



Université de Franche-Comté

École Doctorale Sciences Physiques Pour l'Ingénieur et  
Microtechniques (SPIM)

# Thèse de Doctorat

Spécialité : Optique et Photonique

présentée par

**Benattou Sadani**

Modulation acoustique de la transmission  
exaltée à travers des nanostructures

Soutenue le 14 Décembre 2010

**Jury :**

|               |               |   |
|---------------|---------------|---|
| Président :   | D. VAN LABEKE | Professeur, Université de Franche-Comté                 |
| Rapporteurs : | D. BARCHIESI  | Professeur, Université de Technologie de Troyes         |
|               | J. GAZALET    | Professeur, Université de Valenciennes                  |
| Examineurs :  | P. GOGOL      | Maître de conférences, Université de Paris Sud XI       |
|               | B. GUIZAL     | Professeur, Université de Montpellier                   |
|               | S. BENCHABANE | Chargée de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST Besançon   |
|               | V. LAUDE      | Directeur de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST Besançon |
|               | J. SALVI      | Maître de conférences, Université de Franche-Comté      |



# Remerciements

Le travail présenté ici a été effectué au sein du département d'optique P.M. DUFFIEUX et du département MN2S de l'Institut FEMTO-ST de Besançon. De nombreuses personnes doivent être remerciées car elles ont contribué de près ou de loin à ce travail. Certaines ne seront pas citées involontairement, aussi je m'en excuse auprès d'elles.

Je remercie chaleureusement Daniel VAN LABEKE pour avoir accepté de présider mon jury de soutenance. Je remercie Dominique BARCHIESI et Joseph GAZALET de m'avoir fait l'honneur d'être les rapporteurs de mon travail de thèse. Leurs remarques judicieuses m'ont permis d'ouvrir le champ d'investigation de ces travaux mais aussi de finaliser ce manuscrit. Je souhaite également remercier Monsieur Philippe GOGOL d'avoir accepté de faire partie du jury et d'avoir examiné ce manuscrit.

Je remercie Vincent LAUDE, Brahim GUIZAL et Jérôme SALVI pour m'avoir encadré durant ma thèse. Ils ont su me faire profiter de leurs expériences et leurs connaissances sans lesquelles je n'aurais pu mener de front les différents travaux présentés dans ce manuscrit. Je tiens à remercier particulièrement Vincent pour sa disponibilité tout au long de la thèse et la pertinence de ses remarques lors de la rédaction de ce mémoire ainsi que Brahim et sa petite famille pour l'accueil chaleureux qu'ils m'ont fait à Montpellier.

Une thèse ne pourrait se faire sans l'aide d'un grand nombre de personnes. Pour cela, je tiens à remercier l'ensemble du personnel de FEMTO-ST et plus particulièrement :

Sarah, sans toi, je ne serais jamais arrivé jusqu'au bout, tu m'as à la fois soutenu et aidé dans les moments difficiles. Tu as toujours pris le temps de répondre à mes questions malgré ton emploi du temps surchargé. Il existe trop peu de personnes aussi gentilles que toi. Alors Sarah, MERCI pour tout.

Émilie, pour certaines choses de la vie, je te considère comme ma petite sœur et pour d'autres plutôt comme une grande sœur. Concernant les études, tu as toujours été ma grande sœur. Alors Merci d'avoir été là pour moi depuis le DEUG et désolé pour toutes les fois où je ne me suis pas relu.

Le personnel administratif du département d'optique qui gère notre quotidien : Valérie

---

(la plus gentille de toutes), Joëlle bonne retraite, Émilie (bonne chance au patrimoine), Bélinda merci pour toutes les discussions.

Merci au personnel technique sur lequel j'ai toujours pu compter : Ludo (le fin polisseur), Nadège et Samuel (notre paire d'électroniciens) et Jacques (le capitaine Sparrow) bonne retraite.

Merci aux permanents de l'équipe nano-optique de m'avoir accueilli durant ces années : Maria, merci d'avoir été une chef d'équipe exigeante et juste, Michel, merci pour toutes les fois où tu m'as dépanné en salle de manip, tu as été une vraie la caverne d'Ali baba du petit matériel, Fadi, merci pour tes conseils et tes simulations, Nadège (l'indéconcentrable) merci pour les conseils et tous les bons moments passés dans le même bureau (tu as été une vraie source blanche), Thierry (mon colocataire de salle de manip), les Daniels et Philippe.

Je tiens aussi à remercier les thésards de l'équipe, nouveaux comme anciens (the nano-optic student team) : Yannick, Audrey, Miguel, Ilyes, Matthieu (Roussey), Julien, Saïd (ou Sadat), Mathieu (Mivelle), Elsie, Huihui, Abdoulaye. Merci Jean (alias Son), mon collègue de bureau qui est devenu bien plus. Merci Abdou, je suis heureux de t'avoir rencontré, tu sais toujours trouver les mots qu'il faut.

Je tiens aussi à remercier l'équipe ONL qui, avec le temps, est devenu ma seconde équipe, merci pour ces moments passés à fêter tous les anniversaires autour de délicieux gâteaux. Il y a quand même une mention spéciale à certaines personnes :

Jean-Luc (le Ché), mon compagnon de galère depuis la licence, Armand, le tombeur de ces dames, Nanou, la croqueuse d'hommes, Birgit, (l'artiste) merci d'avoir toujours gardé un œil sur moi, kiki le Pipo Inzaghi du mercredi (avec un peu plus de pipo que d'Inzaghi), Mika, Kien merci pour les discussions et les parties de PES (je te prends quand tu veux).

Cette thèse n'aurait jamais pu être menée à bien sans le soutien inconditionnel, la compétence et la disponibilité des membres de la centrale technologique MIMENTO. Merci donc à Jean-Claude pour m'y avoir accueilli ; Jean-Yves (le choriste) ; Laurent toujours à l'écoute et de bons conseils pour les problèmes de litho ; Denis (là où tu passes la panne trépasse) pour tous les masques ; Blandine (la fine lame) ; Éric (Sensei SU8), Gwenn (merci pour tes conseils grand frère) ; Yannick ; Valérie, merci pour ta joie et ta bonne humeur (et non je n'ai pas pleuré mais parfois je n'étais pas loin des fois), Laurent (le dico des mauvais mots algériens). Et enfin Merci Sensei Roland, sans ton optimisme, ton aide, tes précieuses leçons et ta patience (car je ne prends pas toujours de notes) rien n'aurait été possible.

Vous avez tous fait, de ces heures de salle blanche des vrais moments de plaisir. Je

---

vous en remercie sincèrement.

Merci à tous les membres de l'aqua : Sébastien et Alexandra (mes compagnons de petit déjeuners), Nath (ma fille), Amaury, Arnaud, Antoine (mes fistons) et tous les autres membres.

Un grand merci à mes amis : Aly (mon sensei du karaté), Baba (là où tu es je pense à toi), Dejan, Émilie, Mouss, Damir, Angela, Daniel, Stéphanie, Frédéric (Gallois), Deniz, Den, Hugue.

Je voudrais dire, un énorme Merci à ma grande famille : ma maman et mon papa pour leur soutien, mes frères et sœurs, mes belles sœurs, mon neveu et mes nièces ainsi que toute ma famille en Algérie. Je voudrais avoir une pensée particulière pour Hami Kouider, Mami Lulu, mes Grands-Parents et mon Grand Oncle.

---



---

# Table des matières

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Remerciements</b>  | <b>i</b>  |
| <b>Introduction</b>   | <b>1</b>  |
| <b>1 État de l’art</b>  | <b>3</b>  |
| 1.1 Quelques notions sur les plasmons . . . . .                               | 3         |
| 1.1.1 Plasmons de volume et de surface . . . . .                              | 4         |
| 1.1.2 Relation de dispersion du plasmon de surface . . . . .                  | 6         |
| 1.1.3 Excitation du mode plasmon de surface . . . . .                         | 7         |
| 1.1.4 Mise en evidence expérimentale de la relation de dispersion . . . . .   | 9         |
| 1.2 Transmission à travers des nano-ouvertures . . . . .                      | 10        |
| 1.2.1 Transmission en statique . . . . .                                      | 10        |
| 1.2.2 Commandabilité de la transmission . . . . .                             | 13        |
| 1.3 Interactions acousto-optiques . . . . .                                   | 15        |
| 1.3.1 Principes de base de l’acousto-optique et applications . . . . .        | 16        |
| 1.3.2 Acousto-plasmonique . . . . .   | 19        |
| 1.4 Conclusion . . . . .  | 21        |
| <b>2 Étude de structures sub-longueur d’onde</b>                              | <b>23</b> |
| 2.1 Méthode modale de Fourier . . . . .                                       | 24        |
| 2.1.1 Position du problème de diffraction et présentation de la FMM . . . . . | 25        |
| 2.1.2 Détermination de la configuration . . . . .                             | 29        |
| 2.2 Fabrication des nanostructures . . . . .                                  | 33        |
| 2.2.1 Choix de la procédure de fabrication . . . . .                          | 33        |
| 2.2.2 Fabrication par lithographie électronique . . . . .                     | 34        |
| 2.3 Caractérisation en champ lointain . . . . .                               | 38        |
| 2.3.1 Description du dispositif expérimental . . . . .                        | 38        |

---

---

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 2.3.2    | Résultats expérimentaux . . . . .  | 40        |
| 2.4      | Étude de l'influence du caractère fini des structures . . . . .                | 44        |
| 2.4.1    | Méthode numérique : Finite Difference Time Domain . . . . .                    | 45        |
| 2.4.2    | Résultats théoriques . . . . .   | 46        |
| 2.4.3    | Résultats expérimentaux et comparaison avec la théorie . . . . .               | 49        |
| 2.5      | Étude spectrale en champ proche . . . . .                                      | 55        |
| 2.5.1    | Brefs rappels sur la microscopie champ proche . . . . .                        | 55        |
| 2.5.2    | Dispositif expérimental . . . . .  | 58        |
| 2.5.3    | Résultats expérimentaux . . . . .  | 59        |
| 2.6      | Conclusion . . . . .   | 60        |
| <b>3</b> | <b>Dispositifs acoustiques : transducteurs annulaires</b>                      | <b>61</b> |
| 3.1      | Généralités sur les ondes élastiques et sur la piézoélectricité . . . . .      | 61        |
| 3.1.1    | Théorie des ondes élastiques . . . . .   | 62        |
| 3.1.2    | Milieu piézoélectrique . . . . .   | 64        |
| 3.1.3    | Surfaces caractéristiques . . . . .  | 66        |
| 3.1.4    | Ondes de surface . . . . .   | 67        |
| 3.1.5    | Génération d'ondes acoustiques de surface . . . . .                            | 69        |
| 3.2      | Transducteurs interdigités annulaires . . . . .                                | 70        |
| 3.2.1    | Principe de fonctionnement des transducteurs interdigités annulaires           | 70        |
| 3.2.2    | Transducteurs interdigités annulaires pour LiNbO <sub>3</sub> en coupe Y . . . | 71        |
| 3.2.3    | Fabrication . . . . .  | 73        |
| 3.2.4    | Caractérisation électrique . . . . .   | 75        |
| 3.2.5    | Cartographie des ondes de surface . . . . .                                    | 77        |
| 3.3      | Conclusion . . . . .   | 83        |
| <b>4</b> | <b>Réalisation et caractérisation d'un modulateur acousto-plasmonique</b>      | <b>85</b> |
| 4.1      | Interactions acousto-optiques . . . . .  | 86        |
| 4.1.1    | Propagation des ondes lumineuses dans les cristaux . . . . .                   | 86        |
| 4.1.2    | Interactions acousto-optiques : le tenseur élasto-optique . . . . .            | 88        |
| 4.1.3    | Calcul de la modulation acousto-optique générée par un AIDT . . .              | 90        |
| 4.1.4    | Fonction de Green pour les déplacements . . . . .                              | 90        |
| 4.1.5    | Calcul de la variation d'indice . . . . .                                      | 91        |
| 4.2      | Fabrication . . . . .  | 94        |
| 4.2.1    | Choix de la procédure . . . . .  | 94        |

---



---

|       |   |            |
|-------|---|------------|
| 4.2.2 | Réalisation du masque de protection . . . . .               | 96         |
| 4.2.3 | Fabrication et positionnement des nanostructures . . . . .  | 99         |
| 4.3   | Caractérisation du modulateur acousto-plasmonique . . . . . | 100        |
| 4.3.1 | Caractérisation électrique . . . . .                        | 101        |
| 4.3.2 | Localisation des nanostructures . . . . .                   | 102        |
| 4.3.3 | Caractérisation optique . . . . .                           | 104        |
| 4.3.4 | Caractérisation acousto-optique . . . . .                   | 105        |
| 4.4   | Conclusion . . . . .  | 108        |
|       | <b>Conclusion et perspectives</b>                           | <b>109</b> |
|       | <b>Bibliographie</b>  | <b>113</b> |

---



# Introduction

Les plasmons de surface sont des ondes électromagnétiques associées à une oscillation collective des électrons à la surface d'un métal. Ces ondes ont fait l'objet de nombreuses études depuis les années soixante-dix [1], jusqu'à devenir une discipline à part entière, la plasmonique. Cette dernière a connu un nouvel élan grâce à la mise en évidence par Ebbesen *et al.* [2] en 1998 du phénomène de transmission extraordinaire à travers un film métallique nanostructuré. Ce phénomène fut observé à travers un film métallique percé de plusieurs ouvertures circulaires de diamètre inférieur à la longueur d'onde. Ce résultat fut considéré de prime abord surprenant car, en 1944, l'étude réalisée par H. A. Bethe [3] sur la diffraction de la lumière à travers une ouverture unique plus petite que la longueur d'onde prévoyait une transmission négligeable. Ce phénomène est attribué à un couplage entre les ondes plasmon des couches supérieure et inférieure du film nanostructuré [4], [5] et il s'inscrit pleinement dans la branche de la physique qu'est la plasmonique. Depuis, cette découverte a ouvert la voie à un large domaine d'applications aussi variées que la nano-photolithographie [6, 7], l'étude de fluorescence [8, 9], les capteurs chimiques [10], ou encore la fabrication de nano-composants opto-électroniques [11, 12].

Un nouveau défi a vu le jour ces dernières années. En effet, plusieurs études ont eu pour but de déterminer un moyen de commander la transmission extraordinaire en influant sur différents paramètres, tels que la polarisation [13], l'indice du substrat [14, 15, 16], etc. C'est dans cette optique que nous avons voulu mettre en place des dispositifs acousto-plasmoniques commandables. Les plasmons de surface étant des ondes électromagnétiques sensibles aux modifications de leur environnement et notamment à la variation d'indice du substrat, on désire grâce à des peignes interdigités annulaires [17] générer des ondes acoustiques de surface et focaliser l'énergie élastique à l'endroit où se trouve une nano-structure présentant une transmission extraordinaire préalablement définie. Ainsi, grâce aux propriétés photoélastiques du matériau, nous pouvons générer une variation d'indice suffisamment grande pour commander la transmission exaltée. Ce manuscrit présente les travaux de recherche effectués dans le but de réaliser un tel modulateur.

---

Dans une première partie, nous présentons un état de l'art sur la transmission de la lumière par des ouvertures sub-longueurs d'onde et sur les différentes manières de la commander. La première approche concerne les recherches dans le domaine de la plasmonique à travers un descriptif succinct des ondes plasmons. Nous présentons ensuite différents travaux réalisés sur la transmission exaltée ainsi que plusieurs techniques mises en place pour la commander. La deuxième approche est centrée sur l'étude des interactions acousto-optiques et acousto-plasmoniques.

Le second chapitre est axé sur la mise en place d'une configuration de nanostructures présentant une transmission exaltée. Nous introduisons dans un premier temps la méthode numérique fondée sur la méthode modale de Fourier qui nous a permis de déterminer les paramètres de nos structures. Puis nous présentons les résultats expérimentaux obtenus après avoir détaillé les procédés de fabrication. Les premiers résultats nous ont amenés à effectuer une étude supplémentaire concernant l'influence du caractère fini des structures. Pour cela, nous effectuons une étude théorique fondée, cette fois-ci, sur des codes de calcul utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel, et dont nous confrontons les résultats à l'expérience.

Le troisième chapitre est consacré à l'aspect acoustique du dispositif de commande. Nous donnons quelques rappels essentiels sur la théorie des ondes élastiques et introduisons plus particulièrement les ondes de surface et notamment l'onde de Rayleigh qui intervient dans nos dispositifs. Nous détaillons par la suite le principe de fonctionnement des transducteurs interdigités annulaires qui permettent de focaliser les ondes acoustiques en un point. Une fois les principes de fonctionnement établis, nous présentons le procédé de fabrication utilisé avant de terminer par la caractérisation des dispositifs.

Le quatrième section est dédiée aux dispositifs acousto-plasmoniques. Nous effectuons dans un premier temps des rappels théoriques concernant les interactions acousto-optiques afin de déterminer la variation d'indice générée par les ondes acoustiques de surface. Nous décrivons ensuite le procédé de fabrication utilisé pour la réalisation des dispositifs. Enfin, nous terminons cette partie par une caractérisation complète d'un modulateur acousto-plasmonique avant de conclure.

---

# Chapitre 1

## État de l'art

Comme nous l'avons déjà mentionné dans l'introduction générale, notre objectif est de mettre au point un dispositif permettant de commander acoustiquement la transmission exaltée à travers des structures sub-longueur d'onde que certains auteurs appellent des « tamis à photons ». Ce phénomène de transmission extraordinaire fait intervenir dans certains cas des plasmons de surface. Dans ce chapitre, nous allons présenter une introduction à tous les phénomènes mis en jeu dans les dispositifs que l'on se propose de concevoir. Dans un premier temps, nous commencerons par introduire la notion de plasmon en général et de plasmon de surface (PS) en particulier. Nous donnerons leurs propriétés essentielles et préciserons leurs conditions d'existence et d'excitation. Puis nous présenterons le phénomène de transmission exaltée et en expliciterons quelques propriétés importantes pour la conception de nos dispositifs. Nous insisterons tout particulièrement sur l'aspect « commandabilité » de ces structures, qui peut être effectué de différentes manières (électro-optique, thermique, magnétique, etc.). Enfin, nous donnerons un aperçu des principes de base de l'acousto-optique et, par extension, de l'acousto-plasmonique.

