportés sur la Figure 5.19. Nous constatons bien que lorsque la fréquence d'excitation n'est pas une fréquence

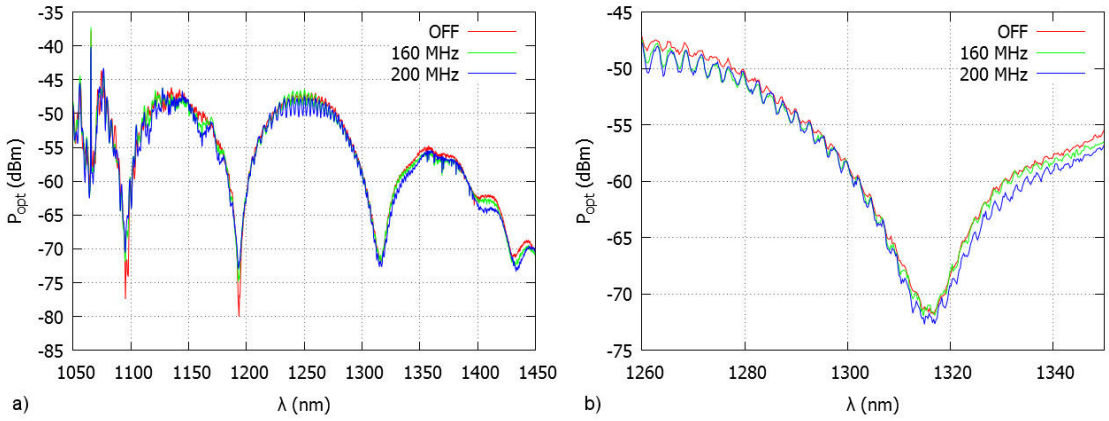


FIGURE 5.19 – Transmission spectrale du modulateur 576-52 avec excitation du transducteur à des fréquences autres que les fréquences de résonance avec une puissance de 20 dBm. (a) Spectre complet, (b) spectre centré sur le creux à environ 1317 nm.

de résonance aucun décalage de longueur d'onde n'est présent. L'effet mis en évidence précédemment est donc bien dû aux résonances du HAR IDT.

Nous pouvons exprimer la variation d'indice équivalente au décalage observé de la même manière que nous l'avons fait pour l'effet électro-optique en exploitant le décalage du spectre cannelé. Nous avons tracé l'évolution de cette variation d'indice en fonction de la fréquence appliquée avec une puissance RF de 20 dBm. Le résultat est présenté sur la Figure 5.20.

Nous remarquons que la courbe obtenue a la même allure que le paramètre S_{11} montré sur la Figure 5.12. En effet, nous retrouvons les fréquences de résonance et nous retrouvons également un creux

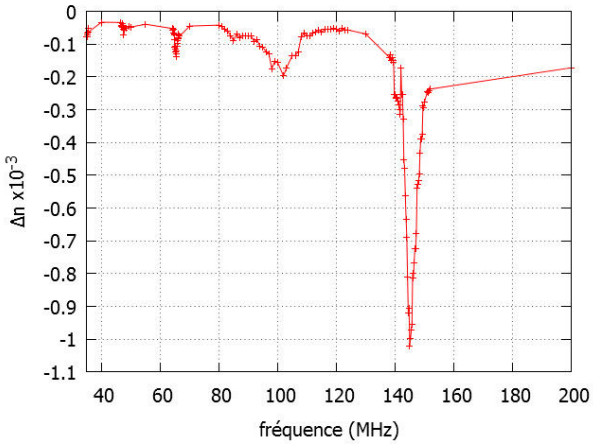


FIGURE 5.20 – Évolution de la variation d'indice de réfraction correspondant au décalage de longueur d'onde du spectre cannelé en fonction de la fréquence appliquée au HAR IDT pour une puissance RF de 20 dBm.

avec une plus forte amplitude à la plus haute fréquence. Nous pouvons donc en déduire que l'effet observé ici est proportionnel à la quantité d'énergie électrique transmise au substrat. Le maximum est atteint pour le mode D avec une variation d'environ 1×10^{-3}.

Nous avons ensuite réalisé le même type de mesure en fixant la fréquence à celle du mode D et en faisant varier la puissance d'excitation du transducteur de 13 à 20 dBm. Les résultats présentés sur la Figure 5.21(a), centrés sur le creux à environ 1317 nm, montrent une dépendance à la puissance. En effet, nous remarquons que le décalage du spectre augmente avec la puissance passant de 5 nm pour 13 dBm de puissance à plus de 20 nm pour 20 dBm. Cela corrobore le fait que plus il y a de puissance transmise au substrat, plus le décalage est important. Sur la Figure 5.21(b), nous retrouvons la variation d'indice de réfraction équivalente au décalage de longueur d'onde mais cette fois en fonction de la puissance. Le résultat confirme le fait que la variation d'indice augmente avec la puissance pour atteindre environ 1×10^{-3} pour 20 dBm.

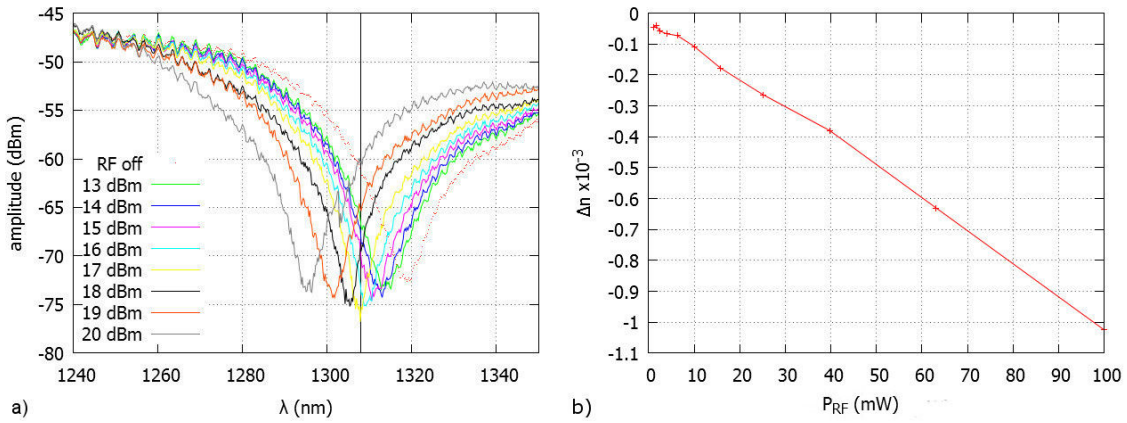


FIGURE 5.21 – (a) Évolution du spectre de transmission du modulateur 576-52 centré sur l'interférence à 1317 nm et (b) évolution de la variation d'indice de réfraction correspondant au décalage de longueur d'onde en fonction de la puissance appliquée au HAR IDT à une fréquence de 145,5 MHz.

Avec ces nouvelles mesures, nous avons découvert que la variation de puissance modulée observée lors des mesures de modulation est due à un fort décalage de longueur d'onde de la transmission spectrale du MZI. En traçant la variation d'indice de réfraction équivalente à ce décalage de longueur d'onde, nous avons mis en avant le fait que cet effet dépend de la puissance appliquée au transducteur et n'est présente que pour les fréquences de résonance. Nous avons également expliqué le faible niveau de puissance modulée par le fait que la longueur d'onde de 1309 nm utilisée fait que nous ne sommes pas au point de fonctionnement optimal du modulateur.

5.6 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de donner quelques explications sur les deux principales techniques de réalisation de guides optiques intégrés que sont la diffusion de titane et l'échange protonique. Nous avons poursuivi par la justification des choix de conception du modulateur. Après avoir exposé les résultats de la caractérisation d'un modulateur utilisant un HAR IDT, nous avons mis en évidence les effets d'une modulation. Nous en avons conclu que ce type de modulateur fonctionne. Cependant, la qualité obtenue n'est pas supérieure à celle des modulateurs actuels. Il faut néanmoins tenir compte du fait qu'à la longueur d'onde optique utilisée, la puissance optique n'est pas optimale. Cela signifie que la puissance optique intervenant dans ce cas est inférieure à ce qu'il est possible d'obtenir à partir du même modulateur. Il faut donc nuancer toute conclusion sur la qualité de ce dispositif. De plus, nous avons remarqué la présence d'extinctions du signal optique à certaines fréquences proches du mode D et pour des puissances acoustiques élevées. Ce phénomène demande encore à être expliqué.

Lors de mesures utilisant une lumière blanche, nous avons constaté un fort décalage de longueur d'onde du spectre de transmission du MZI. Ce décalage est un effet statique à fréquence nulle. Les tracés de la variation d'indice optique correspondante à ce décalage en fonction de la puissance RF et de la fréquence acoustique ont permis de préciser que cet effet n'est présent qu'aux environs de chaque fréquence de résonance du transducteur et dépend de la puissance RF appliquée au transducteur.

Conclusion générale et perspectives

Les travaux menés durant cette thèse ont été consacrés à la réalisation expérimentale de transducteurs à peignes interdigités à haut facteur de forme. Ces transducteurs nous ont permis d'envisager la réalisation de dispositifs acousto-optiques intégrés sur niobate de lithium. L'acousto-optique est un domaine important dans le cadre du traitement optique du signal. L'amélioration de l'utilisation du phénomène d'interaction acousto-optique est un enjeu pour les composants intégrés. Les récentes avancées dans le domaine ont permis d'optimiser l'utilisation de l'énergie acoustique mise en œuvre. En effet, la tendance est à l'économie d'énergie et c'est sur cette voie que s'inscrit cette thèse.

Ces recherches ont fait appel à deux principaux domaines que sont les ondes élastiques et les ondes optiques. Les deux premiers chapitres de ce manuscrit ont donc été consacrés à l'étude de ces deux thèmes clé. Le premier chapitre a été consacré à une description théorique de la propagation des ondes élastiques dans les solides ainsi qu'à l'étude bibliographique des moyens de guidage de ces ondes. Le second chapitre contient une description de la propagation des ondes optiques dans les cristaux et une description de l'interaction acousto-optique. Il contient également un état de l'art de l'interaction acousto-optique.

Le troisième chapitre a été consacré aux transducteurs à peignes interdigités à haut facteur de forme (HAR IDT). Ces transducteurs ont été développés dans le but d'obtenir un guidage efficace des ondes acoustiques et ainsi de limiter les pertes. Fondés sur des travaux antérieurs, ces dispositifs ont la particularité de disposer d'électrodes d'épaisseur supérieure à la dizaine de micromètres. Cela permet, par effet de charge massique, de piéger l'énergie générée en limitant les fuites dans le substrat.