### 1.1 Quelques notions sur les plasmons

Les plasmons de surface sont des modes électromagnétiques existants à l'interface entre un diélectrique et un métal. Ils ont été découverts par Wood en 1902, lors de l'observation du spectre de diffraction d'une source continue de lumière blanche par un réseau métallique [18]. Il remarqua l'apparition d'anomalies sous forme de fines franges sombres dans le spectre de diffraction, sans avoir pu déterminer l'origine de ce phénomène. C'est en 1941 que Fano donna une interprétation théorique à ces anomalies [19], fondée sur l'existence d'ondes de surface supportées par le réseau. Hessel et Oliner développèrent en 1965 une

---

théorie générale des anomalies de Wood pour les réseaux métalliques et les interprétèrent comme des effets de résonance provenant du couplage entre l'onde incidente et les modes propres du réseau [20]. S'appuyant sur cette idée, Otto mit en évidence expérimentalement la possibilité d'exciter des ondes de surface en utilisant la configuration de la réflexion totale frustrée (1968) [21]. La même année, Kretschmann et Raether obtinrent des résultats identiques à partir d'une configuration différente, appelée méthode de réflexion totale atténuée [22]. C'est grâce à ces deux expériences, dont nous développerons le principe par la suite, que se sont développées des applications utilisant les propriétés de ce phénomène : caractérisation de films métalliques [23], de molécules [24, 25], microscopie champ proche optique [26, 27, 28], ou encore nano-lithographie [29]. Afin de mieux comprendre le phénomène, on se propose de revenir sur quelques propriétés physiques des plasmons.

### 1.1.1 Plasmons de volume et de surface

L'existence des plasmons est due aux propriétés électroniques des métaux et on peut les décrire par le modèle dit des électrons libres que l'on doit à Drude [30, 31]. Cette approche consiste à considérer les ions comme immobiles et les électrons de conduction comme formant un gaz d'électrons dense et mobile appelé plasma. Ainsi, dans le modèle de Drude, le métal apparaît comme un ensemble dans lequel les électrons de conduction se déplacent librement avec leur charge négative et où les ions, formés du noyau et des électrons de cœur immobiles, sont fixes avec une charge positive. Le métal est bien entendu neutre en terme de charge électrique moyenne. Dans un métal massif, l'oscillation collective du gaz d'électrons est appelée plasmon de volume, tandis qu'à l'interface entre un métal et un diélectrique, elle est appelée plasmon de surface.

#### 1.1.1.1 Plasmons de volume

Suivant le modèle de Drude, il apparaît que le gaz d'électrons présente des oscillations de densité de charge à travers tout le métal. Le quantum d'énergie de cette oscillation, appelé aussi plasmon de volume est donné par  $\hbar\omega_p$  avec :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}}, \quad (1.1)$$

où  $N$  est le nombre d'électrons libres par unité de volume,  $e$  la charge de l'électron,  $m$  sa masse et  $\varepsilon_0$  la constante diélectrique du vide. En développant le modèle de Drude [30], on peut aussi mettre en évidence la dépendance en fréquence de la permittivité  $\varepsilon_m$  du métal.

On parlera alors de fonction diélectrique plutôt que de constante diélectrique, terme que l'on réservera aux matériaux diélectriques. On montre que cette fonction est complexe, avec  $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon'_m(\omega) + i\varepsilon''_m(\omega)$  et qu'elle peut encore s'écrire comme suit :

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\omega_\tau)}, \quad (1.2)$$

ou  $\omega_\tau$  est un terme d'amortissement visqueux associé aux collisions (électron-phonon, électron-électron, ...) subies par l'électron lors de son déplacement.

Rappelons que la partie imaginaire de la fonction diélectrique traduit le caractère dissipatif du milieu.

### 1.1.1.2 Plasmons de surface

Un plasmon de surface (PS) est un mode couplé entre une onde électromagnétique et une oscillation d'électrons libres située à la surface d'un métal [1]. Il s'agit d'ondes évanescentes dont l'amplitude décroît exponentiellement dans la direction perpendiculaire à la surface du métal. Les PS présentent la particularité de se propager sur une faible étendue et possèdent une énergie très fortement localisée au niveau de l'interface.

La distance de propagation des PS dépend de la longueur d'onde de l'onde électromagnétique [1]. À titre d'exemple pour l'argent, un ordre de grandeur du « libre parcours moyen » dans le plan de l'interface des PS est de 22  $\mu\text{m}$  à une longueur d'onde du visible  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$  et de 500  $\mu\text{m}$  dans l'infrarouge à  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  [32].

La figure 1.1 illustre la répartition du champ électrique associée aux plasmons de surface et donne une vue schématique de l'amplitude de ce dernier. L'existence de ce couplage est possible seulement si l'onde électromagnétique est polarisée Transverse Magnétique (TM), c'est-à-dire que le champ magnétique d'excitation  $\vec{H}$  est perpendiculaire au plan d'incidence ( $xz$ ), tel qu'illustré sur la figure 1.1.

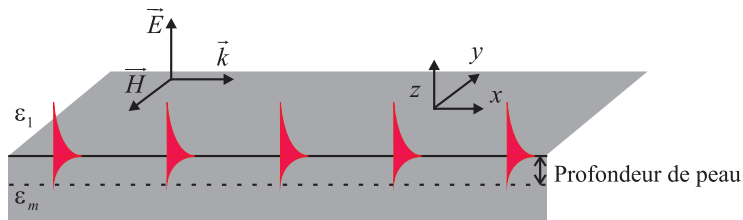


FIG. 1.1 – Propagation de plasmons sur l'interface d'un métal et d'un diélectrique de permittivité respective  $\varepsilon_m$  et  $\varepsilon_1$ .

### 1.1.2 Relation de dispersion du plasmon de surface

Dans cette section, nous allons étudier la relation de dispersion des plasmons de surface, c'est-à-dire la relation qui lie la pulsation et le vecteur d'onde de l'onde électromagnétique associée à un PS.

La condition d'existence d'un plasmon de surface le long d'une interface entre un diélectrique et un métal est issue des solutions des équations de Maxwell [1] dans le cadre de la recherche des modes guidés sur l'interface. On montre qu'il n'existe pas de solution pour une onde guidée polarisée TE (transverse électrique) alors qu'il en existe une pour une onde polarisée TM. Dans cette configuration, à une pulsation  $\omega$  donnée, l'amplitude du champ magnétique prend la forme :

$$H(x, z, t) = H_0 e^{ik_{ps}x} e^{ik_z z} e^{-i\omega t}, \quad (1.3)$$

où  $k_{ps}$  est le vecteur d'onde associé à la direction de propagation du PS :

$$k_{ps} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_m(\omega)}{\varepsilon_1 + \varepsilon_m(\omega)}}, \quad (1.4)$$

$\varepsilon_1$  représente la permittivité diélectrique relative du diélectrique considéré et  $\varepsilon_m(\omega)$  la permittivité diélectrique du métal en fonction de la pulsation. La permittivité d'un métal étant complexe  $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon'_m(\omega) + i\varepsilon''_m(\omega)$ , le vecteur d'onde du plasmon de surface l'est également  $k_{ps} = k'_{ps} + ik''_{ps}$ .

Dans le cas des métaux nobles, comme l'argent ou l'or, la partie réelle  $\varepsilon'_m$  de la permittivité diélectrique relative est négative avec une valeur absolue supérieure à 1 pour les fréquences optiques. De plus, la valeur absolue de la partie réelle est plus grande que la valeur absolue de la partie imaginaire  $|\varepsilon''_m| \ll |\varepsilon'_m|$ . Dans ces conditions, la partie réelle du vecteur d'onde représentant la partie propagative du plasmon s'écrit :

$$k'_{ps} = k_0 \left( \frac{\varepsilon_1 \varepsilon'_m(\omega)}{\varepsilon_1 + \varepsilon'_m(\omega)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.5)$$

La partie imaginaire, représentant les pertes associées à la propagation dues à l'absorption du métal, est donnée par l'expression suivante :

$$k''_{ps} = k_0 \left( \frac{\varepsilon_1 \varepsilon'_m(\omega)}{\varepsilon_1 + \varepsilon'_m(\omega)} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{\varepsilon''_m(\omega)}{2\varepsilon'^2_m(\omega)} \right) \quad (1.6)$$



Connaissant l'expression du vecteur d'onde associé au plasmon de surface (Eq.1.5), on peut tracer la relation de dispersion de ce dernier. Sur la figure 1.2, nous donnons la forme de cette relation de dispersion dans le cas où  $\varepsilon_1 = 1$  (pour simplifier la discussion, nous avons négligé les pertes) et nous y adjoignons celle d'une onde plane dans le vide (cône de lumière). On peut voir que la courbe de dispersion du PS ne rencontre pas celle de l'onde plane dans le vide. Cette absence d'intersection entre les deux courbes interdit tout couplage entre ces modes. Il est donc impossible d'exciter les plasmons de surface en éclairant directement le métal (ici à partir du vide) car l'accord de phase ne peut être réalisé sans système particulier de couplage. Intéressons nous donc aux différentes manières d'exciter les plasmons de surfaces.

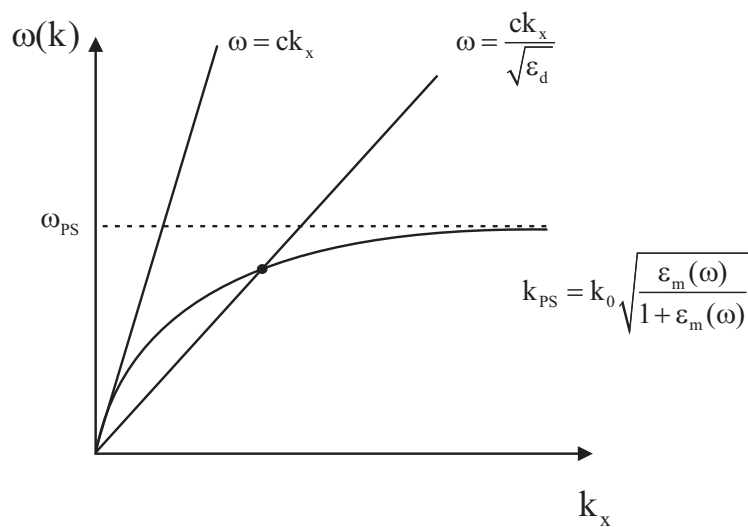


FIG. 1.2 – Courbe de dispersion d'un PS entre le vide et un métal.

### 1.1.3 Excitation du mode plasmon de surface

Pour qu'une onde électromagnétique soit susceptible d'exciter un plasmon de surface, il faut qu'il y ait coïncidence entre les composantes tangentielles de leurs vecteurs d'ondes respectifs. D'un point de vue graphique, la courbe de dispersion de l'onde incidente doit couper la courbe de dispersion du plasmon de surface à la fréquence considérée, comme le montre la figure 1.2. Pour coupler un plasmon de surface avec un rayonnement électromagnétique, il est donc nécessaire d'augmenter la composante  $k_x$  du vecteur d'onde de l'onde incidente. Pour cela, il existe plusieurs approches permettant d'exciter les PS avec une onde lumineuse : le couplage par prisme, plus communément appelé méthode ATR

« Attenuated Total Reflexion » [21, 22] ou encore la méthode dite par réseau [18]. Nous allons donc présenter brièvement ces deux méthodes.

### 1.1.3.1 Méthode ATR

La méthode ATR est la plus couramment utilisée. Il existe deux configurations fondées sur ce principe, comme le montre la figure 1.3 :

- **la configuration d'Otto** [21] : un prisme, dont la base est éclairée par une onde incidente en réflexion totale, est approché à proximité d'une interface métallique. Lorsque la distance entre le prisme et l'interface est suffisamment faible, l'onde évanescente issue de la réflexion totale permet l'excitation de la résonance PS à l'interface métal-diélectrique. Cette technique nécessite un contrôle précis de la position du prisme par rapport à l'interface. Elle est donc peu utilisée.
- **la configuration de Kretschmann-Raether** [22] : un film mince de métal est déposé sur la base d'un prisme. Une onde incidente, formant un angle  $\theta$  supérieur à l'angle limite, est réfléchi. L'onde évanescente pénétrant la couche métallique permet alors d'exciter le mode PS. Cette configuration est la plus simple à mettre en œuvre.

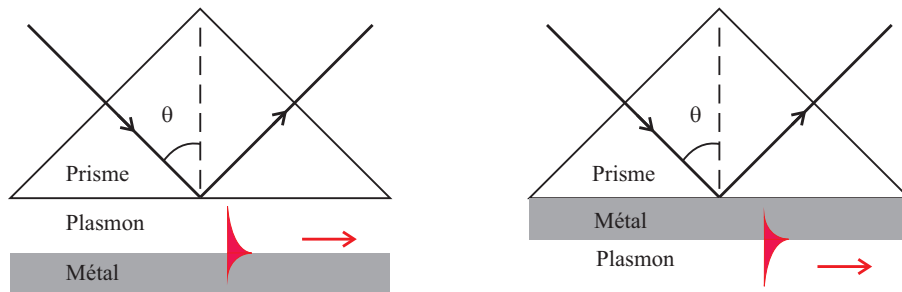


FIG. 1.3 – Représentation des méthodes dites ATR : à gauche, configuration d'Otto, à droite, configuration de Kretschmann-Raether.

### 1.1.3.2 Méthode du réseau

Une autre possibilité permettant d'exciter un mode PS réside dans l'utilisation de structures diffractantes, en particulier les réseaux de diffraction. La formule des réseaux 1.7 donne les vecteurs d'onde des ondes diffractées par la structure périodique, soit :

$$k_m = k_i \sin \theta + m \frac{2\pi}{a} \quad (1.7)$$

où  $k_i$  est le module du vecteur d'onde de l'onde incidente,  $\theta$  l'angle d'incidence du faisceau arrivant sur le réseau,  $a$  le pas du réseau et  $m$  un entier indiquant l'ordre de diffraction. Il est possible d'exciter une résonance PS lorsque la composante transverse du vecteur d'onde de l'onde diffractée coïncide avec celle du vecteur d'onde plasmon :  $k_m \sim k'_{ps}$ .

Il existe donc plusieurs façons d'exciter une résonance plasmon de surface, la configuration de Kretschmann-Raether reste la plus utilisée car elle est la plus simple à mettre en œuvre.

### 1.1.4 Mise en évidence expérimentale de la relation de dispersion

Afin d'illustrer la partie théorique qui précède, on se propose de mettre en évidence expérimentalement la relation de dispersion en utilisant la configuration de Kretschmann-Raether.

Le dispositif expérimental utilisé est présenté en figure 1.4. Il est constitué d'une source blanche de type supercontinuum dont le spectre d'émission varie de 420 nm à 2400 nm. Une première lentille sphérique permet de mettre en forme un faisceau parallèle, en plaçant la source dans le plan focal de la lentille. Grâce à un polariseur Glan-Taylor, on sélectionne la polarisation TM, c'est-à-dire que le champ magnétique de l'onde est perpendiculaire au plan d'incidence. Le faisceau est ensuite focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une lentille cylindrique. Cette dernière permet d'imposer une symétrie verticale et d'avoir un faisceau incident couvrant une plage d'angle  $\Delta\theta$ . On aura ainsi plusieurs vecteurs d'onde incidents. Après réflexion sur l'échantillon, le faisceau lumineux est diffracté verticalement par un réseau fonctionnant en transmission. Pour finir, une dernière lentille sphérique permet de reconstituer la relation de dispersion du plasmon de surface sur le capteur d'une caméra CCD. L'axe vertical des images obtenues représente la plage de longueurs d'onde et l'axe horizontal représente l'angle d'incidence.

La largeur du faisceau incident ainsi que la longueur focale de la lentille cylindrique définissent la plage d'angles  $\Delta\theta$ . Ainsi, pour chaque longueur d'onde, on aura un angle d'incidence  $\theta$  pour lequel il y aura résonance plasmon. La figure 1.5 présente la relation de dispersion expérimentale obtenue sur une plage d'angle de  $\Delta\theta = 5^\circ$  pour une couche d'argent d'épaisseur 50 nm. La ligne sombre représente les couples  $(\lambda, \theta)$  pour lesquels il y a résonance plasmon. On peut remarquer une ressemblance claire avec la courbe théorique présentée en 1.5. La ligne en pointillés blanc suit la courbe expérimentale pour une meilleure lisibilité.

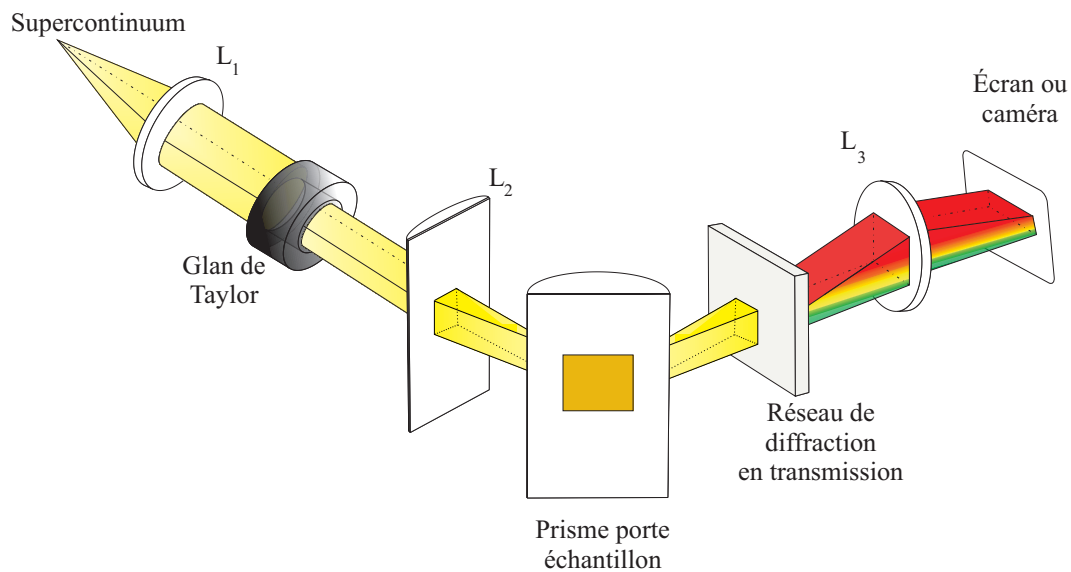


FIG. 1.4 – Dispositif expérimental permettant de mettre en évidence la relation de dispersion d'un plasmon de surface [33].