La réalisation de ces dispositifs a été effectuée dans la salle blanche Mimento de FEMTO-ST et a fait appel à diverses technologies de micro-fabrication. Nous avons été amenés à imaginer et optimiser un procédé de fabrication pour ces transducteurs. Toute la difficulté de la mise au point de ce procédé a reposé sur le choix des paramètres pour la fabrication du moule de résine permettant de former les électrodes à haut facteur de forme. La caractérisation des dispositifs a ensuite permis de mettre en évidence un guidage efficace de l'énergie dans les électrodes à haut facteur de forme et dans les trois dimensions de l'espace. Ces transducteurs présentent plusieurs fréquences de résonances dépendant de la hauteur des électrodes et de l'ouverture acoustique. Le phénomène de confinement a été expliqué par l'effet de charge massique qui permet de piéger l'énergie et ainsi de ralentir la propagation des ondes. Le guidage est avéré par l'absence de diffraction à la surface du substrat. Une mesure du déplacement hors plan à l'aide d'une sonde optique interférométrique hétérodyne nous a permis de mettre en avant le fait que l'énergie est localisée uniquement sous les électrodes sans aucune fuite dans le substrat. Le déplacement induit en surface peut également être plus important que dans le cas de transducteurs classiques. Il faut également noter que ces transducteurs permettent de confiner l'énergie sur une largeur égale à une fois la longueur d'onde de l'onde générée. Les HAR IDTs réalisés avant cette thèse proposaient un guidage sur deux dimensions et sur une largeur de plusieurs dizaines de fois la longueur d'onde. Les nouveaux HAR IDTs sont donc le premier résultat important de ces travaux. Ils permettent en effet un guidage efficace sur trois dimensions de l'onde acoustique, sans pertes dans le substrat et avec des dimensions réduites.

Dans le quatrième chapitre, nous avons évoqué les caractéristiques de l'interaction acousto-optique intégrée. Nous avons également justifié le choix du niobate de lithium en le comparant au tantalate de lithium. Nous avons donc, à partir d'un programme de simulation, obtenu divers paramètres dépendant de la configuration d'interaction choisie. Nous avons ainsi comparé les deux matériaux et nous en avons conclu que le niobate de lithium montre de meilleures performances. Nous avons également justifié le choix de réaliser un modulateur. En effet, nous avons montré que les HAR IDTs ne sont pas adaptés à la réalisation d'un filtre de par leur faible largeur de bande. La configuration est donc non-colinéaire c'est-à-dire que les ondes optiques et acoustiques n'ont pas la même direction de propagation. Une fois la configuration choisie, nous avons fait le choix de l'orientation cristallographique en fonction des résultats obtenus par simulation. Nous avons conclu que la coupe X avec propagation acoustique suivant Z montre théoriquement la plus grande efficacité. Ce chapitre nous a également permis d'exposer les recherches antérieures sur les dispositifs acousto-optiques intégrés.

Le dernier chapitre a été consacré à la démonstration expérimentale de l'effet acousto-optique avec les transducteurs à haut facteur de forme. Nous avons choisi de réaliser un modulateur acousto-optique d'intensité. Ce dernier est fondé sur un interféromètre de Mach-Zehnder et sur un HAR IDT. Nous avons tout d'abord procédé au dimensionnement de l'interféromètre intégré. Ce dernier est constitué de guides d'ondes optiques divisés par une jonction en S suivant une fonction en cosinus. Cette forme de séparation est adaptée pour minimiser les pertes de courbure, la courbure des guides étant la principale cause de pertes. En ce qui concerne le HAR IDT, nous avons choisi une ouverture acoustique égale à 16 fois la longueur d'onde, soit 576 μm. Ce choix est dicté par le fait que le transducteur est placé perpendiculairement au guide et que la longueur d'interaction doit être suffisante pour garantir l'efficacité du modulateur. La caractérisation de ce dispositif nous a permis de mettre en avant une modulation pour chaque fréquence de résonance. Cependant, la puissance optique modulée maximale est inférieure à 1 μW, ce qui est très faible. Il faut néanmoins pondérer ces analyses par le fait que nous ne sommes pas au point de fonctionnement optimal. Le point optimal est lorsque la longueur d'onde utilisée est au centre d'une pente de puissance car la variation de puissance y est plus sensible. La solution pour se positionner au bon point de fonctionnement est d'utiliser une source accordable ayant une longueur d'onde centrale au voisinage d'une pente de puissance, ce qui ne nous était pas accessible expérimentalement. Nous avons également constaté la présence d'un effet à fréquence nulle (indépendant de l'évolution sinusoïdale de l'indice optique) important, lui aussi présent à la plus haute fréquence. Cet effet se manifeste par un décalage de 20 nm de la transmission spectrale du MZI et dépend de la puissance appliquée au transducteur et n'est présent qu'aux fréquences de résonance.

Nous avons donc bien obtenu un modulateur fonctionnel à base de HAR IDT. Cependant, le fait qu'un seul dispositif de ce type ait été testé à ce jour fait qu'une conclusion générale sur ce type de modulateur est encore anticipée.

À la suite de ces travaux, il convient de continuer les investigations sur les modulateurs avec HAR IDT. La première chose à faire sera de faire fonctionner un modulateur à son point de fonctionnement optimal. Il faudra également tester d'autres positionnements du transducteur par rapport au guide optique. Pour le modulateur testé ici, le transducteur est placé de manière à ce qu'une des électrodes recouvre une moitié du guide optique. Tester les autres positionnements schématisés sur la Figure 5.5 peut permettre d'obtenir de meilleurs résultats du fait que les contraintes mécaniques engendrées peuvent être plus importantes. Il serait intéressant également d'appliquer une puissance supérieure à 100 mW sur le transducteur. En effet, pour les modes de plus basse fréquence, nous avons vu que la puissance optique modulée n'atteint pas son maximum avant cette limite. Le test de transducteurs avec d'autres ouvertures acoustiques disponibles pourrait par ailleurs apporter des informations complémentaires pouvant aider à tirer des conclusions sur la qualité de ce type de modulateur. La comparaison avec un modulateur

conçu de la même façon mais avec un transducteur mince classique serait également un plus. Nous pouvons aussi envisager le même type de structure que celle proposée par De Lima *et al.* [95] où l'onde acoustique passe sur les deux bras de l'interféromètre mais en étant déphasée de 180° pour ainsi doubler l'effet de modulation. Nous pouvons aussi utiliser des transducteurs à plus faible ouverture acoustique. En effet, pour ce premier essai, nous avons privilégié la longueur d'interaction par rapport à la densité de puissance. Faire le choix inverse peut s'avérer intéressant au vu des résultats obtenus. Toutes ces investigations devraient permettre de donner une conclusion générale sur la qualité de ce type de modulateur et sur l'utilité d'utiliser des HAR IDTs.

Au delà de leur potentiel pour la réalisation de dispositifs acousto-optiques, les HAR IDTs ouvrent des perspectives intéressantes pour le contrôle de la propagation des ondes acoustiques de surface. Les résultats obtenus au cours de ces travaux nous permettent d'envisager la possibilité d'obtenir un guidage sur une largeur inférieure à la longueur d'onde de l'onde générée. Nous avons ici testé une ouverture acoustique minimale égale à la longueur d'onde, soit 36 µm. Un guidage sur une largeur inférieure devrait permettre d'augmenter la densité d'énergie dans les électrodes si toutefois des pertes par diffraction n'apparaissent pas. Si un guidage efficace sur une ouverture acoustique inférieure à une dizaine de micromètres est avéré, cela pourrait être utilisé dans le cadre d'une interaction acousto-optique colinéaire. Un schéma de ce type de HAR IDT est montré sur la Figure 1(a). En effet, un guide d'onde acoustique d'une largeur du même ordre que celle du guide optique va permettre d'obtenir un recouvrement optimal des deux ondes.

Il est également possible de réaliser plusieurs tests en changeant le pas des électrodes, leur hauteur et l'ouverture acoustique. Ce genre de test devrait permettre de dégager une tendance et ainsi pouvoir prédire le nombre de résonance et leurs fréquences en fonction des paramètres utilisés.

Nous pouvons aussi imaginer une technique de fabrication permettant d'obtenir des électrodes dont la hauteur va croître tout au long du dispositif (schéma sur la Figure 1(b)). Cela pourrait permettre d'obtenir des résonances large bande et ainsi utiliser ces transducteurs dans le cadre de filtres acousto-optiques accordables. En effet nous avons vu que les fréquences de résonance ne sont pas dictées par le pas du transducteur comme pour un peigne classique mais par la hauteur des électrodes. Faire varier la hauteur le long d'un même dispositif pourrait donc permettre d'obtenir des résonances plus larges couvrant plus de fréquences.

Nous pouvons également nous fonder sur les HAR IDTs pour développer des guides acoustiques à base de piliers à haut facteur de forme (schéma sur la Figure 1(c)). En focalisant une onde acoustique sur un pilier, il devrait se produire une propagation d'ondes élastiques par couplage évanescent des piliers adjacents, comme dans le cas des HAR IDTs. Il est ainsi possible d'imaginer un guide acoustique à base de piliers pouvant dessiner des trajectoires courbes, voire des angles droits.

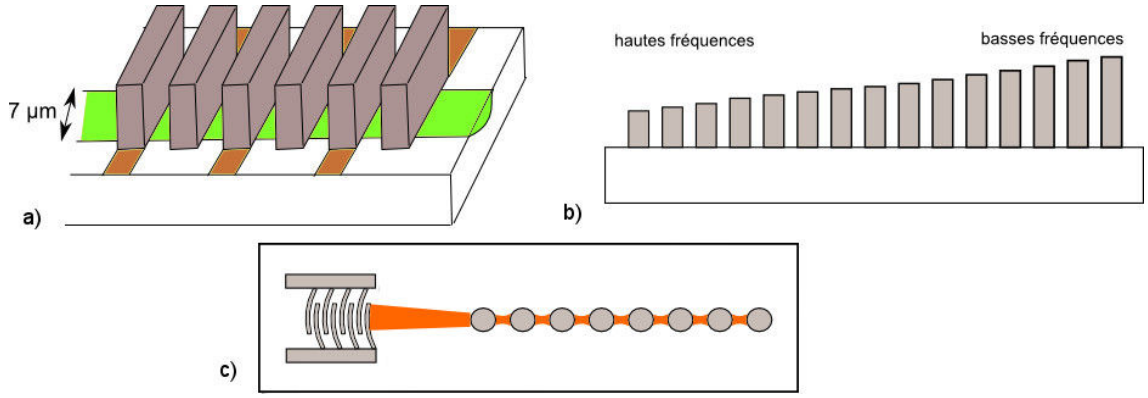


FIGURE 1 – (a) Schéma d'un transducteur avec une ouverture acoustique égale à la largeur du guide optique. (b) Vue latérale d'un HAR IDT large bande avec une variation de la hauteur des électrodes tout au long du transducteur. (c) Utilisation de piliers à haut facteur de forme pour piéger l'énergie acoustique et la guider.