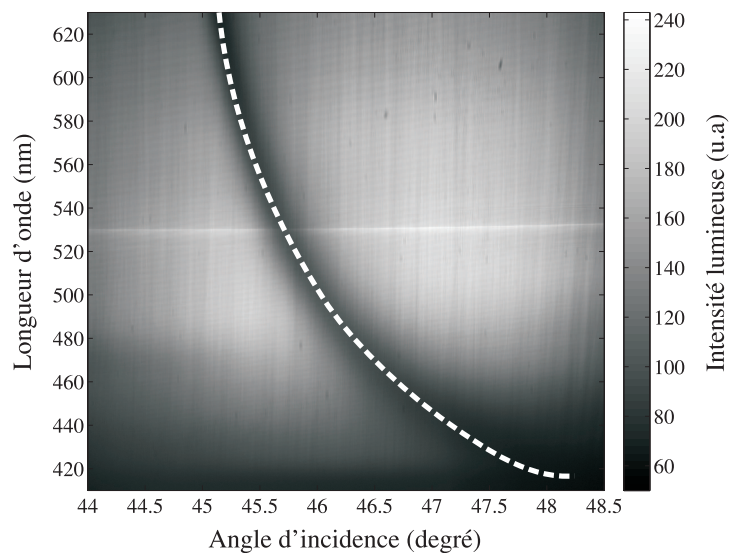


FIG. 1.5 – Relation de dispersion expérimentale d'un plasmon de surface pour une couche d'argent de 50 nm.

## 1.2 Transmission à travers des nano-ouvertures

### 1.2.1 Transmission en statique

La transmission extraordinaire à travers des nanostructures a été mise en évidence pour la première fois par Ebbesen *et al.* en 1998 [2]. Il s'agit du phénomène de transmis-

sion d'une onde électromagnétique à travers des ouvertures de dimension sub-longueur d'onde aménagées dans un film métallique. Alors qu'il était communément admis depuis les travaux de H.A.Bethe [3] qu'une onde électromagnétique ne peut traverser une ouverture (pratiquée dans un film métallique opaque) de diamètre inférieur à sa longueur d'onde<sup>1</sup>, Ebbesen a montré expérimentalement qu'une onde lumineuse peut être transmise à travers des trous cylindriques de 150 nm de diamètre, organisés en réseau de diffraction bidimensionnel de période 900 nm gravé dans un film d'argent de 200 nm d'épaisseur.

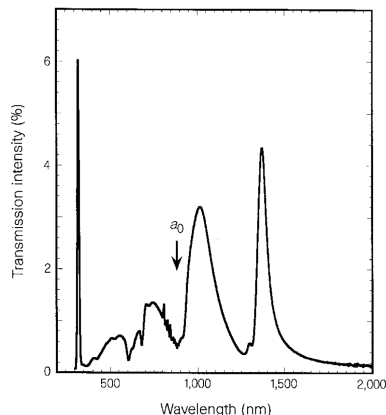


FIG. 1.6 – Spectre de transmission obtenu par Ebbesen *et al.* [2] à travers un réseau de trous cylindriques de 150 nm de diamètre et de 900 nm de période gravé dans un film d'argent de 200 nm d'épaisseur.

L'interprétation avancée par Ebbesen pour expliquer cette transmission repose sur un couplage PS entre les faces supérieure et inférieure de la couche de métal. Cette découverte a attiré la curiosité des chercheurs et de nombreuses études théoriques et expérimentales ont été faites pour mieux comprendre les phénomènes mis en jeu. Schröter et Heitmann [4], puis Porto *et al.* [5], ont étudié la transmission à travers un réseau de fentes infinies (en réseau 1D) et ont ainsi confirmé de manière théorique l'observation faite par Ebbesen *et al.* et validé l'hypothèse sur le rôle des PS. Ils ont mis en évidence l'excitation des modes PS à chaque interface métallique et par conséquent, ont validé l'explication de cette transmission exaltée.

De nombreux travaux concernant l'influence des paramètres géométriques ont été réalisés aussi bien pour des fentes [34, 35], que pour des trous [36, 37] ou des anneaux [38, 39]. Il ressort de ces études que la transmission extraordinaire dépend essentiellement de la

---

<sup>1</sup>En effet, Bethe a montré que le coefficient de transmission est proportionnel à  $\left(\frac{d}{\lambda}\right)^4$  où  $d$  est le diamètre de l'ouverture et  $\lambda$  la longueur d'onde.

---

période des réseaux étudiés. De leur côté, Degiron *et al.* [40] ont étudié expérimentalement l'influence de l'épaisseur de la couche d'argent et ont ainsi démontré que pour une épaisseur de métal supérieure à 570 nm, le couplage n'est plus efficace.

Diverses configurations ont été découvertes permettant d'améliorer la transmission. Par exemple, pour augmenter la transmission à travers une ouverture unique de dimension sub-longueur d'onde dans une couche métallique, il suffit de créer un réseau autour de cette ouverture [41, 42, 43]. Dans le même registre, la transmission lumineuse a pu être augmentée en implantant de façon appropriée un miroir de Bragg [44]. La réflexion de l'onde sur ce miroir vient se combiner en phase avec la lumière transmise et peut ainsi exalter l'intensité lumineuse transmise.

Cette « quête » de l'amélioration de la transmission à travers des nano-ouvertures a conduit à l'étude plus approfondie des modes de cavité. Porto *et al.* ont montré que la transmission exaltée pouvait, dans certains cas, aussi s'expliquer par l'excitation de modes guidés dans les fentes [5]. Comme exemple de forte transmission due aux modes guidés, on peut citer Poujet *et al.* [45] qui ont réussi à atteindre expérimentalement une transmission de 90 % dans le domaine du visible avec un réseau de cavités annulaires.

En quelques années, on a vu l'étude de la transmission exaltée à travers les nanostructures faire croître les taux de transmission de manière impressionnante. Le tableau 1.1 illustre cette évolution.

|                           | Transmission (en %) | Phénomène physique | Domaine     |
|---------------------------|---------------------|--------------------|-------------|
| Ebbesen <i>et al.</i> [2] | 10                  | Couplage plasmon   | Visible     |
| Thio <i>et al.</i> [46]   | 20                  | Couplage plasmon   | Infra-rouge |
| Salvi <i>et al.</i> [47]  | 20                  | Mode guidé         | Visible     |
| Wang <i>et al.</i> [48]   | 30                  | Couplage plasmon   | Infra-rouge |
| Fan <i>et al.</i> [49]    | 80                  | Mode guidé         | Infra-rouge |
| Poujet <i>et al.</i> [45] | 90                  | Mode guidé         | Visible     |

TAB. 1.1 – Tableau comparatif de quelques résultats expérimentaux obtenus pour la transmission exaltée.

On remarque qu'entre la découverte d'Ebbesen *et al.* [2] en 1998 et les résultats obtenus par Poujet *et al.* en 2007 [45], la transmission a été multipliée par 9. Après avoir atteint un fort taux de transmission, le nouvel enjeu de ces dernières années est de pouvoir la commander. Les travaux concernant le contrôle de la transmission sont encore peu nombreux, et on se propose d'en faire état.

### 1.2.2 Commandabilité de la transmission

Avant de commencer cette partie, nous allons définir ce que nous entendons par « commandabilité » de la transmission extraordinaire. Il s'agit d'exploiter tout paramètre pertinent influençant le pic de transmission exaltée afin de pouvoir déplacer ce dernier en changeant le paramètre de commande.

Plusieurs études ont eu pour but de déterminer un moyen de commander la transmission à travers des ouvertures sub-longueur d'onde. Par exemple, Roth *et al.* [13] ont imaginé dans une étude théorique un motif de forme cruciforme possédant des paramètres géométriques différents suivant les axes  $x$  et  $y$  (cf. figure 1.7), pour lequel il est possible de décaler le pic de transmission en modifiant simplement la polarisation de la lumière incidente.

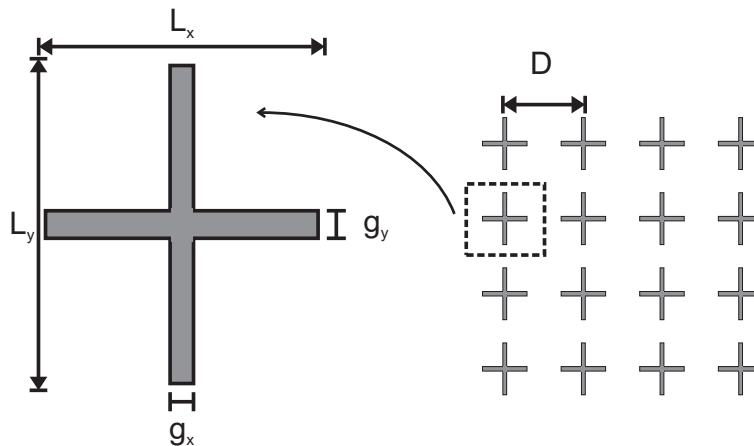


FIG. 1.7 – Exemple de configuration d'un motif cruciforme.

Une autre étude théorique réalisée par Hu *et al.* [50] a montré qu'il est possible de modifier le spectre de transmission à travers des fentes constituées d'un matériau semi-conducteur dopé négativement, c'est-à-dire un matériau dans lequel un excès d'électrons est créé. Ces auteurs montrent qu'en appliquant un champ magnétique externe assez fort sur la structure constituée d'un réseau de fentes, il est possible de modifier la fréquence du mode guidé transmis et de la déplacer vers les basses fréquences. La modification de la polarisation et l'application du champ magnétique sont deux exemples originaux, car couramment dans la littérature, la commandabilité s'effectue de manière électrique.

En effet, avant même la mise en évidence par Ebbesen *et al.* [2] de la transmission exaltée, J.S. Schildkraut [51] avait imaginé un modulateur électro-optique pour la plasmonique. Son idée consistait à faire une étude théorique sur la possibilité de commander la résonance PS en utilisant une couche d'argent dépourvue d'ouvertures sur laquelle un

matériau électro-optique est déposé puis recouvert d'un nouveau film d'argent. Les deux couches d'argent sont alors utilisées comme des électrodes. En appliquant une tension électrique aux bornes de ces dernières, une modification de l'indice de réfraction du matériau électro-optique survient, ce qui a pour effet de modifier la position angulaire de la résonance PS. Wu *et al.* [52] ont repris ce principe en remplaçant le film d'argent par une couche d'ITO (Indium Tin Oxide ou oxyde d'indium dopé à l'étain) et la deuxième électrode par un film d'or structuré par un réseau de fentes. Malgré ces études théoriques, les travaux expérimentaux qui ont abouti à la commandabilité de la transmission exaltée sont rares. En voici quelques exemples.

Shaner *et al.* [14] ont démontré expérimentalement le fait qu'il est possible de commander la transmission optique à travers un réseau d'ouvertures circulaires de  $1,25\ \mu\text{m}$  de diamètre et de  $2,4\ \mu\text{m}$  de période permettant une transmission exaltée dans le moyen infrarouge. Pour ce faire, les nanostructures sont fabriquées sur un substrat semi-conducteur. En appliquant un courant continu sur les électrodes latérales de l'échantillon, une augmentation de la température au niveau du semi-conducteur induit un décalage du spectre de transmission vers les basses longueur d'ondes. La figure 1.8 illustre le dispositif caractérisé ainsi que les spectres de transmission pour différentes valeurs du courant appliqué à l'échantillon.

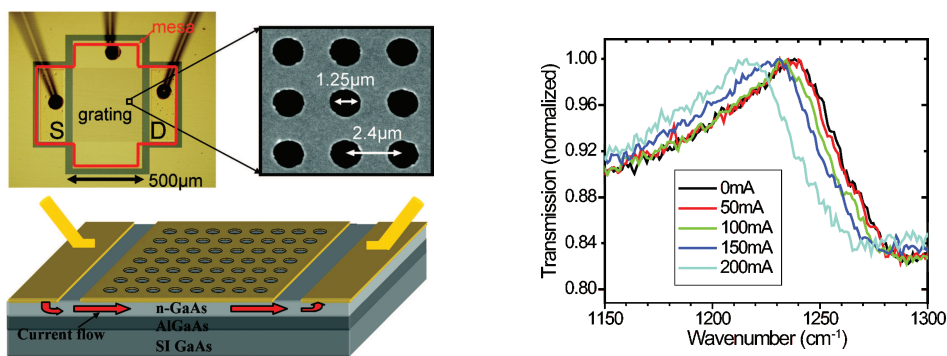


FIG. 1.8 – Dispositif mis en place par Shaner *et al.* et spectres de transmission pour différentes valeurs de courant appliqué [14].

Dickson *et al.* [15] ont effectué des travaux fondés sur le même principe, c'est-à-dire sur une modification de l'indice de réfraction du substrat cette fois-ci par voie électro-optique. Dans cette étude, le substrat est composé d'une couche de cristal liquide sur laquelle sont fabriquées les nanostructures permettant une transmission exaltée dans le domaine du visible. Les cristaux liquides sont des milieux anisotropes constitués d'une phase intermédiaire entre l'état cristallin et l'état liquide. Sous l'application d'un champ électrique



externe, l'orientation des cristaux est modifiée, ce qui influe sur l'indice de réfraction du matériau. La figure 1.9 illustre la configuration choisie ainsi que le comportement du spectre de transmission en fonction de la tension appliquée sur les cristaux liquides. On observe un déplacement du pic de transmission vers les basses longueurs d'onde avec l'augmentation de la tension électrique appliquée aux bornes des cristaux liquides.

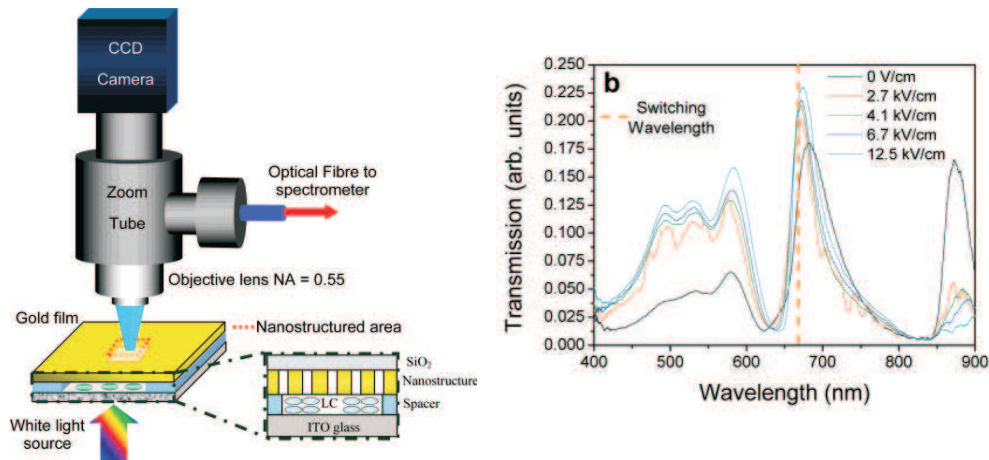


FIG. 1.9 – Dispositif mis en place par Dickson *et al.* et spectres de transmission pour différentes valeurs de courant appliqué [15].

Les différents phénomènes qui permettent de commander la transmission exaltée à travers des nano-ouvertures reposent en général sur une modification commandable de l'indice de réfraction. Dans notre cas, le but est de maîtriser la transmission en utilisant les propriétés acousto-optiques du niobate de lithium. Au préalable, il nous faut présenter brièvement le domaine des interactions acousto-optiques.

### 1.3 Interactions acousto-optiques

Le phénomène d'interaction de la lumière avec les ondes acoustiques a été prédit par Brillouin en 1922 [53]. La théorie prévoit qu'un liquide traversé par une onde ultrasonore provoque des variations périodiques de contraintes qui créent, par effet photoélastique, des modifications de l'indice de réfraction générant un réseau de diffraction pour la lumière. En 1930, Gross met expérimentalement en évidence le phénomène de diffusion de la lumière par les ultrasons [54]. En 1932, Lucas et Biquard en France [55] et Debye et Sears aux États-Unis [56] font les premières expériences de diffraction de la lumière par des ultrasons. En 1936, Raman et Nath développent le modèle d'interaction acousto-optique pour plusieurs ordres [57]. Il faudra attendre 1956 pour que Phariseau réalise

cette expérience [58]. Les résultats de Brillouin ont entraîné toute une série d'études à la fois théoriques et expérimentales, mais c'est avec l'apparition du laser dans les années soixante que l'acousto-optique a connu un essor spectaculaire lui permettant de devenir une discipline à part entière. En effet, l'avènement du laser ainsi que le développement des céramiques piézoélectriques ont fait naître de nombreux dispositifs fondés sur l'effet acousto-optique. Ces composants optoélectroniques permettent de moduler la lumière aussi bien en amplitude qu'en phase, de défléchir un faisceau lumineux, ou encore de décaler la fréquence optique d'un laser.

### 1.3.1 Principes de base de l'acousto-optique et applications

#### 1.3.1.1 Principes de base de l'acousto-optique

La plupart des dispositifs acousto-optiques exploitent le phénomène de diffraction de la lumière par une onde acoustique dans un milieu transparent à la longueur d'onde lumineuse considérée. Le principe repose sur le fait qu'une onde acoustique produite par un transducteur va modifier les propriétés optiques du milieu lors de son passage. Cette modification due aux déformations mécaniques induites par l'onde acoustique est une conséquence de l'effet photoélastique. Plus précisément, on obtiendra une variation périodique de l'indice de réfraction du matériau de même période que celle de l'onde acoustique qui se comportera comme un réseau de pas  $\Lambda = \frac{2\pi v}{\omega_A}$ , où  $\Lambda$  est la longueur d'onde acoustique,  $v$  la célérité de l'onde acoustique et  $\omega_A$  la fréquence angulaire de l'onde acoustique. La célérité de l'onde acoustique  $v$  étant très faible devant celle des photons, le réseau créé par l'onde acoustique peut être considéré comme stationnaire vis-à-vis du faisceau lumineux incident, l'effet du déplacement se traduisant principalement par un décalage en fréquence ou effet Doppler. Sous certaines conditions, ce réseau a la propriété de diffracter efficacement la lumière. La figure 1.10 illustre une expérience typique de diffraction de la lumière dans laquelle l'onde lumineuse est soit une onde plane, soit un faisceau gaussien de diamètre  $D \approx 5\Lambda$ . Il faut que la lumière « voit » un réseau d'indice constitué d'au moins quelques périodes pour que le phénomène de diffraction soit efficace [59].