Annexe A

Mesure des paramètres S à l'aide d'un banc de test sous pointes

Les mesures de paramètres S (S pour *scattering parameters*) sont réalisées à l'aide de pointes radio-fréquence. Une photo du système de mesure que nous avons utilisé est présentée Figure A.1.

Les pointes sont reliées à un analyseur de réseau Agilent E5071C. Ce dernier émet un signal dans la gamme de fréquence désirée puis relève la partie du signal émis qui est réfléchie et transmise par le dispositif. Le montage complet est constitué de l'analyseur de réseau qui est relié par un câble coaxial SMA aux pointes radio-fréquence. Les pointes (Z probe, Z010-K3N-GS-250), peuvent mesurer des fréquences jusqu'à 10 GHz et ont un écartement de 250 µm. Elles sont fixées à un positionneur (Süss Microtec, PH110) qui permet un positionnement dans les 3 directions de l'espace. Le support permet un maintien par le vide pour éviter tout mouvement de l'échantillon lors de la mesure. Un microscope (Süss Microtec, PSM 1000) est présent au dessus du support d'échantillon afin de positionner précisément les pointes sur le micro-système à mesurer. L'ensemble est fixé à un bâti (Süss Microtec, PM5) qui permet d'assembler tout ce matériel de façon optimale. Pour réaliser ces mesures sur les HAR IDTs, nous avons effectué un balayage en fréquence entre 1 MHz et 150 MHz.

La mesure de paramètre S_{11} est une mesure en réflexion sur l'un des ports du dispositif, c'est le paramètre que nous utilisons pour les mesures exposées dans le chapitre 3. Le paramètre S_{22} est une mesure en réflexion sur la seconde voie, S_{12} est une mesure en transmission de la voie 1 à la voie 2 et S_{21} est une mesure de transmission de la voie 2 à la voie 1. Pour les mesures en réflexion, une seule paire de pointe suffit mais pour une mesure en transmission il faut une paire de pointe sur la sortie et une sur l'entrée. Une photo en gros plan des pointes utilisées est montrée Figure A.2.

Les mesures de paramètre S_{11} nous permettent de connaître les fréquences auxquelles le peigne résonne, c'est-à-dire les fréquences pour lesquelles les ondes de surface engendrées par chaque paire de doigts s'ajoutent de façon constructive. Ainsi, en traçant l'amplitude en décibel en fonction de la fréquence, on constate des chutes d'amplitude dues à la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique. Ce sont ces pics qui nous renseignent sur la fréquence de résonance, la bande passante de celle-ci et sur la qualité de la conversion électro-mécanique. En effet, plus l'amplitude de la résonance est grande plus le coefficient de couplage électro-mécanique est élevé (sous réserve de l'adaptation d'impédance entre le dispositif et l'analyseur de réseau), plus la portion de puissance électrique convertie en puissance mécanique est importante.

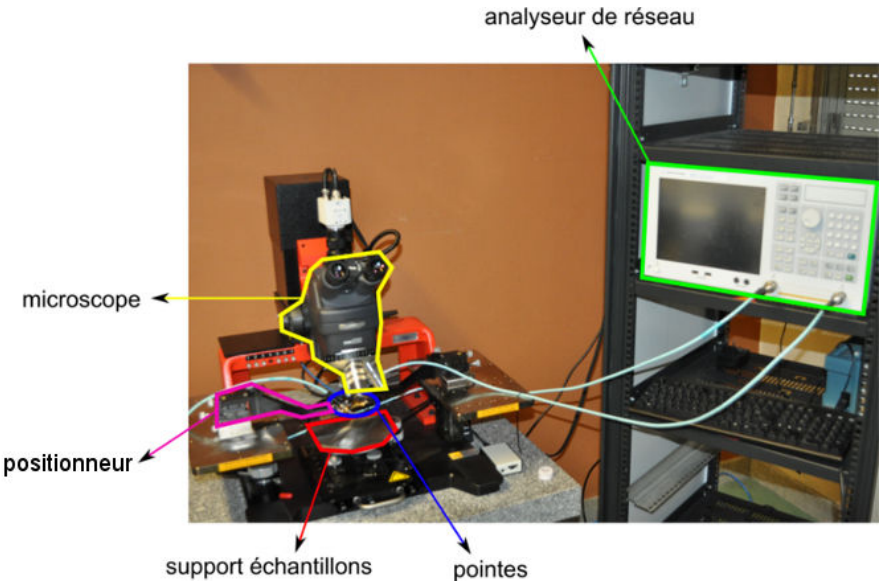


FIGURE A.1 – Banc de mesure sous pointes radio-fréquence utilisé pour les mesures de paramètres S.



FIGURE A.2 – Pointes radio-fréquence Z-probe Z010-K3N-GS-250 posées sur un HAR IDT. Une seule paire de pointes est utilisée du fait que nous faisons une mesure en réflexion et non en transmission.

Annexe B

Mesure du déplacement mécanique hors plan à l'aide d'une sonde optique interférométrique hétérodyne

L'interférométrie optique permet d'avoir une mesure sans contact du déplacement mécanique normal à une surface. Cette mesure du déplacement nous permet par exemple de voir si le champ de déplacement acoustique est bien localisée sous les électrodes des HAR IDTs comme nous l'attendons.

B.1 Dispositif expérimental et fonctionnement

Plusieurs techniques ont été développées pour la mesure optique de déplacement [151], mais on utilisera ici une sonde interférométrique hétérodyne à double passage fondée sur un interféromètre de Michelson. Le montage expérimental est schématisé Figure B.1 et a été développé par Vairac et Cretin [152]. La source lumineuse est un laser Hélium-Néon émettant à 632,8 nm et de pulsation ω_l. Le faisceau, polarisé horizontalement, passe une première fois dans une lame quart d'onde dont l'axe rapide est à 0°de sorte que la polarisation reste horizontale. Il passe ensuite dans une lame demi-onde dont l'axe rapide est orienté avec un angle θ, la polarisation est donc tournée de 2θ. Ensuite, le cube polariseur permet de séparer le faisceau en deux polarisations orthogonales. Le faisceau polarisé verticalement traverse le cube pour se diriger vers le modulateur acousto-optique et constituera le faisceau sonde. Le faisceau polarisé horizontalement se dirige vers la photo-diode et servira de faisceau référence. Le faisceau sonde passe à travers le modulateur, ce qui a pour effet d'augmenter sa pulsation d'une fois la pulsation de modulation Ω. Ensuite il se dirige vers le dispositif puis est réfléchi par ce dernier qui vibre à une pulsation ω_d. Il repasse à travers le modulateur, ce qui décale à nouveau sa pulsation d'une fois ω_m. Puis il passe à travers les deux lames, est réfléchi par le miroir de sortie du laser et passe une seconde fois à travers les lames, ce qui fait tourner sa polarisation de 90°et il est donc dirigé vers la photo-diode par le cube polariseur.

Le faisceau référence de pulsation ω_l interfère avec le faisceau sonde de pulsation $\omega_l + 2\Omega$ sur la photo-diode. Cette dernière délivre un courant dont la phase est modulée par la pulsation ω_d de l'échantillon. Il en résulte un signal de pulsation 2Ω avec 2 raies latérales à des pulsations de $2\Omega \pm \omega_d$. Ce signal est ensuite amplifié par un amplificateur faible bruit et large bande (gain 26 dB de 20 MHz à 3 GHz). Ensuite, un analyseur de spectre électrique (Agilent E4404B) permet de mesurer l'amplitude de la porteuse et des raies latérales. Le dispositif est excité par un synthétiseur de fréquence (Anritsu 68147C) et est placé sur une paire de platine de translation motorisées (Newport MFA-CC) pilotées par des contrôleurs (SMC100CC). L'ensemble est piloté par un ordinateur et un programme LABVIEW qui permettent de balayer l'échantillon et de changer le fréquence d'excitation. La mesure est donc totalement automatisée.

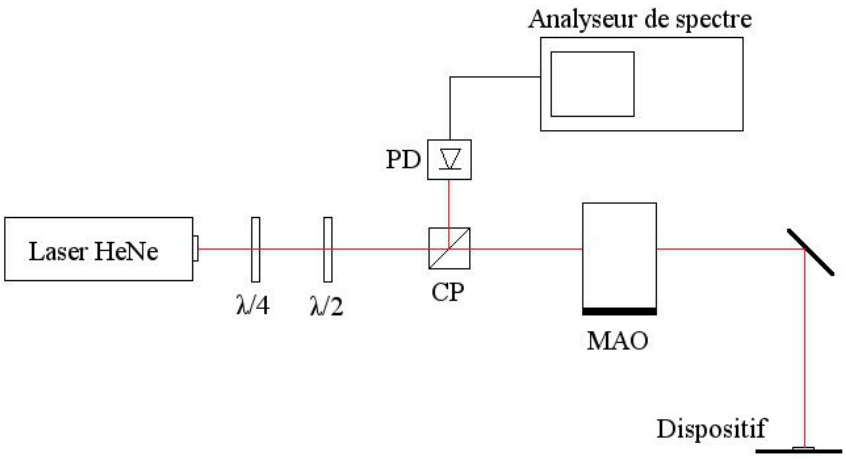


FIGURE B.1 – Schéma du montage expérimental de la sonde optique interférométrique hétérodyne à double passage utilisant un interféromètre de mach-zehnder. PD = photodiode, CP = cube polariseur et MAO = Modulateur acousto-optique.

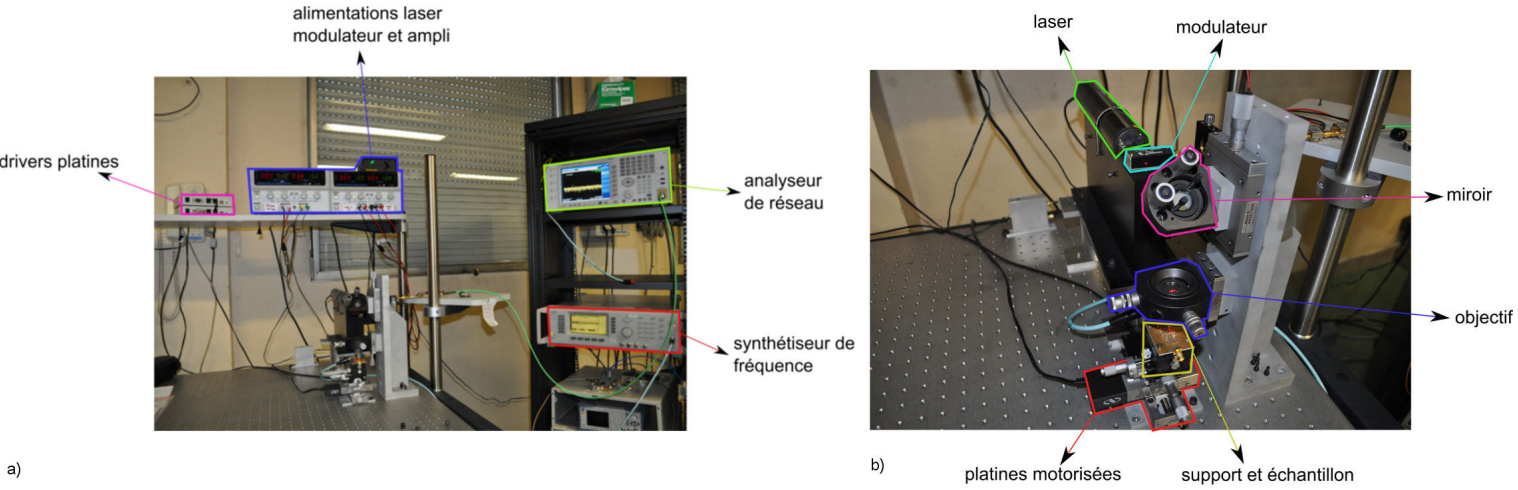


FIGURE B.2 – Photos du montage utilisé. a) Environnement du montage et b) montage de la sonde interférométrique hétérodyne.

Des photos du montage utilisé sont présentées sur la Figure B.2.

B.2 Calcul de l'amplitude de déplacement

A l'entrée de la photo-diode, deux faisceaux interfèrent : le faisceau référence dont le champ électrique s'exprime $\mathbf{E_R(t)} = \frac{|E_0|}{\sqrt{2}} \exp \imath(\omega t + \phi_R)$ et le faisceau sonde dont la phase est modulée par le déplacement de la surface soit $u(t) = u \sin(\omega_d t + \phi_d)$. Ainsi le champ électrique correspondant au faisceau sonde peut s'écrire :

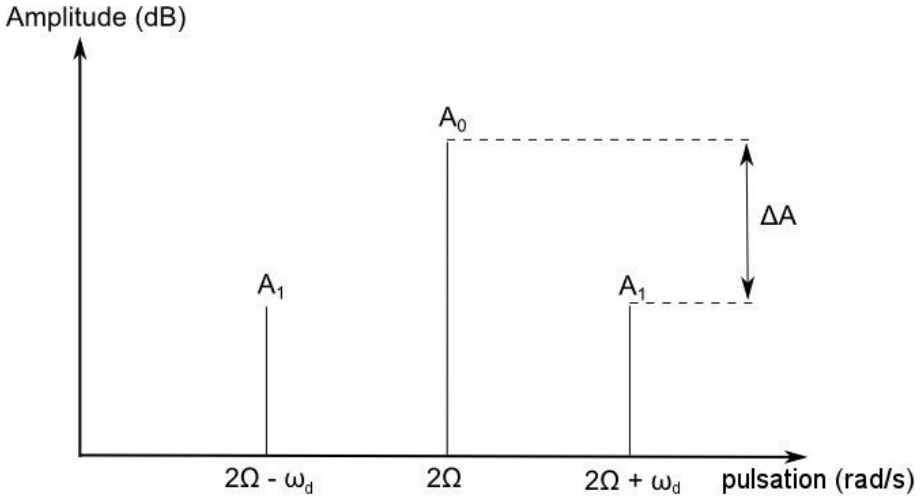


FIGURE B.3 – Spectre de puissance issu de l'interférence entre le signal sonde et le signal référence dans le cas où $u << \lambda$. Il possède une raie centrale à 2 fois la fréquence du modulateur acousto-optique et 2 raies latérales décalées de plus ou moins la fréquence de l'onde acoustique traversant l'échantillon mesuré.

$$\mathbf{E_S}(\mathbf{t}) = \frac{|E_0|}{\sqrt{2}} \exp\imath\{(\omega_l + 2\Omega)t + \phi_S + 2ku\sin(\omega_d t + \phi_d)\} \tag{B.1}$$

avec $|E_0|$ l'intensité du champ en sortie du laser, $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde optique.
La photo-diode étant sensible au carré du champ électrique, nous pouvons écrire

$$\begin{aligned} I(t) &= (E_R + E_S)^2 \\ &= E_R^2 + E_S^2 + 2\Re(\mathbf{E_R}(\mathbf{t})\mathbf{E_S}(\mathbf{t})^*) \\ &= I_R + I_S + 2\Re\sqrt{I_R I_S}\exp\imath(2\Omega t - \phi_R + \phi_S + 2ku\sin(\omega_d t + \phi_d)) \\ &= I_R + I_S + 2\sqrt{I_R I_S}\cos(2\Omega t - \phi_R + \phi_S + 2ku\sin(\omega_d t + \phi_d)) \end{aligned} \tag{B.2}$$

Si nous considérons le déplacement en surface u très petit devant la longueur d'onde du laser, alors nous pouvons écrire que

$$I(t) \approx I_R + I_S + 2\sqrt{I_R I_S}\cos(2\Omega t + \Delta\phi + ku\sin((2\Omega + \omega_d)t + \phi_d + \Delta\phi) + ku\sin((2\Omega - \omega_d)t - \phi_d + \Delta\phi)) \tag{B.3}$$

avec $\Delta\phi = \phi_S - \phi_R$.

Nous pouvons en déduire qu'en transposant la réponse de l'interféromètre dans le domaine fréquentiel, le spectre (schématisé Figure B.3) est composé d'une raie centrale de pulsation 2Ω et d'amplitude $A_0 = 2\sqrt{I_R I_S}$ et de deux raies latérales à des pulsations de $2\Omega \pm \omega_e$ et ayant la même amplitude $A_1 = 2\sqrt{I_R I_S}ku$.
Le rapport de ces amplitudes vaut donc

$$\frac{A_1}{A_0} = ku = \frac{2\pi}{\lambda}u \tag{B.4}$$

Nous pouvons en déduire que u vaut

$$u = \frac{A_1}{A_0}\frac{\lambda}{2\pi} = 10^{-\frac{\Delta_A}{20}} \times \frac{\lambda}{2\pi} \tag{B.5}$$

Avec ΔA la différence d'amplitude entre la raie centrale et les raies latérales. Ainsi, de la différence d'amplitude des raies spectrales relevée expérimentalement, nous pouvons obtenir l'amplitude de déplacement en surface de l'échantillon.

Annexe C

Désignation des orientations cristallines

Nous allons ici décrire deux types de désignation pour les orientations cristallographiques. La première est la désignation par les indices de Miller. Cette désignation est utilisée pour les matériaux non-piézoélectriques. Du fait de l'augmentation de l'utilisation de matériaux piézoélectriques, une norme IEEE spécifique a été conçue afin de pouvoir désigner des orientations compliquées par des angles de rotations. C'est cette norme IEEE que nous avons utilisée dans le corps de ce manuscrit.

C.1 Indices de Miller

Les indices de Miller sont une des façons de caractériser un plan cristallin ou une direction. Un plan est désigné par trois entiers qui donnent les points d'intersection du plan avec les trois axes désignant la maille cristalline. Nous allons ici définir ces indices en utilisant une structure cristalline cubique.

Les plans et les directions sont repérés par un vecteur directeur défini par (hkl) pour les plans et $[hkl]$ pour les directions. Pour définir h, k et l, il faut d'abord trouver l'intersection sur les axes a, b et c en terme de constante de réseau. Les constantes h, k et l correspondent respectivement aux axes a, b et c. Ensuite, il faut prendre l'inverse de ces constantes et définir les trois entiers les plus petits permettant de garder le même rapport entre eux. Prenons l'exemple de la Figure C.1. Les intersections du plan avec les axes sont désignées par $2a$, $4b$ et $2c$. Prenons l'inverse des nombres entiers, c'est-à-dire $1/2$, $1/4$ et $1/2$. Il faut ensuite trouver les entiers les plus petits respectant le même ratio. Nous obtenons $h = 2$, $k = 1$ et $l = 2$. Le plan est donc désigné par (212). La direction associée [212] est la direction normale au plan pour une structure cubique mais ce n'est pas toujours le cas.

Certains plans peuvent être définis avec des indices négatifs notés $\bar{h}$, $\bar{k}$ et $\bar{l}$. Pour donner un exemple, le plan (100) et le plan $(\bar{1}00)$ sont parallèles mais sur des faces opposées du cube.

Il est aussi possible de définir tous les plans obtenus par permutation ou par opposition par des accolades. Ainsi, $\{hkl\}$ désigne les plans (hkl), (hlk), (khl), (klh), (lhk), (lkh). La même chose est possible pour les direction avec la norme <*hkl*> désignant les directions [hkl], [hlk], [khl], [klh], [lhk], [lkh].

Une représentation de certains plans est faite Figure C.2.

C.2 Norme IEEE

La norme IEEE sur les repères de coupes cristallographiques date de 1949. Elle permet de repérer la coupe du substrat par rapport à l'orientation cristalline.