On distingue conventionnellement deux régimes de diffraction de la lumière par une onde acoustique. Pour les différencier, on utilise le paramètre de Klein et Cook [60] dont l'expression est donnée par l'équation 1.8

$$Q = \frac{\lambda \cdot L}{\Lambda^2} \quad (1.8)$$

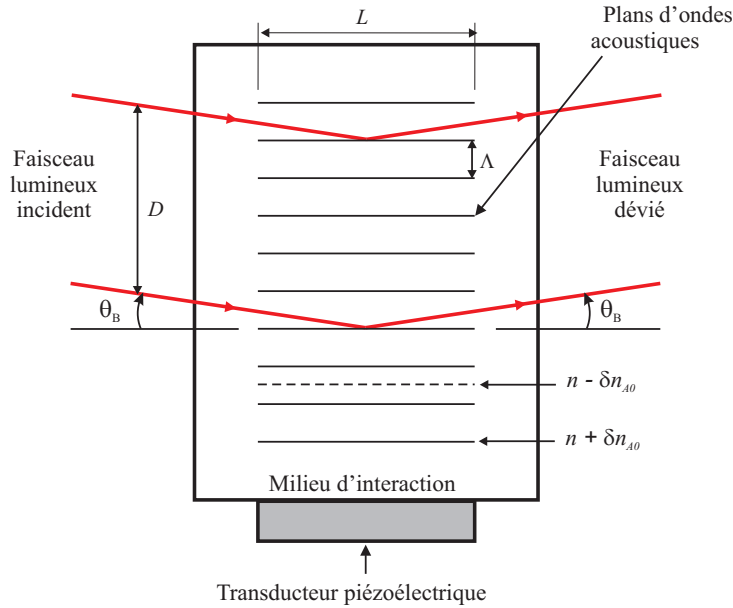


FIG. 1.10 – Expérience typique de diffraction acousto-optique en régime de Bragg.

où  $\lambda$  est la longueur d'onde lumineuse dans le milieu d'interaction de la longueur  $L$ . Cette dernière notion est illustrée sur la figure 1.10.

Si  $Q \gg 1$ , on se trouve dans le régime de Bragg. L'interaction est alors maximale pour une onde incidente à  $\theta_B$  et la lumière peut être diffractée dans un seul ordre ( $-1$  pour le Stokes et  $+1$  pour l'anti-Stokes). L'angle de déviation du faisceau lumineux est dans ce cas égal à :

$$\theta_{\text{diffracté}} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right) \quad (1.9)$$

avec  $\theta_B$  l'angle de Bragg égal à  $\frac{1}{2}\theta_{\text{diffracté}}$ . À la résonance de Bragg, la proportion  $\eta$  de lumière diffractée (appelée efficacité de diffraction) est donnée par l'équation 1.10 :

$$\eta = \sin^2\left(\frac{\xi}{2}\right) \quad \text{avec} \quad \xi = \frac{2\pi L}{\lambda_0} \Delta n_{AO} \quad (1.10)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde optique dans le vide et  $\Delta n_{AO}$  est l'amplitude des variations de l'indice de réfraction dues à l'effet photoélastique.

Quand  $Q \ll 1$ , la lumière est généralement diffractée dans plusieurs directions correspondant aux différents ordres de diffraction désignés par  $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J$ . Nous parlons, cette fois-ci de régime de diffraction de Raman et Nath. En incidence normale (mesurée par rapport à la direction de propagation de l'onde acoustique), les angles de diffraction

de chaque ordre  $j$  sont donnés par :

$$\theta_j = j \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (1.11)$$

L'intensité des faisceaux diffractés d'ordre  $j$  s'écrit :

$$\frac{I_j}{I_{inc}} = J_j^2(\xi) \quad (1.12)$$

où  $J_j$  sont les fonctions de Bessel de première espèce et d'ordre  $j$  et  $I_{inc}$  l'intensité lumineuse incidente. La figure 1.11 montre les intensités lumineuses pour la diffraction dans le régime de Raman et Nath en fonction du paramètre  $\xi$  qui apparaît dans l'équation 1.10 et qui est généralement appelé indice de modulation.

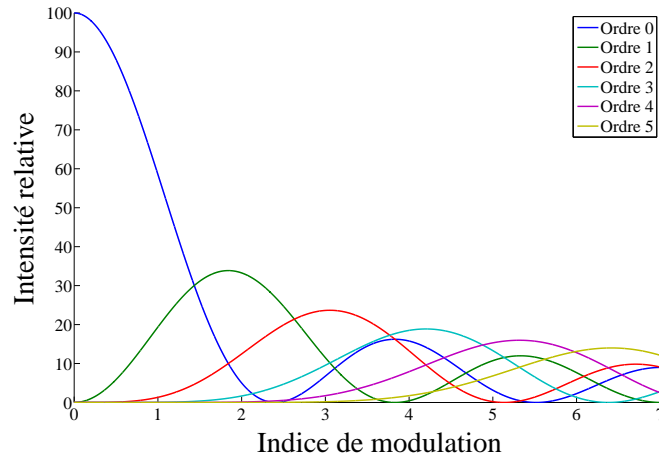


FIG. 1.11 – Intensité relative des différents ordres des raies de diffraction en fonction de l'indice  $\xi$  de modulation dans le régime de Raman et Nath.

Pour les indices de modulation faibles, seuls les ordres  $+1$  et  $-1$  apparaissent, symétriques par rapport au faisceau central. Les pulsations optiques de chaque ordre de faisceau diffracté ( $\omega_j$ ) sont modifiées comme le montre l'équation 1.13 :

$$\omega_j = \omega \pm j \cdot \omega_A \quad (1.13)$$

où  $\omega_A$  est la fréquence angulaire de l'onde acoustique et  $\omega$  celle de l'onde optique.

Maintenant que le principe de base des interactions acousto-optiques a été exposé, intéressons nous aux applications possibles.

### 1.3.1.2 Quelques applications de l'acousto-optique

Les avancées technologiques de ces dernières décennies telles que l'invention du laser, les progrès constants concernant la génération des ondes acoustiques et l'évolution des techniques de croissance de cristaux à propriétés photo-élastiques ont permis le développement d'un grand nombre de dispositifs avec divers champs d'applications. On peut classer ces applications en deux grandes catégories qui sont l'acousto-optique de volume et l'acousto-optique intégrée.

L'acousto-optique de volume fait intervenir des ondes acoustiques et lumineuses qui ont une propagation libre dans le milieu d'interaction. Les applications utilisant la cellule de Bragg sont nombreuses, on peut citer : les modulateurs [61], les défecteurs [62], les commutateurs [63] et les filtres accordables [64]. Les applications commerciales utilisant les interactions acousto-optiques sont multiples : les imprimantes laser, les scanners, l'imagerie médicale, les vélocimètres lasers, les analyseurs de polarisation, les filtres spatiaux, etc.

Contrairement à l'acousto-optique de volume où les ondes lumineuses sont en propagation libre, l'acousto-optique intégrée exploite les propriétés des ondes guidées. Un guide optique plan est caractérisé par trois indices de réfraction : celui du guide, celui du substrat et celui du superstrat qui est le plus souvent constitué d'air. Le confinement dans un guide optique plan est dû au fait que les rayons lumineux subissent des réflexions totales sur les parois qui le limitent, c'est pourquoi il est indispensable qu'il soit entouré de tous côtés de milieux d'indice inférieur au sien. L'acousto-optique intégrée exploite la particularité des ondes acoustiques de Rayleigh, qui sont des ondes confinées à la surface des solides sur une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde acoustique. On reviendra plus en détail sur les propriétés physiques de ces ondes par la suite. Ce phénomène est utilisé par exemple pour réaliser des modulateurs de phase acousto-optique [65], des filtres acousto-optique de surface accordable [66], des analyseurs de puissance spectrale acousto-optique [67], etc.

Le travail de thèse rapporté dans la suite de ce manuscrit est placé dans le domaine de l'acousto-optique de surface. Le but ici est de créer des modulateurs acousto-plasmoniques ou des dispositifs acousto-plasmoniques à transmission exaltée commandable.

## 1.3.2 Acousto-plasmonique

Dans certains cas, les ondes acoustiques et les plasmons de surface sont utilisés simultanément sans qu'il y ait d'interaction entre elles. En effet, certains capteurs biolo-

---

giques utilisent ces deux phénomènes pour collecter des informations à la fois optiques et acoustiques sur l'évolution de réactions chimiques [68]. Des études faisant interagir les deux types d'ondes ont toutefois été menées, on peut les classer en deux catégories : les expériences où les ondes acoustiques sont engendrées par des ondes optiques, ou sont caractéristiques du milieu (comme les phonons acoustiques qui donnent la distribution de l'énergie d'origine thermique dans les matériaux) et celles où les ondes acoustiques sont générées afin de modifier les propriétés du milieu (comme des PS dans notre cas).

On peut placer dans la première catégorie les travaux de J-M Nunzi [69], qui montrent qu'il est possible de coupler des ondes acoustiques et un plasmon de surface, par l'intermédiaire d'un réseau induit par effet thermoélastique. L'excitation optique d'un tel réseau se fait par l'interférence de deux impulsions picosecondes. En effet, l'interférence des impulsions picosecondes génère un réseau thermique stationnaire qui disparaît ensuite par diffusion. Pendant ce temps, deux ondes acoustiques se propagent en sens inverse et forment une onde stationnaire. À cette onde stationnaire correspond un réseau dynamique d'indice qui permet le couplage d'une onde de volume et du plasmon de surface lui correspondant. On peut citer également dans la même catégorie les travaux de Large *et al.* [70] qui étudient le couplage de phonons optiques dus à la diffusion Raman et d'un plasmon de surface localisé dans des nano-objets constitués d'argent.

Concernant les études où l'onde acoustique est générée afin d'influer sur les propriétés du milieu, on peut citer les travaux effectués par H.Talaat *et al.* [71] et de Sun *et al.* [72]. Ces études expérimentales sont assez similaires, c'est pourquoi on ne présentera que celle effectuée par Sun *et al.* Ces auteurs ont, en effet, démontré théoriquement et expérimentalement l'interaction entre ondes acoustiques de surface et plasmon de surface. Afin d'exciter la résonance plasmon, la configuration de Kretschmann-Raether est utilisée. Un film d'argent de 50 nm est déposé sur un prisme en niobate de lithium. Des transducteurs à peignes interdigités sont ensuite placés de part et d'autre du film d'argent ce qui permet de générer des ondes acoustiques de surface à l'interface argent/air. La figure 1.12 illustre le dispositif et les résultats obtenus par Sun *et al.* Dans cette étude, le niobate est utilisé pour ses propriétés acoustiques. L'onde acoustique de surface va former un réseau de diffraction à la surface du substrat. Ce qui aura pour effet de générer des ordres de diffraction réfléchis modulés à la fréquence de fonctionnement du transducteur. Ces ordres sont caractérisés par « creux » supplémentaire au niveau de l'intensité réfléchie (cf.1.12).

Une étude théorique réalisée par Gérard *et al.* [73] à laquelle j'ai participé, a montré qu'il est possible de commander acoustiquement la transmission exaltée à travers un réseau de fentes en or de période  $D = 650$  nm, de largeur de fente  $d = 100$  nm et de hauteur

---

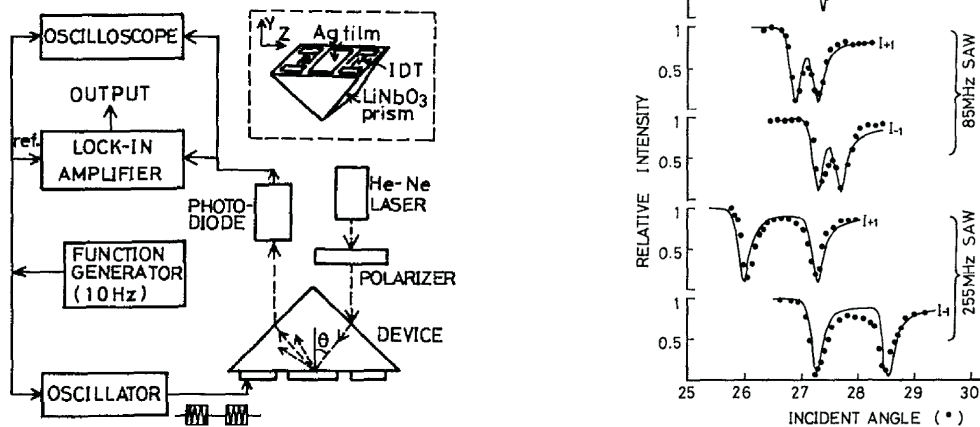


FIG. 1.12 – Dispositif expérimental mis en œuvre par Sun *et al.* [72] pour l'étude de la modulation de PS par une onde acoustique de surface.

$h = 90$  nm fabriqué sur du niobate de lithium. En effet, en générant une onde acoustique de surface de haute fréquence, il est possible grâce à l'effet photo-élastique de générer une différence d'indice assez forte à la surface du substrat pour commander en longueur d'onde la transmission exaltée caractéristique de la structure.

Cette étude a fourni le cadre initial de mes travaux de thèse. Une différence notable avec ce qui est rapporté dans les chapitres suivants est que le réseau d'or proposé par Gérard *et al.* [73] est enterré dans le niobate de lithium, tandis qu'il est disposé à la surface dans nos travaux.

## 1.4 Conclusion

Nous avons présenté les principales notions physiques intervenant dans les dispositifs de commandabilité acousto-plasmonique de la transmission exaltée que nous allons développer par la suite. Après la mise en place de ces bases, nous allons, dans le chapitre suivant, nous atteler à la première tâche qui consiste en l'élaboration et l'optimisation d'une structure composée d'ouvertures sub-longueur d'onde avec un pic de transmission suffisamment fin pour permettre une commandabilité. Une fois une telle configuration trouvée, nous passerons à l'étude du dispositif acoustique de commande.





## Chapitre 2

# Étude de structures sub-longueur d'onde

Comme nous l'avons vu précédemment, le but de cette thèse est de mettre au point un modulateur acousto-plasmonique fondé sur la modulation acoustique de la transmission exaltée à travers des nanostructures. La première étape est donc de déterminer une configuration de nanostructures disposant d'un pic en transmission qui soit fin spectralement et donc très sensible à la moindre variation de son environnement. Nous débutons par une étude préalable de la transmission à travers une nanostructure constituée d'un réseau sub-longueur d'onde posé sur un substrat de niobate de lithium. L'objectif est de dégager une configuration répondant à nos exigences. Ce chapitre s'organise de la manière suivante : dans un premier temps, nous présenterons la méthode numérique qui nous a permis de déterminer les paramètres des nanostructures permettant une transmission exaltée. Nous présenterons ensuite les contraintes auxquelles nous sommes soumis en termes de fabrication et de caractérisation avant de donner les paramètres des nanostructures que nous avons choisis. Nous détaillerons par la suite le procédé de fabrication qui a servi à la réalisation des nanostructures. Les premières caractérisations nous ont amené à effectuer une étude supplémentaire concernant l'influence du caractère fini des structures. Pour cette seconde étude, nous avons utilisé des codes de calcul basés sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel, ce qui nous permettra de confronter la théorie aux résultats expérimentaux. Enfin, afin de compléter notre étude, nous terminerons avec une caractérisation par microscopie en champ proche optique.

---

## 2.1 Méthode modale de Fourier

La méthode que nous allons utiliser pour modéliser la diffraction par la structure sub-longueur d'onde (il s'agit, ici, d'un réseau de diffraction 1D) est la très populaire méthode modale de Fourier (FMM pour « Fourier Modal Method ») connue aussi sous le nom de « Rigorous Coupled Wave Analysis » (RCWA). Elle permet de calculer l'énergie transportée par chacune des ondes diffractées portées par chaque ordre ainsi que la carte des champs n'importe où dans l'espace. C'est une méthode rigoureuse basée sur la résolution des équations de Maxwell. Historiquement, cette méthode fut introduite par Knop [74] puis popularisée par Moharam et Gaylord [75] dans le cas des réseaux lamellaires. A l'origine elle a été développée afin de calculer les efficacités de diffraction de réseaux utilisés pour la spectroscopie. Par la suite, cette méthode a été étendue à des configurations plus complexes telles que les systèmes multicouches diélectriques ou métalliques ou encore les milieux anisotropes. Le succès actuel de cette approche provient de deux améliorations majeures introduites au cours de la dernière décennie. Le premier problème majeur dont souffrait la méthode était celui des instabilités numériques dues à l'utilisation de l'algorithme des matrices de transfert (« T-matrix algorithm ») pour résoudre le système algébrique issu des conditions aux limites. Cette difficulté a été levée par l'utilisation de l'algorithme des matrices S (« S-matrix algorithm ») et de quelques unes de ses variantes [76, 77], comme nous le montrerons plus loin. Le deuxième problème était celui de la convergence de la méthode dans le cas de la polarisation TM pour les réseaux métalliques. Ce problème fut résolu, de manière intuitive, simultanément par Granet et Guizal [76] d'une part et Lalanne et Moris [78] d'autre part ; puis une démonstration mathématique rigoureuse fut donnée par L. Li [79]. Ces améliorations ont donné une seconde jeunesse à cette méthode qui se trouvait impuissante devant des réseaux anisotropes ou encore des réseaux croisés (réseaux bipériodiques) [80]. Dans un premier temps, nous présenterons le formalisme de la FMM enrichie de ces derniers raffinements numériques. Dans un deuxième temps, nous exploiterons des codes de calcul issus de ce formalisme afin de déterminer les paramètres opto-géométriques répondant au cahier des charges que nous présenterons dans la suite de ce manuscrit.

---

### 2.1.1 Position du problème de diffraction et présentation de la FMM

Il est bien connu qu'une onde plane incidente sur un milieu périodique donne naissance à plusieurs ondes planes diffractées réfléchies et transmises (cf. figure 2.1). La répartition géométrique de ces ondes est donnée par la loi des réseaux selon laquelle la composante parallèle du vecteur d'onde de l'onde diffractée  $k_{xn}$  est donnée en fonction de celle de l'onde incidente  $k_x$  selon la relation :

$$k_{xn} = k_x + nK \quad (2.1)$$

avec  $K = \frac{2\pi}{d}$ , dite pulsation spatiale et  $n$  un nombre entier relatif. Cette loi donne les directions des ordres diffractés, cependant elle ne nous renseigne pas sur la répartition de l'énergie dans les différents ordres. La recherche des efficacités de diffraction constitue ce que l'on appelle le problème des réseaux.

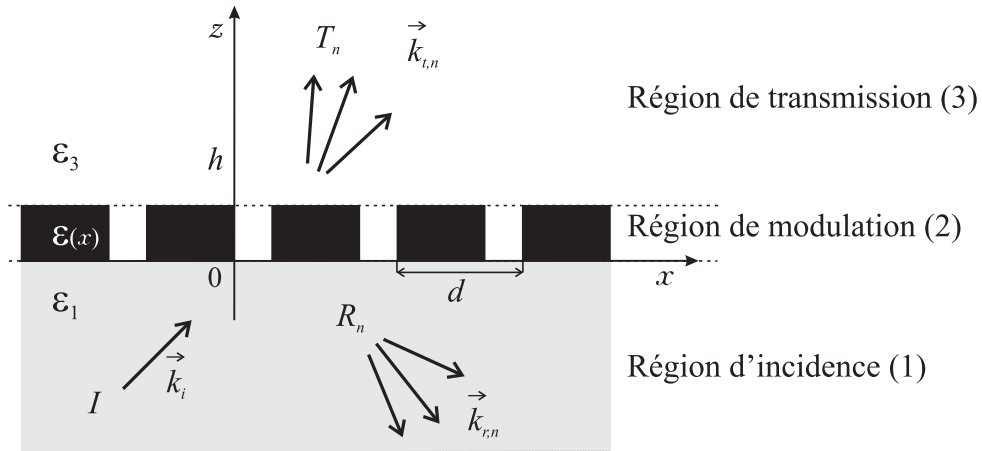


FIG. 2.1 – Schéma de principe de la structure modélisée par la méthode modale de Fourier.

Pour résoudre ce problème, le modèle utilisé repose sur les équations de Maxwell :

$$\text{Équation de Maxwell-Faraday} \quad \text{rot} \vec{E} = -\partial_t \vec{B} \quad (2.2)$$

$$\text{Conservation du flux} \quad \text{div}(\vec{B}) = 0 \quad (2.3)$$

$$\text{Équation de Maxwell-Gauss} \quad \text{div}(\vec{D}) = \rho \quad (2.4)$$

$$\text{Équation de Maxwell-Ampère} \quad \text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \partial_t \vec{D} \quad (2.5)$$

où  $\rho$  est la densité volumique de charge et  $\vec{j}$  la densité de courant. L'équation 2.2 décrit le phénomène d'induction électromagnétique. L'équation 2.3 exprime l'absence de

charge magnétique et la conservation du flux de  $\vec{B}$ .

À ces équations, il faut ajouter les relations constitutives qui, pour un milieu linéaire, homogène et isotrope s'écrivent :

$$\vec{D} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E} \quad (2.6)$$

$$\vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H} \quad (2.7)$$

où  $\varepsilon_0$  représente la permittivité diélectrique du vide,  $\varepsilon_r$  la permittivité diélectrique relative du milieu,  $\mu_0$  la perméabilité magnétique absolue du vide et  $\mu_r$  la perméabilité magnétique relative du milieu. Tout au long de notre étude, nous considérons des milieux non magnétiques, donc  $\mu_r = 1$ . En outre, nous supposons une dépendance temporelle en  $e^{-i\omega t}$  qui sera sous entendue tout au long du manuscrit.

La méthode générale consiste à décomposer l'espace en différents domaines, dans lesquels les équations sont plus ou moins faciles à résoudre, effectuer la résolution, puis écrire les conditions aux limites imposant les continuités des champs aux interfaces entre ces domaines. Dans le cas de la FMM, l'espace est divisé en trois régions (cf. figure 2.1) :

- Région d'incidence : région homogène de permittivité  $\varepsilon_1$  définie pour  $z \leq 0$ .
- Région du réseau ou zone modulée : région inhomogène de permittivité  $\varepsilon(x)$  définie pour  $0 \leq z \leq h$ .
- Région de transmission : région homogène de permittivité  $\varepsilon_3$  définie pour  $z \geq h$ .

Avec les notations de la figure 2.1, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_y H_z - \partial_z H_y = -i\omega \varepsilon \varepsilon_0 E_x \\ \partial_z H_x - \partial_x H_z = -i\omega \varepsilon \varepsilon_0 E_y \\ \partial_x H_y - \partial_y H_x = -i\omega \varepsilon \varepsilon_0 E_z \end{array} \right. \quad (2.8) \quad \left\{ \begin{array}{l} \partial_y E_z - \partial_z E_y = i\omega \mu_0 H_x \\ \partial_z E_x - \partial_x E_z = i\omega \mu_0 H_y \\ \partial_x E_y - \partial_y E_x = i\omega \mu_0 H_z \end{array} \right. \quad (2.9)$$

L'invariance supposée de la structure par rapport à la direction  $y$  permet de séparer ce système de six équations en deux systèmes indépendants de trois équations chacun :

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_z H_y = i\omega \varepsilon \varepsilon_0 E_x \\ \partial_x H_y = -i\omega \varepsilon \varepsilon_0 E_z \\ \partial_z E_x - \partial_x E_z = i\omega \mu_0 H_y \end{array} \right. \quad (2.10) \quad \left\{ \begin{array}{l} \partial_z E_y = -i\omega \mu_0 H_x \\ \partial_x E_y = i\omega \mu_0 H_z \\ \partial_z H_x - \partial_x H_z = -i\omega \varepsilon \varepsilon_0 E_y \end{array} \right. \quad (2.11)$$

Le premier groupe d'équations 2.10 correspond au cas dit transverse magnétique (TM : champ magnétique parallèle à la direction d'invariance de la structure) tandis que le second 2.11 correspond au cas transverse électrique (TE : champ électrique parallèle à la

direction d'invariance de la structure).

Dans ce qui suit, nous allons développer uniquement le cas TM puisque c'est celui qui correspond à la configuration expérimentale que nous allons mettre en place. Le lecteur intéressé peut se reporter à la littérature, plus qu'abondante à ce sujet, pour une présentation plus complète de la FMM [79, 80]. Lorsqu'une onde plane éclaire un réseau de diffraction tel que celui de la figure 2.1, elle donne naissance à des ondes réfléchies dans le milieu d'incidence et à des ondes transmises dans le milieu de transmission. Dans le milieu d'incidence, la composante  $y$  du champ magnétique s'écrit :

$$H_{1y}(x, z) = I e^{ik_x x + ik_z z} + \sum_{n \in Z} R_n e^{ik_{xn} x + ik_{1zn} z} \quad (2.12)$$

$I$  représente l'amplitude de l'onde incidente,  $R_n$  l'amplitude complexe de la  $n^{\text{ième}}$  onde réfléchie avec  $k_{xn}^2 + k_{1zn}^2 = k_1^2$  et  $k_1 = 2\pi \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\lambda}$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde de l'onde incidente dans le vide. De la même manière, le champ transmis peut s'écrire :

$$H_{3y}(x, z) = \sum_{n \in Z} T_n e^{ik_{xn} x + ik_{3zn} z} \quad (2.13)$$

$T_n$  représente l'amplitude complexe de la  $n^{\text{ième}}$  onde transmise avec  $k_{xn}^2 + k_{3zn}^2 = k_3^2$  et  $k_3 = 2\pi \frac{\sqrt{\varepsilon_3}}{\lambda}$ . Les deux développements ci-dessus sont connus sous la dénomination de *développements de Rayleigh*. Ils expriment la façon dont la périodicité de la structure agit sur l'onde incidente : la périodicité du réseau induit une pseudo-périodicité des champs. Ces développements correspondent aux solutions de l'équation de propagation dans les milieux d'incidence et de transmission. Reste à trouver la solution de l'équation de propagation dans la zone modulée avant d'écrire les conditions de continuité des champs.

En éliminant  $E_x$  et  $E_z$  du système d'équations 2.10, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{\varepsilon(x)} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right] + \frac{1}{\varepsilon(x)} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + k_0^2 H_y(x, z) = 0 \quad (2.14)$$

où  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ . La périodicité de  $\varepsilon(x)$  et de son inverse autorise un développement en séries de Fourier :

$$\varepsilon(x) = \sum_{p \in Z} \varepsilon_p e^{2ip\pi \frac{x}{d}} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\varepsilon(x)} = \sum_{p \in Z} \eta_p e^{2ip\pi \frac{x}{d}} \quad (2.15)$$

Le champ dans cette zone est aussi pseudo-périodique, c'est-à-dire que le champ divisé

par  $e^{ik_x x}$  est une fonction périodique (conséquence de la périodicité de la structure ; ce résultat est connu sous le nom de théorème de Floquet-Bloch), ce qui donne :

$$H_{2y}(x, z) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} h_n(z) e^{ik_x n x} \quad (2.16)$$

Cette expression correspond à un développement du champ magnétique en série de Fourier généralisée. En introduisant les développements 2.15 et 2.16 dans l'équation 2.14, on trouve :

$$\sum_{n \in \mathbb{Z}} \left( \sum_{p \in \mathbb{Z}} \eta_{n-p} \frac{\partial^2 h_p(z)}{\partial z^2} - \sum_{p \in \mathbb{Z}} k_{xn} \eta'_{n-p} k_{xp} h_p(z) + k_0^2 h_n(z) \right) e^{ik_x n x} = 0 \quad (2.17)$$

où les  $\eta'_{n-p}$  sont les coefficients obtenus en appliquant la règle inverse de factorisation des produits de séries de Fourier [79]. Concrètement, ils sont obtenus comme les coefficients de la matrice inverse de la matrice toeplitz dont l'élément  $(n, p)$  est donné par  $\varepsilon_{n-p}$ . Sous forme matricielle, cette écriture prend la forme simple :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{H}(z)}{\partial z^2} = A \mathcal{H}(z) \quad (2.18)$$

Avec

$$\mathcal{H}(z) = [\dots, h_{-1}(z), h_0(z), h_1(z), \dots]^T$$

et

$$A = \left[ \left[ \frac{1}{\varepsilon} \right] \right]^{-1} (\mathbf{k}_x [|\varepsilon|]^{-1} \mathbf{k}_x - k_0^2 I_d)$$

où  $[|\varepsilon|]_{np} = \varepsilon_{n-p}$ ,  $I_d$  représente la matrice identité et  $\mathbf{k}_x = \text{diag}(\dots, k_{x,-1}, k_{x0}, k_{x1}, \dots)$ . La solution générale de ce système infini d'équations différentielles couplées s'exprime sous la forme :

$$\mathcal{H}(z) = P (e^{Dz} a + e^{-Dz} b) \quad (2.19)$$

où  $D$  et  $P$  sont, respectivement, les matrices des racines carrées des valeurs propres et des vecteurs propres associés de la matrice  $A$ . Maintenant que nous disposons des solutions des équations d'onde dans les trois régions, procédons à l'écriture des conditions aux limites afin de pouvoir déterminer les amplitudes complexes  $R = [\dots, R_{-1}, R_0, R_1, \dots]^T$ ,  $a = [\dots, a_{-1}, a_0, a_1, \dots]^T$ ,  $b = [\dots, b_{-1}, b_0, b_1, \dots]^T$  et  $T = [\dots, T_{-1}, T_0, T_1, \dots]^T$ . Aux interfaces inférieure  $z = 0$  et supérieure  $z = h$ , les champs tangentiels  $H_y(z)$  et  $E_x(z)$  doivent être continus. Sous forme matricielle tout ceci se résume comme suit :

$$z = 0 \quad \begin{cases} I + R = P(a + b) \\ ik_{1z}(I - R) = P'(a - b) \end{cases} \quad (2.20)$$

$$z = h \quad \begin{cases} P(\phi a + \phi^{-1}b) = T \\ P'(\phi a - \phi^{-1}b) = ik_{3z}T \end{cases} \quad (2.21)$$

$$\text{avec } k_{pz} = \frac{\text{diag}(\dots, k_{pz,-1}, k_{pz0}, k_{pz1}, \dots)}{\varepsilon_p} \quad \text{pour } p = 1, 3,$$

$$I = [\dots, 0, 1, 0, \dots], \quad P' = \left[ \begin{array}{c} 1 \\ \varepsilon \end{array} \right] P \quad \text{et} \quad \phi = e^{Dh}.$$

Nous nous retrouvons donc avec un système matriciel d'équations algébriques à quatre inconnues ( $R$ ,  $a$ ,  $b$  et  $T$ ) et quatre équations. Il existe plusieurs façons (substitutions) de résoudre ce système. Par exemple, en utilisant le formalisme des matrices de transfert (« T-matrix algorithm ») dont le principe est de dire qu'une matrice  $\mathbf{T}$  relie les amplitudes d'un côté d'une interface à celles de l'autre côté. Il s'avère que cette méthode conduit à des instabilités numériques. Un schéma plus stable que nous avons utilisé dans nos codes de calcul est celui des matrices de « scattering » (« S-matrix algorithm ») dont le principe est fondé sur le fait qu'une matrice  $\mathbf{S}$  relie les amplitudes sortantes aux amplitudes entrantes. Une fois les différentes amplitudes obtenues, il est possible de calculer tous les champs partout dans l'espace ainsi que les différentes efficacités réfléchies et transmises dont nous donnons les expressions ci-dessous (pour l'ordre  $n$ ) :

$$r_n = Re \left( \frac{k_{1zn}}{k_{1z0}} \right) |R_n|^2 \quad \text{et} \quad t_n = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3} Re \left( \frac{k_{3zn}}{k_{1z0}} \right) |T_n|^2 \quad (2.22)$$

Pour obtenir les efficacités réfléchies et transmises totales, il suffit de sommer les différents ordres. Maintenant que nous avons présenté le principe de la FMM, nous pouvons utiliser le code mis à notre disposition.

### 2.1.2 Détermination de la configuration

L'objectif est de déterminer une configuration simple répondant aux contraintes technologiques et expérimentales auxquelles nous sommes soumis. Pour cela, il nous faut tout d'abord définir le cahier des charges et présenter les choix qui nous permettent d'y répondre. Puis, grâce au code de calcul mis à notre disposition, nous pourrions alors déterminer la configuration idéale.

### 2.1.2.1 Choix des matériaux

#### - Le substrat

Le but de nos travaux est de concevoir des dispositifs acousto-plasmoniques commandables, il est donc indispensable de choisir un substrat possédant des propriétés acousto-optiques. Le niobate de lithium est un matériau possédant des propriétés piézoélectriques intéressantes pour un usage en transduction acoustique.

Les propriétés piézoélectriques et acoustiques du niobate de lithium seront détaillées dans la partie consacrée à l'étude du dispositif acoustique. En ce qui concerne ses propriétés optiques, le niobate de lithium est un matériau anisotrope uniaxe négatif, c'est-à-dire que l'indice ordinaire est supérieur à l'indice extraordinaire. Il est transparent aux longueurs d'onde optiques et est caractérisé optiquement par son tenseur permittivité diélectrique relative 2.23 écrit dans ses axes propres :

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

L'indice ordinaire et l'indice extraordinaire sont déterminés à partir des relations de Sellmeier données par les expressions suivantes [81] :

$$n_o = \sqrt{4.9048 - \frac{0.11768}{(0.0475 - \lambda^2)} - (0.027169 \times \lambda^2)} \quad (2.24)$$

$$n_e = \sqrt{5.35596 + \frac{0.10048}{\lambda^2 - 0.04281} + \frac{100.007915}{\lambda^2 - 128.805929} - 1.5334 \cdot 10^{-2} \times \lambda^2} \quad (2.25)$$

où  $\lambda$  représente la longueur d'onde exprimée en  $\mu\text{m}$ .

Le niobate de lithium peut se présenter sous différentes formes (plaque, boule, etc.) Dans notre cas, nous l'utilisons sous forme de plaque. La figure 2.2 présente les configurations des coupes de niobate de lithium les plus courantes. Il est à noter que les directions X, Y et Z correspondent aux axes cristallographiques du niobate de lithium. Afin de s'affranchir optiquement de l'anisotropie du niobate de lithium, il suffira de fabriquer les nanostructures suivant un des axes cristallins. En effet durant nos expériences, la lumière sera polarisée TM, polarisation qui sera donc perpendi-



culaire au réseau de fentes, c'est-à-dire suivant un seul des axes cristallographiques du substrat, ainsi la lumière ne « verra » qu'un seul indice.

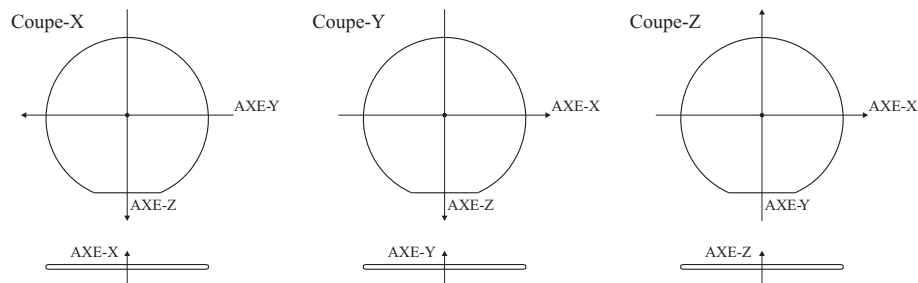


FIG. 2.2 – Représentation schématique des coupes de substrat en niobate de lithium les plus couramment utilisées

### - Le métal

Les métaux utilisés en plasmonique sont généralement des métaux nobles. Pour fabriquer les nanostructures, nous avons le choix entre l'argent et l'or. Nous avons choisi d'utiliser l'or pour notre étude car contrairement à l'argent qui s'oxyde et se sulfure dans l'air, l'or est totalement inoxydable. Concernant la permittivité de l'or, nous utilisons les données expérimentales tirées de l'ouvrage de Palik [82] en les interpolant.

#### 2.1.2.2 Choix des paramètres

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, les plasmons de surface sont des ondes évanescentes très sensibles à leur environnement. Dans la suite des travaux, il s'agira de modifier cet environnement en appliquant une onde acoustique à la surface du substrat. Ceci aura pour influence de modifier l'indice de réfraction du substrat et de modifier le spectre de transmission en le décalant. Afin de pouvoir détecter de très faibles variations, il faudra donc trouver une configuration qui ait un spectre de transmission caractérisé par un pic très fin.

Pour la caractérisation acousto-optique des dispositifs, nous allons utiliser une source continue de type Titane-saphir qui nous impose de travailler dans la gamme de longueur d'onde suivante : 700 nm - 1000 nm. Il faut donc déterminer une structure qui présente une transmission extraordinaire dans cette gamme de longueur d'onde. Afin de déterminer la configuration adéquate, nous avons dû faire varier les différents paramètres du réseau et étudier l'influence de chacun sur la transmission.

Nous en avons conclu que :

- La période  $d$  influe sur la position du pic de transmission. L'or étant très absorbant dans les basses longueurs d'onde, cela a pour effet d'élargir le pic de transmission (cf. figure 2.3). On a donc décidé de fixer la période de façon à avoir un pic de transmission aux alentours de 900 nm, ce qui nous impose une période comprise entre 400 et 420 nm.