Pour cette désignation il faut utiliser le repère cristallographique X,Y,Z et également des axes de rotation *w width*, *l length*, *t thickness*. Ainsi, nous désignons une coupe par la forme (YX*wlt*)/ϕ/θ/ψ, avec YX étant les axes cristallins qui permettent de placer les axes de rotation par rapport au repère cristallographique. En effet, le premier axe sera placé suivant l'axe t normal à la surface. Le second

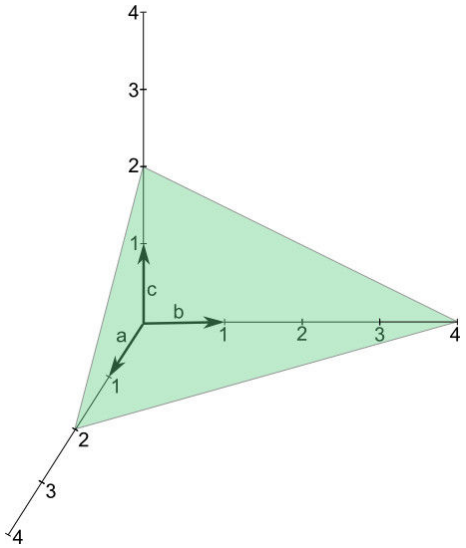


FIGURE C.1 – Plan qui intercepte les axes à $2a$, $4b$ et $2c$. L'inverse est $1/2$, $1/4$ et $1/2$, ce qui donne les trois plus petits entiers ayant le même ratio (121).

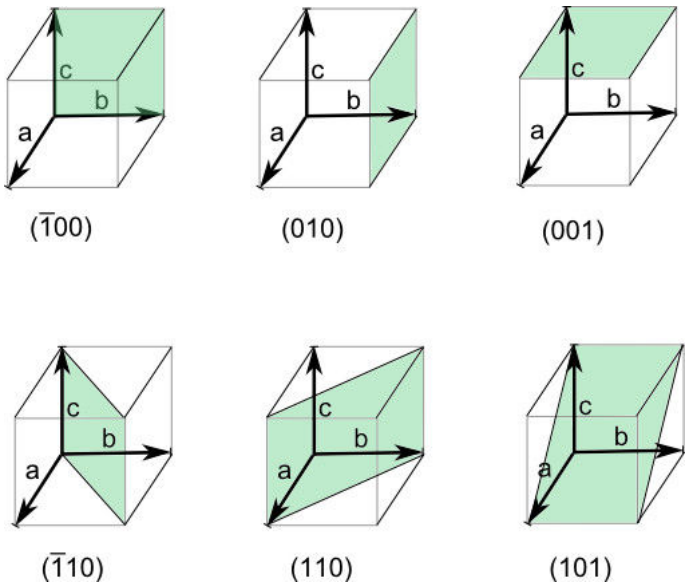


FIGURE C.2 – Représentations de quelques plans d'une structure cubique.

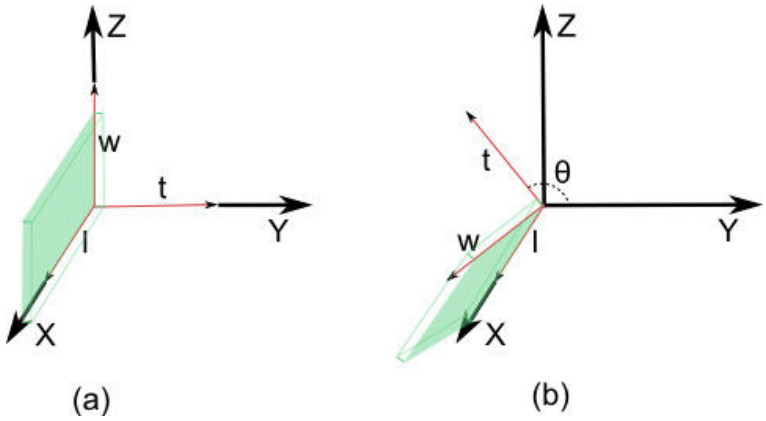


FIGURE C.3 – (a) Représentation de la coupe YX sans rotation puis (b) ajout d'une rotation d'angle $\theta = 128^{\circ}$ autour de l'axe de travail *l*. La coupe est désignée par (YXl)/128.

sera suivant la direction de propagation de l'onde acoustique désignée par l'axe *l*. L'axe *w* est ensuite donné par le sens du trièdre *wlt*. Ensuite *wlt* indiquent la suite d'axes autour desquels vont avoir lieu les rotations d'angles respectifs ϕ, θ et ψ.

Il y a 6 orientations de base possibles. Elles sont désignées simplement par deux axes cristallographiques et sont XY, XZ, YX, YZ, ZX et ZY. La première lettre désigne l'axe normal au substrat. La seconde désigne la direction de propagation. A ces orientations, nous pouvons ajouter des rotations. Prenons par exemple le cas de la coupe (YXl)/128, très largement utilisée pour les ondes acoustiques de surface. Cette désignation signifie que l'axe Y est dans la direction normale à la surface du substrat, que l'onde acoustique se propage suivant l'axe X et qu'une rotation de 128° est effectuée autour de l'axe *l*, donc autour de X. Une représentation graphique de cette coupe est présentée sur la Figure C.3.

Annexe D

Mesures effectuées sur le modulateur 576-22

Nous allons ici présenter rapidement les quelques résultats obtenus pour le modulateur 576-22 présentés dans le chapitre 5.

Tout d'abord, voici le paramètre S_{11} du HAR IDT utilisé reporté sur la Figure D.1. Rappelons qu'il a une ouverture acoustique de 576 µm et qu'il est placé de façon à ce qu'un de ses doigt recouvre partiellement le guide optique. Ce modulateur est donc de la même forme que le modulateur M2 détaillé dans le chapitre 5.

Il possède, tout comme le transducteur du modulateur 576-52, quatre résonances identifiables qui sont à environ 39,3; 51,7; 76,1 et 163,4 MHz.

Voici ensuite le spectre optique du MZI sans excitation du HAR IDT puis avec une excitation à chaque fréquence de résonance. Les résultats sont présentés sur la Figure D.2.

Nous remarquons le même effet que sur le modulateur 576-52 avec ce décalage d'environ 20 nm à la fréquence la plus haute. Les autres fréquences provoquent également un décalage qui est de 3; 3,5 et 4 nm respectivement pour 39,3; 51,7 et 76,1 MHz.

L'effet observé est donc le même que pour le modulateur 576-52. Nous n'avons pas poussé les investigations plus loin avec ce dispositif étant donné le faible niveau de puissance optique mis en jeu. En effet, les résultats obtenus étaient très proche du niveau de bruit des appareils donc difficilement analysables.

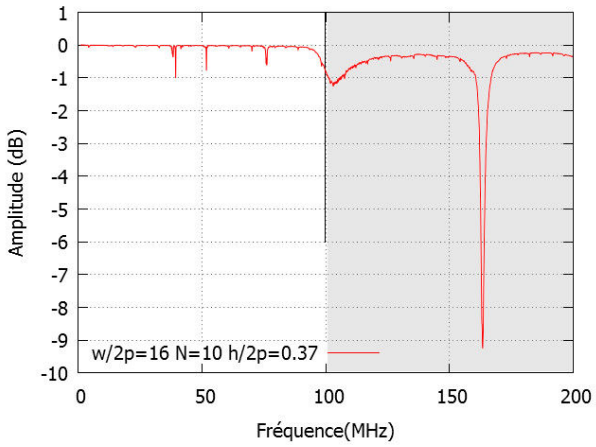


FIGURE D.1 – Paramètre S_{11} du HAR IDT utilisé pour le modulateur 576-22. Avec une ouverture acoustique W16 et une hauteur de 13,4 µm.

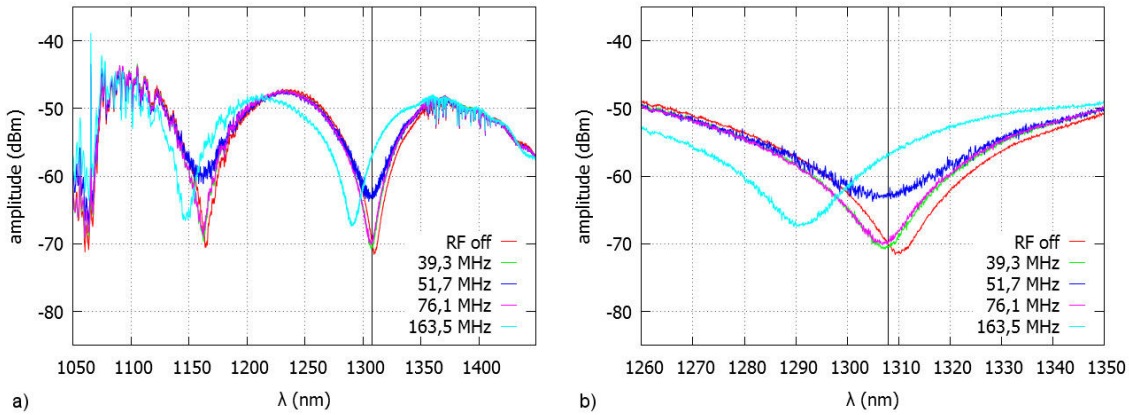


FIGURE D.2 – Transmission spectrale du modulateur 576-22 avec excitation du transducteur à chacune des ses quatre fréquences de résonance. (a) Spectre complet, (b) spectre centré sur le creux à environ 1310 nm.

Bibliographie

[1] D. ROYER et E. DIEULESAINT : *Ondes élastiques dans les solides*. Masson, (1996). Tome 1 : Propagation libre et guidée.

[2] V. LAUDE : *Physique des dispositifs à ondes élastiques*. Cours Master, (2005). http://members.femto-st.fr/sites/femto-st.fr.vincent-laude/files/content/poly2.pdf.

[3] B. A. AULD : *Acoustic fields and waves in solids*. Wiley New York, (1973). Volume 1.

[4] K. L. DAVIS et J. F. WELLER : Surface acoustic wave planar prism waveguide coupler. *Applied Physics Letters*, **37**, 985 (1980).

[5] W. S. MORTLEY : Improvements in or relating to wave energy delay cells. *British Patent*, **988102** (1962).

[6] W. S. MORTLEY : Pulse compression by dispersive gratings on crystal quartz. *Marconi Review*, **159**, 273 (1965).

[7] J. H. ROWEN : Tapped ultrasonic delay line and uses therefor. *US Patent*, **3289114** (1963).

[8] R. M. WHITE et F. W. VOLTMER : Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves. *Applied Physics Letters*, **17**, 314 (1965).

[9] D. ROYER et E. DIEULESAINT : *Ondes élastiques dans les solides*. Masson, (1999). Tome 2 : Génération, interaction acousto-optique, applications.

[10] J. K. NA, S. KUHR et J. L. BLACKSHIRE : Interaction of rayleigh waves induced by interdigital transducer with fatigue crack. *17 th World Conference on Nondestructive Testing* (2008).

[11] T. L. SZABO et A. J. SLOBODNIK : Diffraction compensation in periodic apodized acoustic surface wave filters. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, **21**, 114 (1974).