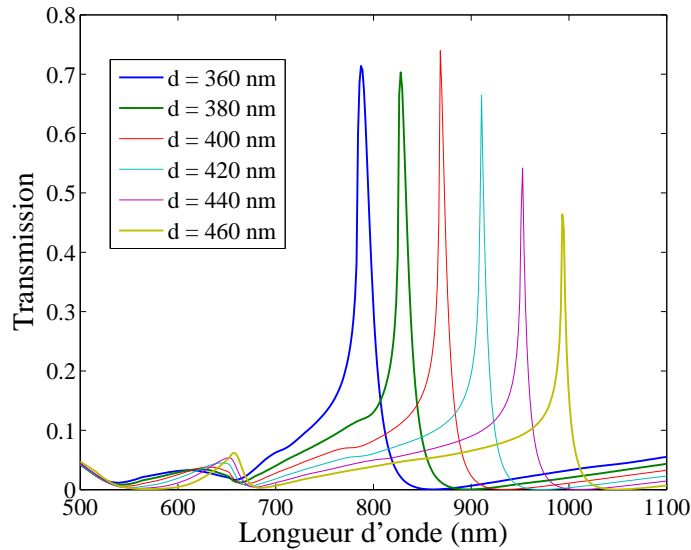


FIG. 2.3 – Influence de la période  $d$  sur le spectre de transmission théorique pour des réseaux possédant une largeur de fente de 50 nm et une épaisseur d'or de 85 nm. Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y) dont l'indice est calculé à partir de la relation de Sellmeier (équation 2.25). Le milieu de sortie est l'air  $n_{\text{air}} = 1$ . L'indice de l'or est déterminé à partir des données expérimentales du Palik [82]

- La largeur des fentes  $l$  est limitée par la fabrication. La résine utilisée pour réaliser les nanostructures est la résine électrosensible ma-N (commercialisée par microresist) dont la résolution est de 50 nm. Il est à noter d'après les simulations effectuées que plus la largeur des fentes est petite, plus le pic est fin. Pour avoir un pic de transmission suffisamment fin, on dispose d'une marge de fabrication comprise entre 50 et 80 nm.
- Une fois la période et la largeur des fentes fixées, l'épaisseur de métal  $h$  est ajustée afin d'optimiser l'amplitude du pic de transmission. Cependant, on doit faire attention à ce que la couche de métal soit assez épaisse pour qu'elle ne laisse pas passer la lumière si elle n'est pas nanostructurée. La figure 2.4 présente le spectre de transmission à travers un film continu d'or calculé pour différentes épaisseurs. On remarque qu'à partir d'une hauteur de 70 nm, le film métallique est quasiment opaque aux

longueurs d'onde qui nous intéressent, c'est-à-dire aux alentours de 900 nm.

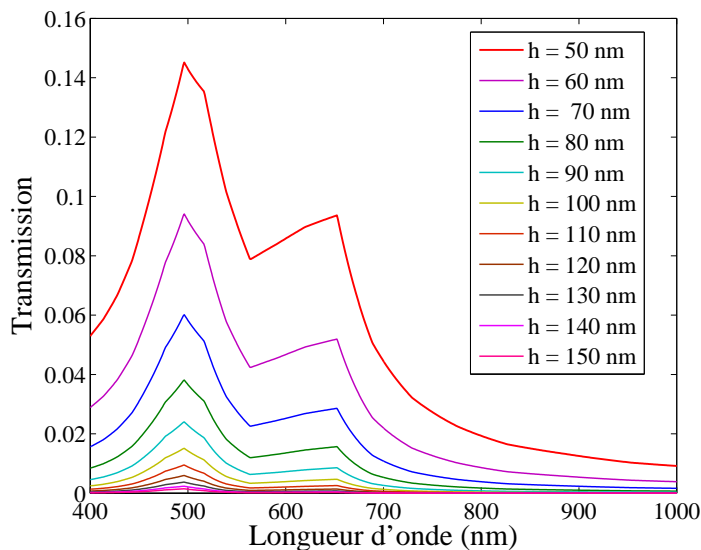


FIG. 2.4 – Spectre de transmission théorique calculé pour différentes épaisseurs d'une couche d'or continue. Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y) dont l'indice est calculé à partir de la relation de Sellmeier (équation 2.25). Le milieu de sortie est l'air d'indice  $n_{\text{air}} = 1$ . L'indice de l'or est déterminé à partir des données expérimentales du Palik [82]

## 2.2 Fabrication des nanostructures

### 2.2.1 Choix de la procédure de fabrication

Plusieurs procédés nous permettant de fabriquer les nanostructures possédant les dimensions désirées sont à notre disposition. Les appareils présents au sein de la centrale de technologie MIMENTO, pouvant atteindre une résolution de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, se composent d'un bâti de gravure ionique focalisée ou Focused Ion Beam (FIB) de chez ORSAY Physics et une station de lithographie électronique (Raith E\_Line).

La gravure par FIB est une méthode directe pour la réalisation de nanostructures. Son principe est très simple : un faisceau d'ions gallium ( $\text{Ga}^+$ ) est envoyé directement sur la couche métallique et creuse la structure en éjectant par action mécanique les atomes. Les ions  $\text{Ga}^+$  ne polluent pas la couche métallique, les propriétés optiques de celle-ci restent donc inchangées. L'avantage principal de cette méthode est l'écriture directe. En effet, graver directement les nanostructures évite la multiplication des étapes donc les défauts

de fabrication. Les inconvénients d'une telle méthode sont cependant la lenteur de gravure et une taille de champ de gravure limitée à 300  $\mu\text{m}$  en ce qui concerne notre équipement.

La lithographie par faisceau d'électrons est une méthode de fabrication indirecte. En effet, contrairement à la gravure par FIB, qui permet d'obtenir directement les structures, cette méthode nécessite une résine sensible aux électrons. Celle-ci est insolée par un faisceau d'électrons et après différentes étapes de fabrication, que l'on détaillera par la suite, les nanostructures sont obtenues. Les avantages de cette méthode sont une résolution de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres et une rapidité d'écriture plus grande que celle du FIB, ce qui permet d'obtenir des structures sur de grandes surfaces. Cette technique possède néanmoins un inconvénient : le nombre d'étapes de fabrication. En effet, plus le procédé demande d'étapes de travail, plus on augmente la possibilité d'un échec ou les défauts de réalisation.

En ce qui concerne les critères de fabrication, les deux méthodes peuvent convenir. Cependant, il nous est indispensable de pouvoir positionner les nanostructures avec une très grande précision car la fabrication des structures acoustiques est réalisée indépendamment. Le positionnement de l'échantillon doit se faire avec une précision de l'ordre de quelques microns. La station de lithographie électronique Raith E\_Line est équipée d'une platine de translation contrôlée par interférométrie laser et possède une précision de déplacement de 2 nm, c'est entre autres pour cette raison que nous avons choisi d'utiliser cet équipement.

### 2.2.2 Fabrication par lithographie électronique

La lithographie électronique permet de réaliser des motifs point par point à l'aide d'un faisceau d'électrons. Avant de fabriquer les nanostructures, il a d'abord fallu mettre en place le procédé de fabrication et choisir le type de résine à utiliser. En effet, il existe deux catégories de résines sensibles aux électrons :

- les résines dites « positives » sont des résines pour lesquelles la zone exposée aux électrons devient soluble au révélateur et où la résine non exposée reste insoluble. Les résines positives les plus utilisées dans notre centrale de technologie sont le PMMA (polyméthacrylate de méthyle) et la ZEP. Ces résines possèdent un haut facteur de forme et la ZEP est particulièrement utilisée pour sa forte résistance à la gravure sèche.
  - les résines dites « négatives » sont des résines pour lesquelles la partie exposée aux électrons devient insoluble au révélateur et la résine non exposée reste soluble. La
-

plus utilisée est la ma-N.

Le procédé de fabrication mis en place est décrit dans la figure 2.5. Il est constitué de 5 étapes.

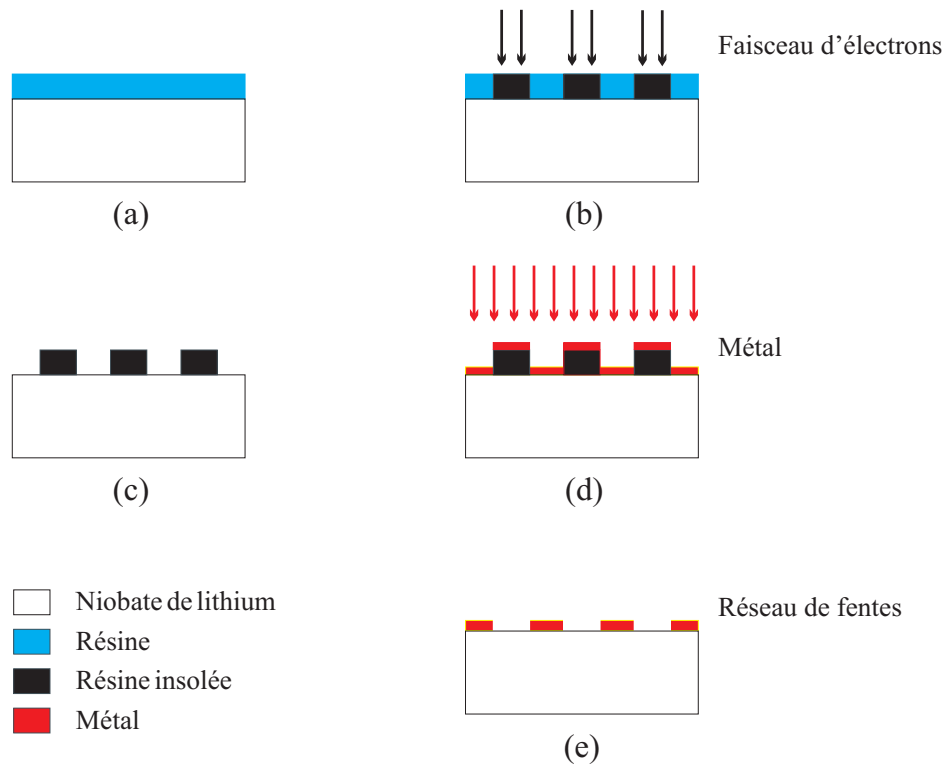


FIG. 2.5 – Étapes de fabrication d'un réseau de fentes par lithographie électronique. (a) dépôt de la résine négative (ma-N); (b) transfert du motif de la structure dans la résine par faisceau électronique; (c) développement de la résine non insolée; (d) dépôt de la couche métallique et (e) dissolution de la résine restante dans un bain de solvant (cette étape est communément appelée « lift off »).

La première étape consiste à répartir uniformément la résine sur un substrat de niobate de lithium par la méthode de « spin-coating » ou enduction par centrifugation (étape (a) de la figure 2.5). La hauteur de résine que l'on souhaite déposer dépend de la vitesse, de l'accélération et du temps de rotation de la tournette, mais également de la viscosité de la résine employée. Le substrat enduit de résine est ensuite placé sur une plaque chauffante afin d'éliminer les solvants que contient la résine. Les paramètres que nous avons utilisés permettent d'obtenir une épaisseur de résine de 300 nm (cf. tableau 2.1).

Dans la seconde étape, la résine est exposée à un faisceau d'électrons décrivant le motif désiré (étape (b) de la figure 2.5). L'insolation est effectuée avec la station de lithographie électronique. Avant d'exposer la résine aux électrons, une succession de réglages est

|                       |                 |
|-----------------------|-----------------|
| Vitesse de rotation   | 3000 tr/min     |
| Accélération          | 5000 tr/min/sec |
| Durée de rotation     | 30s             |
| Température de recuit | 105°C           |
| Temps de recuit       | 1 min           |

TAB. 2.1 – Paramètres utilisés pour l'enduction de la résine maN.

nécessaire afin d'obtenir les résultats escomptés. En effet, les réglages d'alignement de faisceau, ainsi que les corrections des aberrations et de l'astigmatisme sont effectués avant exposition.

Différents paramètres sont à prendre en compte pour optimiser l'insolation. Les principaux sont :

- le courant du faisceau électronique, « Electron Beam Current » ;
- le pas entre chaque pixel, « stepsize » ;
- le temps d'exposition de la résine au faisceau, « dwelltime ».

Le paramètre le plus important est la dose électronique. Afin de déterminer la dose, il est nécessaire d'effectuer une succession de tests pour obtenir les valeurs adéquates. En effet, si la dose électronique est trop faible, les motifs insolés ne résisteront pas au révélateur. En revanche, si celle-ci est trop élevée, les dimensions du motif seront supérieures à celles désirées. Le tableau 2.2 donne les paramètres d'insolation utilisés pour la fabrication :

|                      |                          |
|----------------------|--------------------------|
| Tension de la source | 20 keV                   |
| Diaphragme du canon  | 10 $\mu\text{m}$         |
| Dose électronique    | 80 $\mu\text{C.cm}^{-2}$ |

TAB. 2.2 – Paramètres utilisés pour la lithographie électronique.

La troisième étape de la fabrication est le développement. Comme nous l'avons dit précédemment, l'exposition aux électrons modifie la composition chimique de la résine, qui devient insoluble dans une solution de tetramethylammonium hydroxide (MF-26A). Le développement consiste à dissoudre les parties non exposées dans une solution de MF-26A durant 1 minute. Il faut néanmoins tenir compte du fait que le développeur dissout également, mais néanmoins plus lentement, les parties exposées, c'est pourquoi on arrête la dissolution par un rinçage à l'eau. À l'issue de cette étape, on obtient le motif lithographié. La figure 2.6 présente des images d'échantillons après l'étape (c).

La quatrième étape consiste à métalliser l'échantillon. Deux méthodes de dépôts sont à notre disposition au sein de la centrale MIMENTO : le dépôt par pulvérisation cathodique

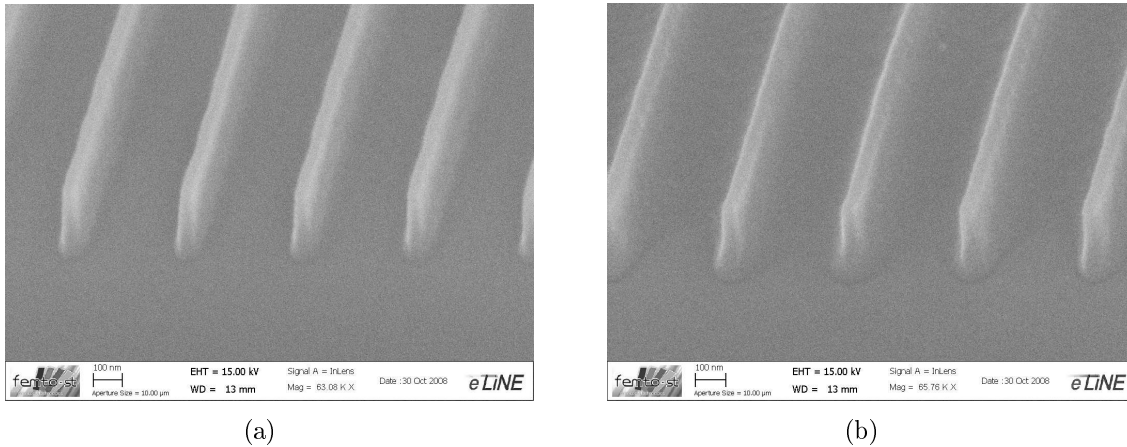


FIG. 2.6 – Images MEB de réseaux de résine (maN) après développement : (a) exemple d'un réseau bien défini, (b) exemple d'un réseau possédant des défauts entre les lignes suite à une surexposition de la résine aux électrons.

ou par évaporation.

- La méthode par pulvérisation consiste à bombarder avec des ions à haute énergie une cible constituée par le métal à déposer, afin d'arracher des atomes de sa surface et de les déposer sur le substrat. Pour notre utilisation, cette méthode possède deux inconvénients majeurs : il s'agit d'une méthode de dépôt isotrope, c'est-à-dire qu'elle n'est pas directive, ce qui n'est pas optimum pour effectuer un « lift off » car le métal se dépose sur les flancs de la résine. Il peut également y avoir apparition d'amalgames métalliques arrachés à la cible.
- Le principe de la méthode de dépôt par évaporation repose sur la condensation d'un métal sous forme vapeur sur la surface du substrat. L'échantillon est placé dans une enceinte dans laquelle le vide est effectué ( $10^{-6}$  millibar). Le métal à déposer est placé dans un creuset et chauffé à l'aide d'un faisceau d'électrons. Grâce à une faible pression et à l'énergie thermique reçue, le métal est sublimé. Le gaz se meut librement dans l'enceinte et se dépose alors par condensation sur le substrat. Cette technique permet de déposer de l'or à une vitesse de  $0.1$  à  $0.2 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-1}$ . L'avantage principal de cette méthode réside dans la maîtrise de la direction de dépôt, ce qui en fait une méthode idéale pour effectuer un « lift off », c'est pour cette raison que nous avons choisi cette méthode pour la fabrication des échantillons.

Remarque importante : l'or a besoin d'une couche d'accroche pour adhérer sur le niobate de lithium, on dépose donc une fine couche de chrome (2 à 4 nm) préalablement au dépôt d'or.

Enfin, un bain de solvant conjugué à des ultrasons permet de dissoudre les zones de résine insolée restantes et de libérer les nanostructures métalliques (étape (e) de la figure 2.5). Cette étape est critique car la résine insolée est très difficile à enlever. Pour faciliter le nettoyage et augmenter l'efficacité du solvant, on chauffe légèrement la solution. La figure 2.7 présente des images MEB de réalisations.

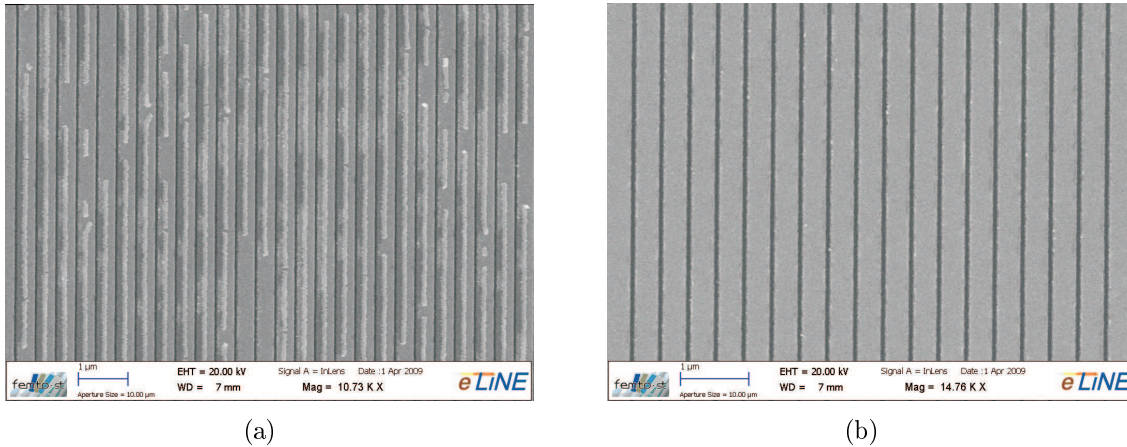


FIG. 2.7 – Images MEB de réalisation : (a) exemple de réalisation où le « lift off » n'a pas fonctionné, (b) exemple de réalisation après un « lift off » réussi.

Une fois le procédé de fabrication fonctionnel, il nous faut caractériser optiquement les nanostructures afin de valider la théorie par l'expérience.

## 2.3 Caractérisation en champ lointain

Ayant déterminé théoriquement les paramètres des structures (réseaux 1D) permettant d'obtenir un pic de transmission fin et les ayant fabriquées, nous allons maintenant procéder à leur caractérisation expérimentale. Le dispositif utilisé pour caractériser la transmission à travers les nanostructures est inspiré de celui mis en place par Yannick Poujet pour l'étude des structures dites AAA (Annular Aperture Arrays) [83] qui sont des réseaux bidimensionnels de cavités coaxiales.

### 2.3.1 Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental qui a permis de caractériser les nanostructures est présenté figure 2.8. La source lumineuse utilisée est un continuum de lumière blanche commercialisé par l'entreprise Leukos. Ce continuum est généré par un laser impulsionnel injecté dans



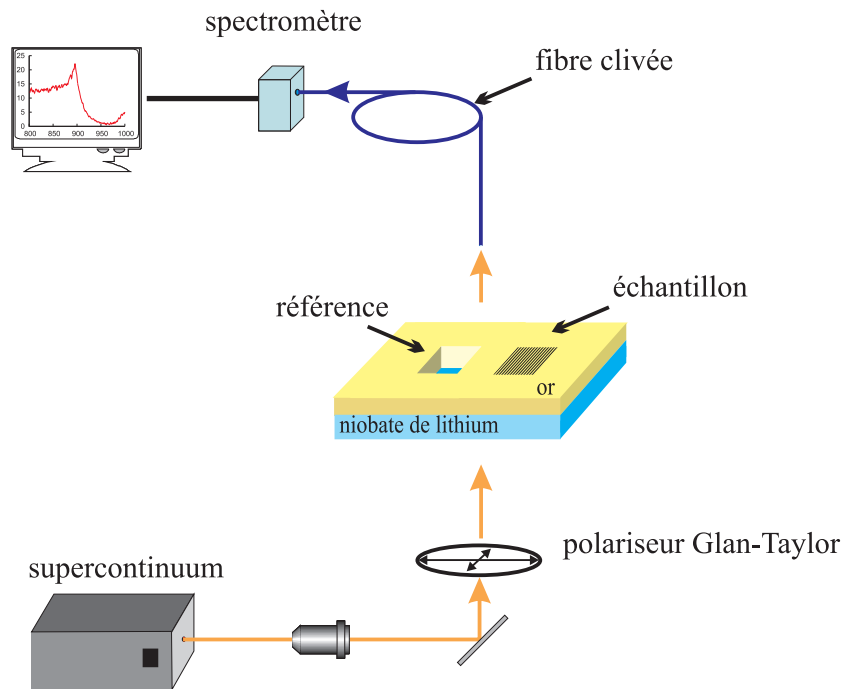


FIG. 2.8 – Schéma expérimental utilisé pour l’acquisition des spectres de transmission de la lumière à travers les films métalliques nanostructurés.

une fibre photonique non linéaire. La longueur d’onde d’émission du laser pompe vaut 1064 nm, la durée des impulsions est inférieure à 1 ns et le taux de répétition de la source est de 20 kHz. La largeur spectrale de la source est comprise entre 420 nm et 2400 nm avec une puissance moyenne de l’ordre de 60 mW. Il est à noter que la source est stable. En effet, les fluctuations en puissance sont estimées à  $\pm 2\%$  par le constructeur, ce qui permet des mesures de spectre de transmission stables.

La lumière issue de la source est mise en forme par un objectif de microscope de façon à obtenir un faisceau parallèle. Elle est ensuite polarisée avec un polariseur Glan-Taylor, efficace sur la plage spectrale étudiée, puis est envoyée sur l’échantillon avec une incidence normale. La lumière transmise à travers la nanostructure est captée par une fibre optique multimode clivée et reliée à un spectromètre USB2000<sup>®</sup> de chez OceanOptics . Ce spectromètre permet d’obtenir directement le spectre de transmission de la lumière à travers les nanostructures métalliques. Le spectre expérimental de transmission est défini comme le rapport entre l’intensité enregistrée au-dessus de la structure et l’intensité enregistrée au-dessus de la référence. Les références sont des ouvertures de même surface que les matrices de réseaux à caractériser (cf. figure 2.8).

Avant d’utiliser ce montage expérimental, nous nous sommes posé la question de l’influence de l’angle d’incidence sur le spectre en transmission. Sur la figure 2.9, nous re-

portons les spectres de transmission pour différents angles d'incidence. On remarque une très grande sensibilité à ce paramètre à tel point qu'à un degré près, le pic central se retrouve séparé en deux pics disjoints. Ceci appelle des précautions particulières lors de la manipulation.

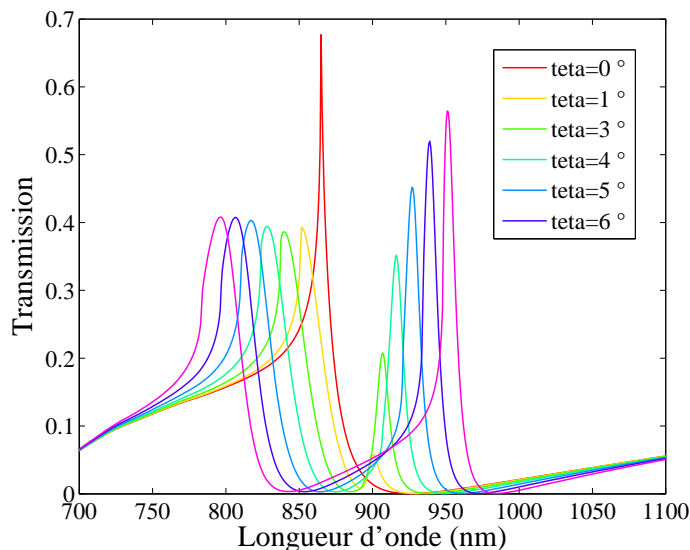


FIG. 2.9 – Influence de l'angle d'incidence sur la transmission à travers un réseau possédant une période  $d = 400$  nm, une largeur de fente  $l = 70$  nm et une épaisseur de métal  $h = 90$  nm. Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y) dont l'indice est calculé à partir de la relation de Sellmeier (équation 2.25). Le milieu de sortie est l'air d'indice  $n_{\text{air}} = 1$ . L'indice de l'or est déterminé à partir des données expérimentales du Palik [82].

### 2.3.2 Résultats expérimentaux

Afin de valider expérimentalement la partie théorique et le protocole de fabrication, nous avons caractérisé deux structures fabriquées par nos soins. Les structures sont des réseaux de fentes disposées dans une ouverture carrée de  $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ . Les paramètres des réseaux sont consignés dans le tableau 2.3. La principale différence entre les deux structures est la période qui, dans un cas est de 400 nm (structure 1), alors qu'elle est de 420 nm dans l'autre (structure 2).

#### Structure 1

La figure 2.10 présente des images MEB de la première structure et permet de voir qu'elle ne présente pas de défauts majeurs de fabrication.

|                    | Structure 1 | Structure 2 |
|--------------------|-------------|-------------|
| Période            | 400 nm      | 420 nm      |
| Largeur des fentes | 47 nm       | 50 nm       |
| Épaisseur de métal | 85 nm       | 85 nm       |

TAB. 2.3 – Paramètres géométriques des réseaux des échantillons 1 et 2.

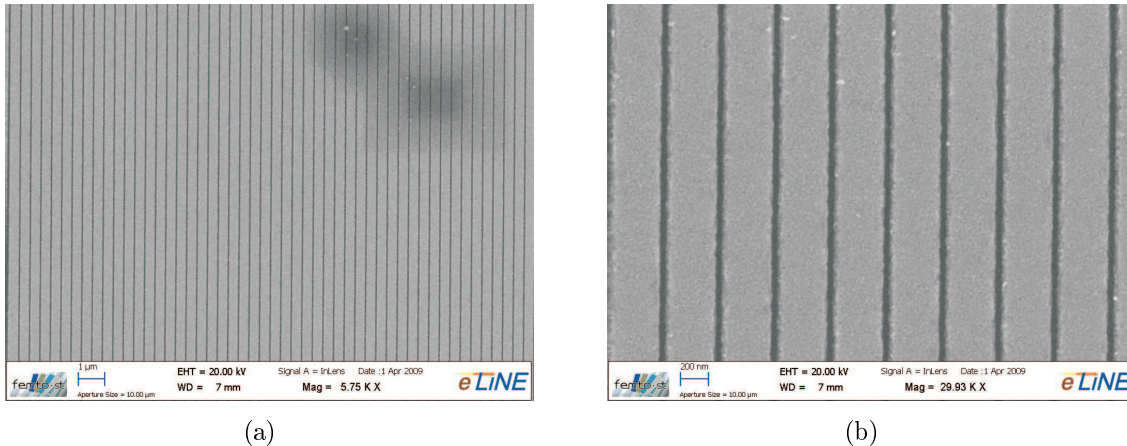


FIG. 2.10 – Images prises au microscope électronique de l'échantillon 1 : (a) vue large (b) zoom sur quelques périodes. Paramètres de la structure 1 : période = 400 nm, largeur des fentes = 47 nm, épaisseur de métal = 85 nm. Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y).

Le spectre de transmission expérimental caractéristique de ce premier échantillon est présenté en figure 2.11(a). On observe un premier pic de transmission très large autour de 600 nm et un deuxième pic très fin à 896 nm. Afin de pouvoir effectuer une comparaison avec la théorie, on superpose les courbes théorique et expérimentale (figure 2.11(b)). Concernant la position des pics de transmission, on observe un bon accord entre la théorie et l'expérience. L'allure des spectres concorde également. Le premier pic de transmission est légèrement décalé en longueur d'onde, tandis que le second pic, celui que l'on exploitera par la suite, est parfaitement positionné. Cependant, on observe une forte différence entre la théorie et l'expérience concernant l'intensité lumineuse transmise. En effet, pour le premier pic il y a presque un facteur deux entre la transmission expérimentale qui est de 5 % alors que théoriquement elle est autour de 8 %. Cette différence est encore plus élevée dans le cas du second pic. En effet, la théorie prévoit une transmission de 70% environ alors qu'elle n'atteint que 19,4 % expérimentalement. Avant d'interpréter ces premiers résultats, intéressons-nous maintenant à la seconde structure afin de vérifier si cette différence se reproduit.

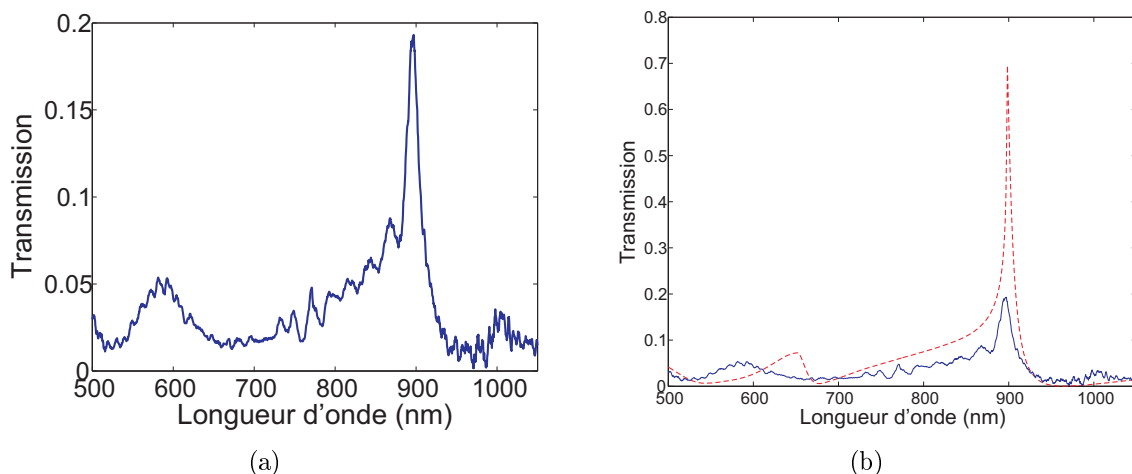


FIG. 2.11 – (a) Spectre de transmission expérimental de la structure 1. (b) Comparaison entre théorie et expérience pour la structure 1. Ligne en pointillés rouge : courbe théorique. Ligne continue bleue : courbe expérimentale. Paramètres de la structure 1 : période = 400 nm, largeur des fentes = 47 nm, épaisseur de métal = 85 nm. Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y) dont l'indice est calculé à partir de la relation de Sellmeier (équation 2.25). Le milieu de sortie est l'air d'indice  $n_{\text{air}} = 1$ . L'indice de l'or est déterminé à partir des données expérimentales du Palik [82].

## Structure 2

Cette structure est la même que la précédente à la différence que la période est cette fois-ci de 420 nm, ce qui a pour effet de modifier la position du pic de transmission. La figure 2.12 présente des images MEB de la structure caractérisée, on peut voir encore une fois que le réseau ne présente pas de défauts majeurs de fabrication.

Les spectres de transmission théorique et expérimental sont présentés sur la figure 2.13. Comme pour la première structure, on a une bonne concordance en ce qui concerne la position des pics de transmission même si cette fois-ci, on a un léger déplacement de 6 nm vers les hautes longueurs d'onde pour le second pic, qui est situé théoriquement à 942 nm contre 948 nm expérimentalement. De plus, la différence au niveau de l'intensité lumineuse transmise persiste.

Cette différence observée peut avoir plusieurs origines. Certes, les structures fabriquées ne présentent pas de défauts majeurs mais la qualité des réseaux est en partie limitée par la rugosité du métal et l'inclinaison des flancs. En effet, il est impossible d'un point de vue technologique d'obtenir un réseau parfait et la rugosité peut accentuer l'absorption et créer un phénomène de diffusion. De plus, il est possible que les flancs du réseau soient plus ou moins inclinés (cf. figure 2.14), ce qui modifie l'intensité et la largeur des pics. Pour

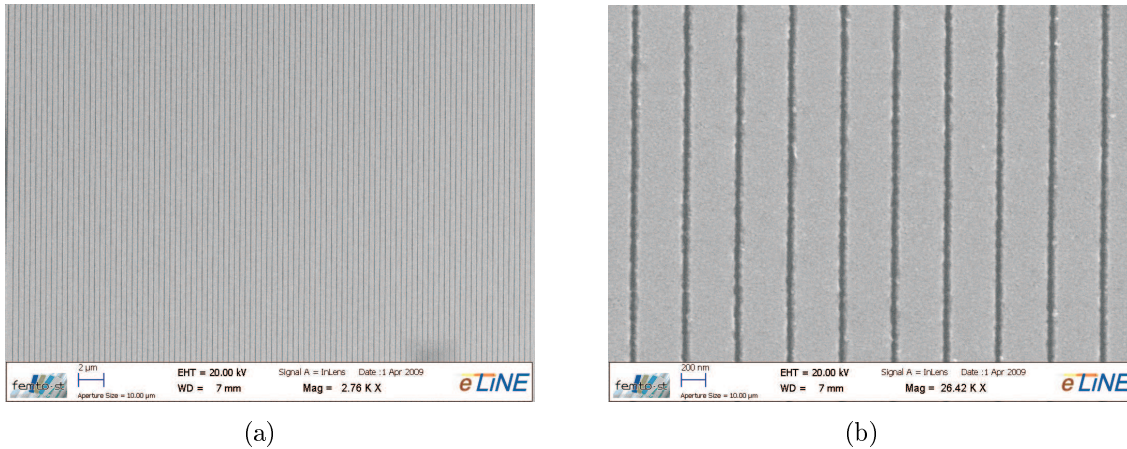


FIG. 2.12 – Images prises au microscope électronique de l'échantillon 2 : (a) vue large (b) vue resserrée sur quelques périodes. Paramètres de la structure 2 : période = 420 nm, largeur des fentes = 50 nm, épaisseur de métal = 85 nm. Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y).

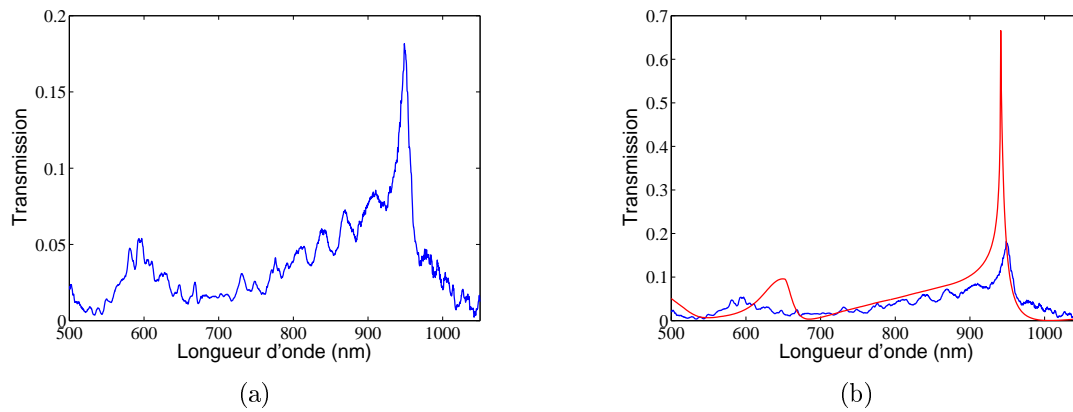


FIG. 2.13 – (a) Spectre de transmission expérimental de la structure 2. (b) Comparaison entre théorie et expérience pour la structure 2. Ligne en pointillés rouge : courbe théorique. Ligne continue bleu : courbe expérimentale. Paramètres de la structure 2 : période = 420 nm, largeur des fentes = 50 nm, épaisseur de métal = 85 nm. Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y) dont l'indice est calculé à partir de la relation de Sellmeier (équation 2.25). Le milieu de sortie est l'air d'indice  $n_{\text{air}} = 1$ . L'indice de l'or est déterminé à partir des données expérimentales du Palik [82].

illustrer ce dernier effet, nous présentons sur la figure 2.15 les spectres de transmission théoriques d'un réseau à flancs verticaux et d'un réseau à flancs inclinés de  $10^\circ$ . On constate clairement une diminution du niveau de transmission au niveau des pics ainsi qu'un élargissement notable de ce dernier. L'inclinaison des flancs de la structure ne justifie

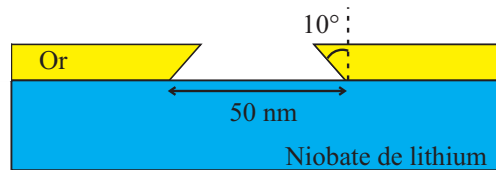


FIG. 2.14 – Représentation schématique du profil de fente inclinée utilisé pour les simulations.

cependant pas complètement cette forte différence au niveau de l'intensité transmise. Par ailleurs, les simulations ont été faites pour un réseau infiniment périodique et infiniment long alors que la structure réelle possède un nombre fini de périodes ainsi qu'une longueur limitée dans sa dimension transverse. Ceci nous amène à étudier le caractère fini des ouvertures contenant les structures afin de déterminer son influence sur la transmission et voir si cela peut expliquer la différence observée.