[12] E. B. SAVAGE et G. L. MATTHAEI : Compensation for diffraction in SAW filters. *IEEE Ultrasonics Symposium* (1979).

[13] E. B. SAVAGE et G. L. MATTHAEI : A study of some methods for compensation for diffraction in SAW IDT filters. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, **28**, 439 (1981).

[14] T. KODAMA : Broad-band compensation for diffraction in surface acoustic wave filters. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, **30**, 127 (1983).

[15] C. FLORY et M. TAN : Compensation of diffraction effects in SAW filters using the uniform asymptotic expansion. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, **34**, 105 (1987).

[16] A. J. SLOBODNIK et T. L. SZABO : Minimal diffraction cuts for acoustic surface wave propagation on $Bi_{12}GeO_{20}$. *Journal of Applied Physics*, **44**, 2937 (1973).

[17] A. J. SLOBODNIK, J. H. SILVA et T.L. SZABO : Lithium tantalate SAW substrate minimal diffraction cuts. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, **25**, 92 (1978).

[18] M. SOLAL, J. GRATIER, R. AIGNER, K. GAMBLE, B. ABBOTT, T. KOOK, A. CHEN et K. STEINER : A method to reduce losses in buried electrodes RF SAW resonators. *IEEE Ultrasonics Symposium* (2011).

[19] E. A. ASH et D. MORGAN : Realisation of microwave-circuit functions using acoustic surface waves. *Electronics Letters*, **3**, 462 (1967).

[20] I. M. MASON, R. M. de la RUE, R. V. SCHMIDT, E. A. ASH et P. E. LAGASSE : Ridge guides for acoustic surface waves. *Electronics Letters*, **7**, 395 (1971).

[21] P. E. LAGASSE et I. M. MASON : Analysis of propagation in ridge guides for acoustic surface waves. *Electronics Letters*, **8**, 82 (1972).

[22] R. C. M. LI, H. L. BERTONI, A. A. OLINER et S. MARKMAN : Simple equivalent network for the flexural mode of the ridge guide for acoustic surface waves. *Electronics Letters*, **8**, 211 (1972).

[23] A. A. OLINER : *Acoustic surface waves*. Springer-Verlag.

[24] R. C. M. LI, H. L. BERTONI, A. A. OLINER et S. MARKMAN : Propagation characteristics of the pseudo-Rayleigh mode of the ridge guide for acoustic surface waves. *Electronics Letters*, **8**, 220 (1972).

[25] P. E. LAGASSE : Analysis of a dispersionfree guide for elastic waves. *Electronics Letters*, **8**, 372 (1972).

[26] S. MOSS, A. MARADUDIN et S. CUNNINGHAM : Vibrational edge modes for wedges with arbitrary interior angles. *Physical Review B*, **8**, 2999 (1973).

[27] X. JIA et M. de BILLY : Observation of the dispersion behavior of surface acoustic waves in a wedge waveguide by laser ultrasonics. *Applied Physics Letters*, **61**, 2970 (1992).

[28] M. de BILLY : On the scattering of antisymmetric edge modes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **101**, 3261 (1997).

[29] R. V. SCHMIDT : Acoustic surface wave velocity perturbations in $LiNbO_3$ by diffusion of metals. *Applied Physics Letters*, **27**, 8 (1975).

[30] J. F. WELLER, J. D. CROWLEY et T. G. GIALLORENZI : Surface acoustic waveguides on $LiNbO_3$ formed by titanium in-diffusion. *Applied Physics Letters*, **31**, 146 (1977).

[31] V. HINKOV et E. ISE : Surface acoustic waves velocity perturbation in $LiNbO_3$ by proton exchange. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **18**, L31 (1985).

[32] V. HINKOV : Proton exchanged waveguides for surface acoustic waves on $LiNbO_3$. *Journal of Applied Physics*, **62**, 3573 (1987).

[33] J. PASKAUSKAS, R. RIMEIKA et D. ČIPLYS : Velocity and attenuation of surface acoustic waves in proton-exchanged 128 degrees -rotated Y-cut $LiNbO_3$. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **28**, 1419 (1995).

[34] H. SEIDEL : Ultrasonic surface waveguides, (1968). US Patent 3,406,358.

[35] K. H. YEN et A. A. OLINER : The strip acoustic surface waveguide: Comparison between measurement and theory. *Applied Physics Letters*, **28**, 368 (1976).

[36] A. J. HUGHES : Elastic surface wave guidance by ($\delta v/v$) effect guidance structures. *Journal of Applied Physics*, **43**, 2569 (1972).

[37] L. A. COLDREN et R. V. SCHMIDT : Acoustic surface wave $\delta v/v$ waveguides on anisotropic substrates. *Applied Physics Letters*, **22**, 482 (1973).

[38] O. A. PEVERINI, H. HERRMANN et R. ORTA : Film-loaded SAW waveguides for integrated acousto-optical polarization converters. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, **51**, 1298 (2004).

[39] K. H. YEN et R. C. M. LI : Broadband efficient excitation of the thin-ribbon waveguide for surface acoustic waves. *Applied Physics Letters*, **20**, 284 (1972).

[40] J. XU et R. STROUD : *Acousto-optic devices: principles, design, and applications*. Wiley New York, (1992).

[41] D. ČIPLYS et R. RIMEIKA : On definition of acoustooptic figure of merit for interaction between surface acoustic and guided optical waves. *Ultragarsas*, page 35 (2000).

[42] R. W. DIXON : Acoustic diffraction of light in anisotropic media. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-3**, 85 (1967).

[43] www.isomet.com, www.goochandhousego.com, www.aaoptoelectronic.com.

[44] I. GOROG, J. D. KNOX et P. V. GOEDERTIER : A television-rate laser scanner. i (television rate laser raster scanner, discussing deflectors, beam-shaping and image-forming optics, electronic system and scanning beam frequency response). *RCA Review*, **33**, 623 (1972).

[45] I. GOROG, J. D. KNOX, P. V. GOEDERTIER et I. SHIDLOVSKY : A television rate laser scanner. ii- recent developments (television rate laser scanner with anisotropic bragg device of paratellurite as acousto-optic horizontal deflector, noting operation efficiency and limiting resolution). *RCA Review*, **33**, 667 (1972).

[46] X. LV, C. ZHAN, S. ZENG, W. R. CHEN et Q. LUO : Construction of multiphoton laser scanning microscope based on dual-axis acousto-optic deflector. *Review of Scientific Instruments*, **77**, 046101 (2006).

[47] A. W. WARNER, D. L. WHITE et W. A. BONNER : Acousto-optic light deflectors using optical activity in paratellurite. *Journal of Applied Physics*, **43**, 4489 (1972).

[48] D. L. HECHT et G. W. PETRIE : Acousto-optic diffraction from acoustic anisotropic shear modes in gallium phosphide. *IEEE Ultrasonics Symposium* (1980).

[49] J. M. BAGSHAW, S. E. LOWE et T. F. WILLATS : The performance of gallium phosphide bragg cells. *GEC journal of research*, **5**, 171 (1987).

[50] Modèle 1250c-bs-960a d'Isomet.

[51] J. M. BAGSHAW et T. F. WILLATS : Anisotropic Bragg cells. *GEC Journal Research*, **2**, 96 (1984).

[52] G. THOMIN, C. BRUNEEL, M. G. GAZALET, E. BRIDOUX et J. P. PICAULT : Acoustooptic deflectors at Brewster incidence. *Applied Optics*, **25**, 2470 (1986).

[53] V. B. VOLOSHINOV, V. I. BALAKSHY, L. A. KULAKOVA et N. GUPTA : Acousto-optic properties of tellurium that are useful in anisotropic diffraction. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, **10**, 095002 (2008).

[54] N. GUPTA, V. B. VOLOSHINOV, G. A. KNYAZEV et L. A. KULAKOVA : Optical transmission of single crystal tellurium for application in acousto-optic cells. *Journal of Optics*, **13**, 055702 (2011).

[55] V. B. VOLOSHINOV, N. GUPTA, G. A. KNYAZEV et N. V. POLIKARPOVA : An acousto-optic *X* - *Y* deflector based on close-to-axis propagation of light in the single Te crystal. *Journal of Optics*, **13**, 015706 (2011).

[56] M. L. BORTZ et M. M. FEJER : Annealed proton-exchanged $LiNbO_3$ waveguides. *Optics Letters*, **16**, 1844 (1991).

[57] A. J. DEMARIA, R. GAGOSZ et G. BARNARD : Ultrasonic-refraction shutter for optical maser oscillators. *Journal of Applied Physics*, **34**, 453 (1963).

[58] W. C. SCOTT et M. de WIT : Efficient variable threshold acousto-optic Q switching of flash-pumped Nd:YAG. *Applied Physics Letters*, **20**, 141 (1972).

[59] L. E. HARGROVE, R. L. FORK et M. A. POLLACK : Locking of HeNe laser modes induced by synchronous intracavity modulation. *Applied Physics Letters*, **5**, 4 (1964).

[60] D. E. CADDES, L. M. OSTERINK et R. TARG : Mode locking of the CO_2 laser. *Applied Physics Letters*, **12**, 74 (1968).

[61] D. MAYDAN : Fast modulator for extraction of internal laser power. *Journal of Applied Physics*, **41**, 1552 (1970).

[62] H. A. KRUEGLE et L. KLEIN : High peak power output, high PRF by cavity dumping a Nd:YAG laser. *Applied Optics*, **15**, 466 (1976).

[63] D. MAYDAN et R. B. CHESTER : Q-switching and cavity dumping of Nd:YAG lasers. *Journal of Applied Physics*, **42**, 1031 (1971).

[64] Modèle 1260-1044 d'Isomet.

[65] Modèle 1250c d'Isomet.

[66] S. H. SHIM, D. B. STRASFELD, E. C. FULMER et M. T. ZANNI : Femtosecond pulse shaping directly in the mid-IR using acousto-optic modulation. *Optics Letters*, **31**, 838 (2006).

[67] M. ROTH, M. MEHENDALE, A. BARTELT et H. RABITZ : Acousto-optical shaping of ultraviolet femtosecond pulses. *Applied Physics B*, **80**, 441 (2005).

[68] E. A. DONLEY, T. P. HEAVNER, F. LEVI, M. O. TATAW et S. R. JEFFERTS : Double-pass acousto-optic modulator system. *Review of Scientific Instruments*, **76**, 063112 (2005).

[69] C. H. CHANG, R. K. HEILMANN, M. L. SCHATTENBURG et P. GLENN : Design of a double-pass shear mode acousto-optic modulator. *Review of Scientific Instruments*, **79**, 033104 (2008).

[70] S. E. HARRIS et R. W. WALLACE : Acousto-optic tunable filter. *Journal of the Optical Society of America*, **59**, 744 (1969).

[71] T. YANO et A. WATANABE : New noncollinear acousto-optic tunable filter using birefringence in paratellurite. *Applied Physics Letters*, **24**, 256 (1974).

[72] I. C. CHANG : Noncollinear acousto-optic filter with large angular aperture. *Applied Physics Letters*, **25**, 370 (1974).

[73] V. B. VOLOSHINOV, K. B. YUSHKOV et B. B. J. LINDE : Improvement in performance of a TeO_2 acousto-optic imaging spectrometer. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, **9**, 341 (2007).

[74] C. ZHANG, Z. ZHANG, H. WANG et Y. YANG : Spectral resolution enhancement of acousto-optic tunable filter by double-filtering. *Optics Express*, **16**, 10234 (2008).

[75] J. W. YOU, J. AHN, S. KIM et D. KIM : Efficient double-filtering with a single acousto-optic tunable filter. *Optics Express*, **16**, 21505 (2008).

[76] V. B. VOLOSHINOV et T. V. YUKHNEVICH : Two regimes of wide angle acousto-optic interaction in tellurium dioxide single crystals. *Applied Optics*, **52**, 5912 (2013).

[77] L. BEI, I. D. GLENN, M. M. HEATHER, W. S. THOMAS et W. C. JON : Acousto-optic tunable filters: fundamentals and applications as applied to chemical analysis techniques. *Progress in Quantum Electronics*, **28**, 67 (2004).

[78] N. GAT : Imaging spectroscopy using tunable filters: a review. *In Wavelet Applications VII*, Orlando, USA, (2000). SPIE.

[79] R. B. WATTSON, S. A. RAPPAPORT et E. E. FREDERICK : Imaging spectrometer study of jupiter and saturn. *Icarus*, **27**, 417 (1976).

[80] P. J. TREADO, I. W. LEVIN et E. N. LEWIS : Near-infrared acousto-optic filtered spectroscopic microscopy: A solid-state approach to chemical imaging. *Applied Spectroscopy*, **46**, 553 (1992).

[81] S. K. DUBEY, T. ANNA, C. SHAKHER et D. S. MEHTA : Fingerprint detection using full-field swept-source optical coherence tomography. *Applied Physics Letters*, **91**, 181106 (2007).

[82] P. TOURNOIS : Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems. *Optics Communications*, **140**, 245 (1997).

[83] F. VERLUISE, V. LAUDE, Z. CHENG, C. SPIELMANN et P. TOURNOIS : Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping. *Optics Letters*, **25**, 575 (2000).

[84] J. F. DUFFY, S. M. AL-SHUKRI et R. M. de LA RUE : Guided-wave acousto-optic interaction on proton-exchanged lithium tantalate. *Electronics Letters*, **23**, 849 (1987).

[85] D. W. BRANCH et S. M. BROZIK : Low-level detection of a bacillus anthracis simulant using Love-wave biosensors on 36° YX $LiTaO_3$. *Biosensors and Bioelectronics*, **19**, 849 (2004).

[86] J. BELOVICKIS, R. RIMEIKA et D. ČIPLYS : Acousto-optic interaction with leaky surface acoustic waves in Y-cut $LiTaO_3$ crystals. *Ultrasonics*, **52**, 593 (2012).

[87] E. BONNOTTE, C. GORECKI, H. TOSHIYOSHI, H. KAWAKATSU, H. FUJITA, K. WORHOFF et K. HASHIMOTO : Guided-wave acoustooptic interaction with phase modulation in a ZnO thin-film transducer on an Si-based integrated mach-zehnder interferometer. *Journal of Lightwave technology*, **17**, 35 (1999).

[88] C. LII, C. TSAI et C. LEE : Wide-band guided-wave acoustooptic Bragg cells in GaAs-GaAlAs waveguide. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **22**, 868 (1986).

[89] M. BECK, M. M. de LIMA, E. WIEBICKE, W. SEIDEL, R. HEY et P. V. SANTOS : Acousto-optical multiple interference switches. *Applied Physics Letters*, **91**, 061118 (2007).

[90] M. BECK, M. M. de LIMA et P. V. SANTOS : Acousto-optical multiple interference devices. *Journal of Applied Physics*, **103**, 014505 (2008).

[91] L. KUHN, M. L. DAKSS, P. F. HEIDRICH et B. A. SCOTT : Deflection of an optical guided wave by a surface acoustic wave. *Applied Physics Letters*, **17**, 265 (1970).

[92] Y. OHMACHI : Acousto-optical light diffraction in thin films. *Journal of Applied Physics*, **44**, 3928 (1973).

[93] G. D. XU et C. S. TSAI : Integrated acousto-optic heterodyning device modules in $LiNbO_3$ substrate. *Applied Optics*, **31**, 5259 (1992).

[94] C. GORECKI, F. CHOLLET, E. BONNOTTE et H. KAWAKATSU : Silicon-based integrated interferometer with phase modulation driven by surface acoustic waves. *Optics Letters*, **22**, 1784 (1997).

[95] M. M. de LIMA, M. BECK, R. HEY et P. V. SANTOS : Compact Mach-Zehnder acousto-optic modulator. *Applied Physics Letters*, **89**, 121104 (2006).

[96] A. CRESPO-POVEDA, R. HEY, K. BIERMANN, A. TAHRAOUI, P. V. SANTOS, B. GARGALLO, P. MUÑOZ, A. CANTARERO et M. M. de LIMA : Synchronized photonic modulators driven by surface acoustic waves. *Optics Express*, **21**, 21669 (2013).

[97] B. L. HEFFNER, D. A. SMITH, J. E. BARAN, A. YI-YAN et K. W. CHEUNG : Integrated-optic acoustically tunable infra-red optical filter. *Electronics Letters*, **24**, 1562 (1988).

[98] A. KAR-ROY et C. S. TSAI : Integrated acoustooptic tunable filters using weighted coupling. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **30**, 1574 (1994).

[99] D. A. SMITH, R. S. CHAKRAVARTHY, Z. BAO, J. E. BARAN, J. L. JACKEL, A. D'ALESSANDRO, D. J. FRITZ, S. H. HUANG, X. Y. ZOU, S. M. HWANG, A. E. WILLNER et K. D. LI : Evolution of the acousto-optic wavelength routing switch. *Journal of Lightwave Technology*, **14**, 1005 (1996).

[100] O. A. PEVERINI, R. ORTA et R. TASCONE : Full-wave modeling of piezoelectric transducers for SAW acousto-optical interactions. *Optical and Quantum Electronics*, **32**, 855 (2000).

[101] H. MENDIS, A. MITCHELL, I. BELSKI, M. AUSTIN et O. A. PEVERINI : Design, realisation and analysis of an apodised, film-loaded acousto-optic tunable filter. *Applied Physics B*, **73**, 489 (2001).

[102] D. YUDISTIRA, D. JANNER, S. BENCHABANE et V. PRUNERI : Integrated acousto-optic polarization converter in a ZX-cut $LiNbO_3$ waveguide superlattice. *Optics Letters*, **34**, 3205 (2009).

[103] K. W. CHEUNG, D. A. SMITH, J. E. BARAN et B. L. HEFFNER : Multiple channel operation of integrated acousto-optic tunable filter. *Electronics Letters*, **25**, 375 (1989).

[104] D. A. SMITH, J. E. BARAN, J. J. JOHNSON et K. W. CHEUNG : Integrated-optic acoustically-tunable filters for WDM networks. *Selected Areas in Communications, IEEE Journal on*, **8**, 1151 (1990).

[105] B. A. AULD et J. J. GAGNEPAIN : Horizontal shear surface waves on corrugated surfaces. *Electronics Letters*, **12**, 650 (1976).

[106] N. E. GLASS et A. A. MARADUDIN : Shear surface elastic waves on large amplitude gratings. *Electronics Letters*, **17**, 773 (1981).

[107] I. MALFANTI, A. TASCHIN, P. BARTOLINI, B. BONELLO et R. TORRE : Propagation of acoustic surface waves on a phononic surface investigated by transient reflecting grating spectroscopy. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, **59**, 2370 (2011).

[108] I. MALFANTI, A. TASCHIN, P. BARTOLINI et R. TORRE : Evidence of slow acoustic surface waves on a 1D phononic surface by a pulsed laser spectroscopic technique resolved in time and space. *Europhysics Letters*, **97**, 44010 (2012).

[109] A. N. DARINSKII : Weakly localized waves on the corrugated surface of a medium of arbitrary anisotropy. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **107**, 2447 (2000).

[110] A. KHELIF, A. CHOUJAA, S. BENCHABANE, B. DJAFARI-ROUHANI et V. LAUDE : Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides. *Applied Physics Letters*, **84**, 4400 (2004).

[111] V. LAUDE, A. KHELIF, Th. PASTUREAUD et S. BALLANDRAS : Generally polarized acoustic waves trapped by high aspect ratio electrode gratings at the surface of a piezoelectric material. *Journal of Applied Physics*, **90**, 2492 (2001).

[112] V. LAUDE, L. ROBERT, W. DANIAU, A. KHELIF et S. BALLANDRAS : Surface acoustic wave trapping in a periodic array of mechanical resonators. *Applied Physics Letters*, **89**, 083515 (2006).

[113] M. B. DÜHRING, V. LAUDE et A. KHELIF : Energy storage and dispersion of surface acoustic waves trapped in a periodic array of mechanical resonators. *Journal of Applied Physics*, **105**, 093504 (2009).

[114] R. ELLIOTT : On the theory of corrugated plane surfaces. *Transactions of the IRE Professional Group on Antennas and Propagation*, **2**, 71 (1954).

[115] R. A. HURD : The propagation of an electromagnetic wave along an infinite corrugated surface. *Canadian Journal of Physics*, **32**, 727 (1954).

[116] Y. V. GULYAEV et V. P. PLESSKY : Slow acoustic surface waves in solids. *Soviet Techical Physics Letters*, **3**, 87 (1977).

[117] B. DJAFARI-ROUHANI et A. A. MARADUDIN : Shear horizontal acoustic waves at the periodically corrugated interface between two isotropic elastic media. *Journal of Applied Physics*, **65**, 4245 (1989).

[118] A. R. BAGHAI-WADJI et A. A. MARADUDIN : Shear horizontal surface acoustic waves on large amplitude gratings. *Applied Physics Letters*, **59**, 1841 (1991).

[119] A. P. MAYER, W. ZIERAU et A. A. MARADUDIN : Surface acoustic waves propagating along the grooves of a periodic grating. *Journal of Applied Physics*, **69**, 1942 (1991).

[120] L. ROBERT : *Etude des propriétés mécaniques du nickel utilisé dans la technologie LIGA. Réalisation d'un micropréhenseur*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, (1997).

[121] M. B. DÜHRING, V. LAUDE et A. KHELIF : Improving surface acousto-optical interaction by high aspect ratio electrodes. *Journal of Applied Physics*, **106**, 113518 (2009).

[122] D. GÉRARD, V. LAUDE, B. SADANI, A. KHELIF, D. VAN LABEKE et B. GUIZAL : Modulation of the extraordinary optical transmission by surface acoustic waves. *Physical Review B*, **76**, 235427 (2007).

[123] E. P. IPPEN et R. H. STOLEN : Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. *Applied Physics Letters*, **21**, 539 (1972).

[124] R. V. SCHMIDT et I. P. KAMINOW : Metal-diffused optical waveguides in $LiNbO_3$. *Applied Physics Letters*, **25**, 458 (1974).

[125] R. DAHAN, N. CROITORU et S. RUSCHIN : Studies on the relation between the diffusion process and optical properties in Ti-diffused planar optical waveguides. *Applied Optics*, **30**, 4396 (1991).

[126] J. L. JACKEL, C. E. RICE et J. J. VESELKA : Proton exchange for high-index waveguides in $LiNbO_3$. *Applied Physics Letters*, **41**, 607 (1982).

[127] N. GOTO et G. L. YIP : Characterization of proton-exchange and annealed $LiNbO_3$ waveguides with pyrophosphoric acid. *Applied Optics*, **28**, 60 (1989).

[128] G. A. BOGERT et D. T. MOSER : Sulfuric acid proton exchanged channel waveguides fabricated in $LiNbO_3$. *IEEE Photonics Technology Letters*, **2**, 632– (1990).

[129] E. Y. B. PUN, K. K. LOI et P. S. CHUNG : Proton-exchanged waveguides in MgO:$LiNbO_3$ using phosphoric acid. *Electronics Letters*, **27**, 168 (1991).

[130] E. Y. B. PUN, K. K. LOI et P. S. CHUNG : Index profile of proton-exchanged waveguides in lithium niobate using cinnamic acid. *Electronics Letters*, **27**, 1282 (1991).

[131] P. J. MATTHEWS, A. R. MICKELSON et S. W. NOVAK : Properties of proton exchange waveguides in lithium tantalate. *Journal of Applied Physics*, **72**, 2562 (1992).

[132] R. V. ROUSSEV : *Optical-frequency mixers in periodically poled lithium niobate : materials, modeling and characterization*. Thèse de doctorat, Stanford university, (2006).

[133] P. G. SUCHOSKI, T. K. FINDAKLY et F. J. LEONBERGER : Stable low-loss proton-exchanged $LiNbO_3$ waveguide devices with no electro-optic degradation. *Optics Letters*, **13**, 1050 (1988).

[134] A. L. DAWAR et J. C. JOSHI : Fabrication of optical waveguides in Y-lithium niobate from dilute melts proton exchange technique. *Optics Communications*, **73**, 199 (1989).

[135] J. L. JACKEL et J. J. JOHNSON : Reverse exchange method for burying proton exchanged waveguides. *Electronics Letters*, **27**, 1360 (1991).

[136] J. RAMS et J. M. CABRERA : Preparation of proton-exchange $LiNbO_3$ waveguides in benzoic acid vapor. *Journal of the Optical Society of America B*, **16**, 401 (1999).

[137] M. DE MICHELI, J. BOTINEAU, P. SIBILLOT, D. B. OSTROWSKY et M. PAPUCHON : Fabrication and characterization of titanium indiffused proton exchanged (TIPE) waveguides in lithium niobate. *Optics Communications*, **42**, 101 (1982).

[138] C. H. BULMER, W. K. BURNS et R. P. MOELLER : Linear interferometric waveguide modulator for electromagnetic-field detection. *Optics Letters*, **5**, 176 (1980).

[139] C. H. BULMER : Sensitive, highly linear lithium niobate interferometers for electromagnetic field sensing. *Applied Physics Letters*, **53**, 2368 (1988).

[140] N. A. SANFORD, K. J. MALONE, D. R. LARSON et R. K. HICKERNELL : Y-branch waveguide glass laser and amplifier. *Optics Letters*, **16**, 1168 (1991).

[141] Z. WEISSMAN, E. MAROM et A. HARDY : Very low-loss Y-junction power divider. *Optics Letters*, **14**, 293 (1989).

[142] W. MINFORD, S. KOROTKY et R. ALFERNESS : Low-loss Ti:$LiNbO_3$ waveguide bends at λ = 1.3 µm. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **18**, 1802 (1982).

[143] K. T. KOAI et P. L. LIU : Modeling of Ti:$LiNbO_3$ waveguide devices. II. S-shaped channel waveguide bends. *Journal of Lightwave Technology*, **7**, 1016 (1989).

[144] G. A. BOGERT et Y. C. CHEN : Low-loss Y-branch power dividers. *Electronics Letters*, **25**, 1712 (1989).

[145] L. D. HUTCHESON, I. A. WHITE et J. J. BURKE : Comparison of bending losses in integrated optical circuits. *Optics Letters*, **5**, 276 (1980).

[146] F. J. MUSTIELES, E. BALLESTEROS et P. BAQUERO : Theoretical S-bend profile for optimization of optical waveguide radiation losses. *IEEE Photonics Technology Letters*, **5**, 551 (1993).

[147] E. A. J. MARCATILI : Bends in optical dielectric guides. *Bell System Technical Journal*, **48**, 2103 (1969).

[148] E. A. J. MARCATILI et S. E. MILLER : Improved relations describing directional control in electromagnetic wave guidance. *Bell System Technical Journal*, **48**, 2161 (1969).

[149] M. HEIBLUM et J. HARRIS : Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **11**, 75 (1975).

[150] http://www.photline.com/product/modulators/.

[151] D. ROYER et E. DIEULESAINT : Mesures optiques de déplacements d'amplitude 10^{-4} à 10^{2} angström. application aux ondes élastiques. *Revue de Physique Appliquée*, **24**, 833 (1989).

[152] P. VAIRAC et B. CRETIN : New structures for heterodyne interferometric probes using double-pass. *Optics Communications*, **132**, 19 (1996).

Résumé

Ces travaux de thèse visent à proposer un nouveau type de modulateur acousto-optique intégré exploitant des ondes élastiques guidées à la surface du niobate de lithium. Ce matériau piézoélectrique permet en effet de réaliser des guides d'ondes optiques intégrés ainsi que des transducteurs à ondes élastiques efficaces. La modulation acousto-optique y reste cependant classiquement limitée par le recouvrement partiel des deux types d'ondes. J'ai cherché à développer un nouveau type de guide d'ondes élastiques de surface exploitant les résonances d'épaisseur d'électrodes épaisses et permettant une meilleure exploitation de la conversion d'énergie électrique en énergie élastique dans les dispositifs intégrés.

Dans un premier temps, j'ai développé un moyen de confiner l'énergie acoustique en surface afin de l'utiliser plus efficacement. Je me suis tourné vers la réalisation de transducteurs à peignes interdigités pour les ondes acoustiques de surface permettant de confiner l'énergie qu'ils génèrent dans des électrodes à haut facteur de forme. La caractérisation de ces dispositifs a permis de démontrer un fort confinement de l'énergie mécanique, concomitant d'une absence de diffraction à la surface du matériau. Ces dispositifs acoustiques permettent ainsi un guidage de l'énergie acoustique dans les trois dimensions de l'espace avec une largeur transverse aussi petite que la longueur d'onde.

Dans un second temps, j'ai réalisé des modulateurs acousto-optiques utilisant les transducteurs précédents. Ces modulateurs sont fondés sur un interféromètre de Mach-Zehnder dont un bras est soumis à l'interaction acousto-optique. Les expériences réalisées ont permis de montrer une modulation de l'onde optique aux fréquences de résonance des transducteurs à haut facteur de forme. La transmission spectrale de ces interféromètres est par ailleurs cannelée en raison d'une légère asymétrie des bras de l'interféromètre. Nous avons observé, à fréquence nulle, un fort décalage en longueur d'onde du spectre cannelé d'environ 20 nm. Ce décalage reste encore inexpliqué.

Mots-clés: Acousto-optique; niobate de lithium; ondes acoustiques de surface; modulateur acousto-optique.

SPIM

■ École doctorale SPIM 16 route de Gray F - 25030 Besançon cedex

■ tél. +33 (0)3 81 66 66 02 ■ **ed-spim@univ-fcomte.fr** ■ www.ed-spim.univ-fcomte.fr

UFC
UNIVERSITÉ
DE FRANCHE-COMTÉ

Abstract

This thesis intended to propose a new kind of integrated acousto-optical modulator exploiting guided elastic waves on the surface of a lithium niobate substrate. This piezoelectric material makes it possible to integrate optical waveguides as well as efficient elastic waves transducers. Classically, the acousto-optical modulation remains limited by the partial overlap of the two kind of waves. I have sought to develop a new kind of surface elastic waveguide exploiting the thickness resonances of thick electrodes allowing a better exploitation of electric energy to elastic energy conversion in integrated devices.

First, I have developed a way to confine the acoustic energy at the surface to use it more efficiently. I turned towards the realization of interdigitated transducers for surface acoustic waves allowing to confine the generated energy in the high aspect ratio electrodes. The characterization of such devices allowed to demonstrate a strong confinement of the mechanical energy at the surface of the material. These acoustic devices allowed for diffractionless guiding of the acoustic energy in the three dimensions of space over a transverse width as small as the wavelength.

The second part of this thesis was dedicated to the realization of acousto-optical modulators using the previous transducers. These modulators are based on a Mach-Zehnder interferometer including one arm subjectd to the acousto-optical intercation. Due to a slight asymmetry of the interferometer arms, the spectrale transmission with a white light source gives a channeled spectrum. Experiments have shown an optical wave modulation at resonances frequencies of the high aspect ratio transducers. We have observed, at zero frequency, a strong wavelength shift of channeled spectrum of about 20 nm. This shift remains unexplained.

Keywords: Acousto-optic; lithium niobate; surface acoustic waves; acousto-optical modulator.