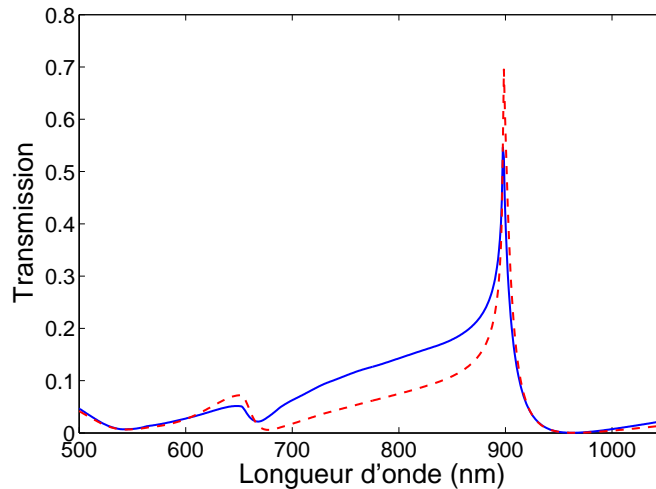


FIG. 2.15 – Comparaison des spectres transmission théoriques pour une structure à flanc droit (ligne en pointillés rouge) et une structure possédant des flancs inclinés de  $10^\circ$  (ligne continue bleu). Paramètres de structure : période = 400 nm, largeur des fentes = 50 nm, épaisseur de métal = 85 nm. Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y) dont l'indice est calculé à partir de relation de Sellmeier (équation 2.25). Le milieu de sortie est l'air d'indice  $n_{\text{air}} = 1$ . L'indice de l'or est déterminé à partir des données expérimentales du Palik [82].

## 2.4 Étude de l'influence du caractère fini des structures

Jusqu'à présent, l'étude théorique que nous avons effectuée a été réalisée pour un réseau 1D. Le code FMM en notre possession ne permettant pas une étude 2D, il nous a

fallu utiliser la méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain (FDTD)) pour étudier l'influence du caractère fini des structures. Le code utilisé pour ce travail a été développé au sein du département par Fadi Baida. N'ayant pas personnellement utilisé ce code de calcul, je me contenterai de décrire très succinctement le principe de la FDTD, puis je présenterai la configuration utilisée pour les simulations et enfin je comparerai les résultats théoriques aux résultats expérimentaux.

### 2.4.1 Méthode numérique : Finite Difference Time Domain

La FDTD repose sur la résolution temporelle et spatiale des équations de Maxwell. Elle permet de résoudre numériquement les équations de Maxwell *via* une double discrétisation de l'espace et du temps. Les dérivées partielles apparaissant dans les équations de Maxwell-Faraday et de Maxwell-Ampère sont approximées par des différences finies centrées. Le processus commence par une distribution initiale des champs sur un maillage de l'espace de travail (on parle de fenêtre de travail) à l'instant zéro puis une mise à jour de ces champs est opérée à raison de l'incrément temporel. Cette méthode est très générale et permet de traiter une large variété de problèmes électromagnétiques (diffraction, guidage, etc.) Elle a expérimenté une avancée importante avec l'introduction de l'algorithme de K. Yee [84] en 1966. Depuis, elle a connu de multiples raffinements [85] qui en font aujourd'hui une méthode largement utilisée. Pour un développement complet de cette méthode, le lecteur pourra se référer à l'ouvrage de A. Taflové et S. C. Hagness [85]. Au laboratoire, cette méthode est développée par F. I. Baida[86].

On se propose d'étudier l'influence du caractère fini des structures sur le spectre de transmission, c'est-à-dire de savoir comment évolue le spectre de transmission lorsque le nombre de fentes ( $N_f$ ) varie. La structure modélisée est présentée en figure 2.16. La configuration est la même que celle étudiée dans le cas de la FMM sauf que, cette fois-ci, le réseau est fini suivant la direction  $x$  (cf. figure 2.16). Ceci impose une fenêtre de calcul finie suivant les directions  $x$  et  $z$ . La structure est invariante dans la direction  $y$ .

En FDTD, les bords de la fenêtre se comportent comme des miroirs parfaits de sorte que l'onde est réfléchiée par ces faces, et donc modifie le champ électromagnétique physique ce qui conduit à des résultats artefactuels. Afin de supprimer ces réflexions parasites, des couches absorbantes ont été placées sur les bords de la fenêtre de calcul. Cette méthode se nomme la méthode des couches parfaitement adaptées ou Perfectly Matched Layers [87]. Le code que nous utilisons ici en est pourvu [86].

---

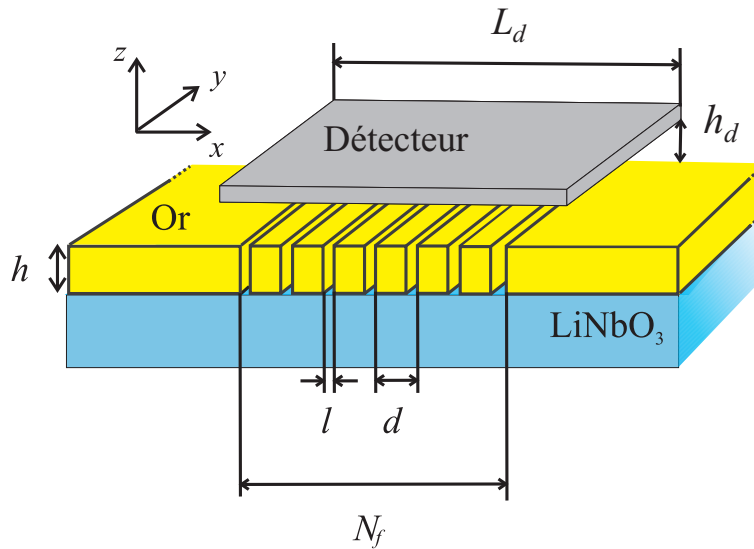


FIG. 2.16 – Schéma de principe de la structure modélisée par FDTD.

## 2.4.2 Résultats théoriques

Avant d'aborder les simulations FDTD pour des structures de tailles finies, il nous a semblé judicieux de comparer la FDTD à la FMM dans le cas des réseaux infinis. Cette comparaison permet une validation mutuelle des deux méthodes (cf. figure 2.17). Pour cela nous avons choisi les paramètres de structure utilisés dans la partie précédente.

On remarque un bon accord entre les deux méthodes. En effet, le pic de transmission qui nous intéresse pour la suite, est positionné exactement à la même longueur d'onde avec un taux de transmission quasiment identique dans les deux cas. Il y a cependant une légère différence concernant le premier pic aux alentours de 600 nm. On observe un déplacement de ce dernier dans les basses longueurs d'onde pour la FDTD. Ce désaccord vient probablement du fait que les deux méthodes n'utilisent pas exactement la même fonction diélectrique pour l'or. En effet, pour la FMM nous utilisons les valeurs tabulées prises dans l'ouvrage de Palik [82] alors que la FDTD utilise le modèle de Drude-Lorentz [85].

### 2.4.2.1 Conditions de simulation

Comme on vient de le souligner, le code FMM utilise les valeurs de l'ouvrage de Palik [82] pour la permittivité de l'or tandis que le code FDTD utilise le modèle de Drude [85]. Cela vient du fait que la FMM opère directement dans le domaine fréquentiel alors que la FDTD opère dans le domaine temporel. L'indice du niobate est toujours calculé avec



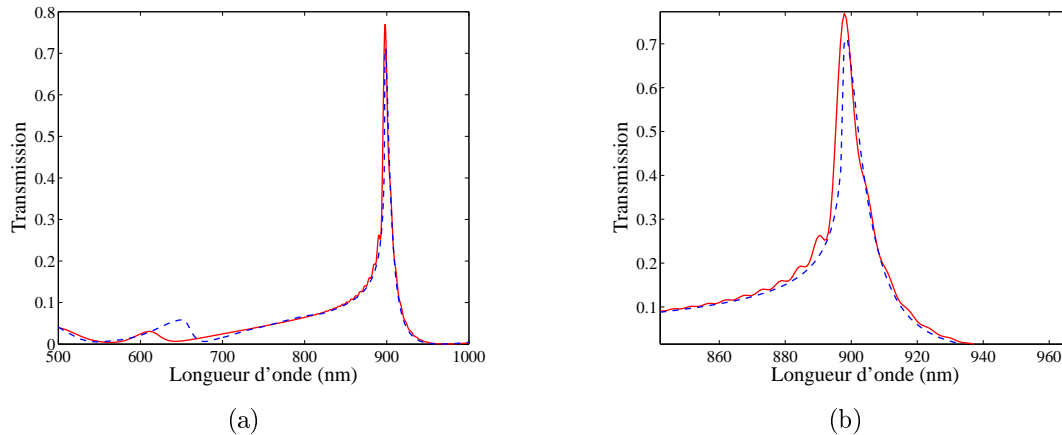


FIG. 2.17 – Spectres de transmission théoriques obtenus par méthode FDTD (ligne continue) et méthode FMM (ligne pointillée) : (a) spectre complet, (b) zoom sur le pic de transmission ( $d = 400$  nm,  $h = 85$  nm,  $l = 47$  nm). Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y) dont l'indice est calculé à partir de la relation de Sellmeier (équation 2.25) pour la FMM et est fixé à  $n_{\text{LiNbO}_3} = 2,24$  pour la FDTD. Le milieu de sortie est l'air d'indice  $n_{\text{air}} = 1$ . L'indice de l'or est déterminé à partir des données expérimentales du Palik [82] pour le calcul FMM. Pour le calcul FDTD l'indice de l'or est déterminé avec le modèle de Drude [85].

la relation de Sellmeier, il est fixé à  $n_{\text{LiNbO}_3} = 2,24$ , ce qui représente la valeur de l'indice ordinaire pour une longueur d'onde de 900 nm. Les paramètres des structures fabriquées sont les suivants :

- épaisseur de métal :  $h = 75$  nm,
- largeur de fente :  $l = 70$  nm,
- période :  $d = 400$  nm,
- nombre de fentes  $N_f$  : varie de 50 à 225.

Afin de se rapprocher le plus possible de la configuration expérimentale, il a fallu effectuer quelques ajustements qui nous ont amenés à procéder de la manière suivante :

- dans un premier temps, nous avons ajusté la taille du détecteur, c'est-à-dire que le champ est calculé sur une distance correspondant au diamètre de la fibre collectrice utilisée expérimentalement, à savoir 62,5  $\mu\text{m}$ .
- nous avons ensuite estimé la distance entre l'échantillon et la fibre multimode utilisée pour collecter la lumière, distance qui a été évaluée à 60  $\mu\text{m}$ , ce qui impose une ouverture numérique de 0,47. Nous avons utilisé cette distance dans les simulations

pour positionner le capteur.

### 2.4.2.2 Résultats théoriques

Étudions maintenant les résultats des simulations effectuées sur des structures finies. La figure 2.18 présente l'évolution de la transmission en fonction du nombre de fentes  $N_f$ . Il est à noter que pour chaque calcul le spectre de transmission est normalisé par rapport à une ouverture rectangulaire de même dimension que la structure.

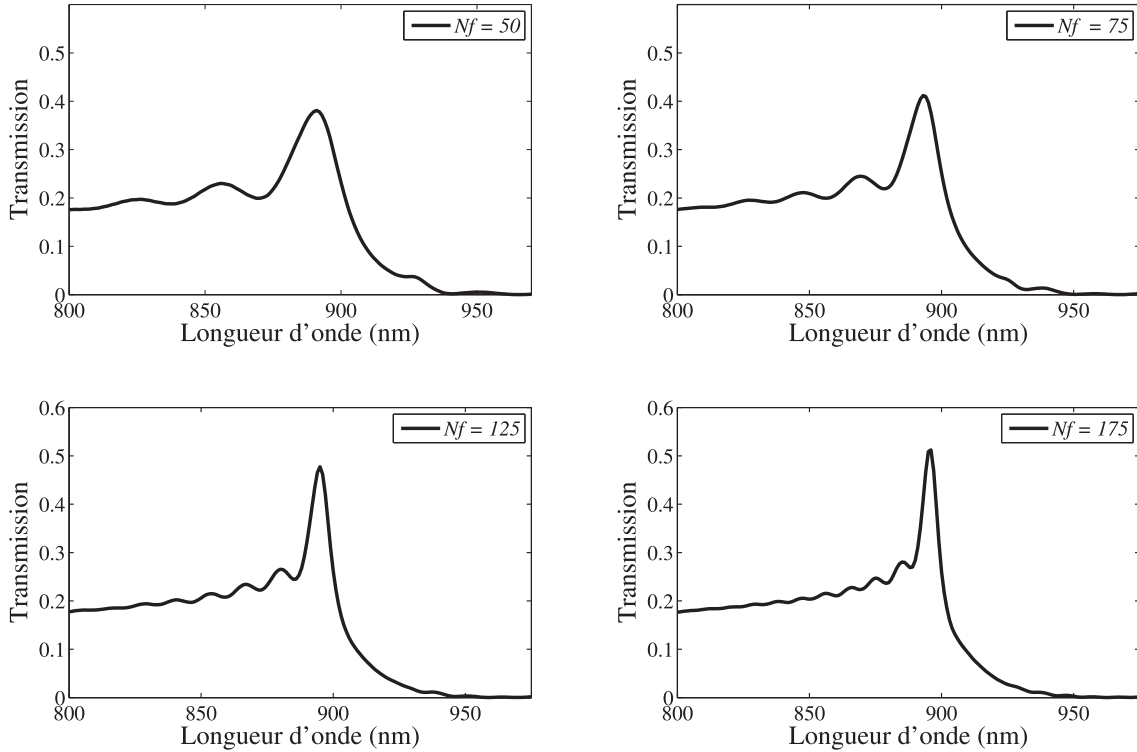


FIG. 2.18 – Spectres de transmission théorique obtenus par FDTD pour différentes valeurs de  $N_f$ . Avec  $h = 75 \text{ nm}$ ,  $l = 70 \text{ nm}$ ,  $d = 400 \text{ nm}$ . Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y) dont l'indice est fixé à  $n_{\text{LiNbO}_3} = 2,24$ . Le milieu de sortie est l'air d'indice  $n_{\text{air}} = 1$ . L'indice de l'or est déterminé à partir du modèle de Drude [85].

Nous nous concentrerons sur le pic puisque l'on cherchera à l'utiliser par la suite. Comme dans le cas du réseau infini, on observe bien un pic de transmission caractéristique de la structure. Le profil du spectre de transmission est clairement dépendant du nombre de fentes. En effet, pour de faibles valeurs de  $N_f$ , le pic s'élargit et son amplitude diminue. De plus, on peut remarquer l'apparition d'oscillations pour les faibles longueurs d'ondes juste avant le pic de transmission. Ces oscillations sont dues aux dimensions finies de la fenêtre d'intégration du capteur numérique. L'amplitude et la période des oscillations

varient en fonction de  $N_f$ . La période et l'amplitude des oscillations diminue lorsque  $N_f$  augmente.

Lorsque l'on détermine la longueur d'onde  $\lambda$  du maximum pour chacune des valeurs de  $N_f$  (ce que l'on a reporté sur la figure 2.19), on s'aperçoit que la valeur de  $\lambda$  augmente avec  $N_f$  jusqu'à atteindre une valeur palier à partir de  $N_f = 175$ . On peut donc affirmer qu'à partir de 175 fentes, la structure se comporte comme une structure infinie.

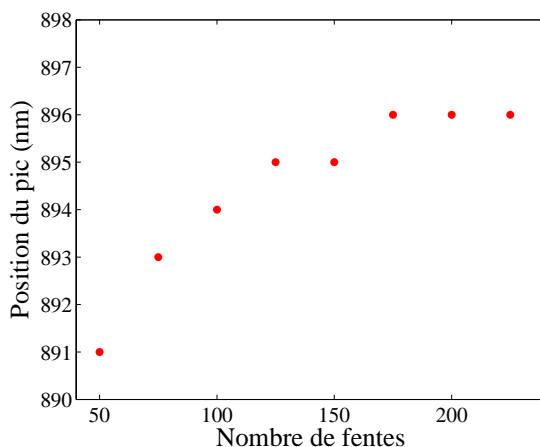


FIG. 2.19 – Évolution théorique de la position du pic de transmission en fonction du nombre de fentes. Avec  $h = 75 \text{ nm}$ ,  $l = 70 \text{ nm}$ ,  $d = 400 \text{ nm}$ . Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y) dont l'indice est fixé à  $n_{\text{LiNbO}_3} = 2,24$ . Le milieu de sortie est l'air d'indice  $n_{\text{air}} = 1$ . L'indice de l'or est déterminé à partir du modèle de Drude [85].

Il nous faut maintenant valider expérimentalement les résultats théoriques. Pour ce faire, nous avons fabriqué plusieurs structures que nous avons caractérisées.

### 2.4.3 Résultats expérimentaux et comparaison avec la théorie

Afin d'étudier l'influence de la taille de la structure, nous avons fabriqué différentes séries d'échantillons :

- une première série d'échantillons logés dans des matrices rectangulaires de longueur fixée à  $L = 50 \text{ }\mu\text{m}$  et de largeur variable égale à  $N_f \times d$  (cf. figure 4.13(a)).
- une seconde série est constituée de structures logés dans des matrices « carrées » pour lesquelles  $L = N_f \times d$  (cf. figure 4.13(b)).

Le procédé de fabrication est identique à celui présenté précédemment. Les figures 2.21(a) et 2.21(b) présentent les images MEB d'une réalisation. Les structures sont de bonne facture et ne présentent pas de défaut majeur. Les imperfections apparaissent principalement au niveau de la rugosité de l'or.

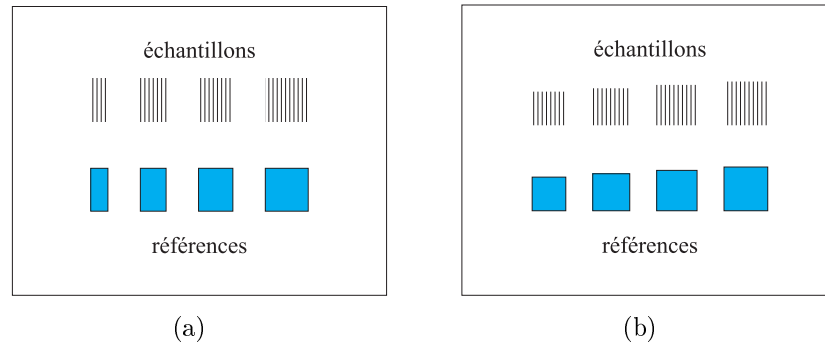


FIG. 2.20 – Schéma des différentes structures fabriquées : (a) structures avec une longueur de fentes fixe, (b) structures d'ouverture carrée.

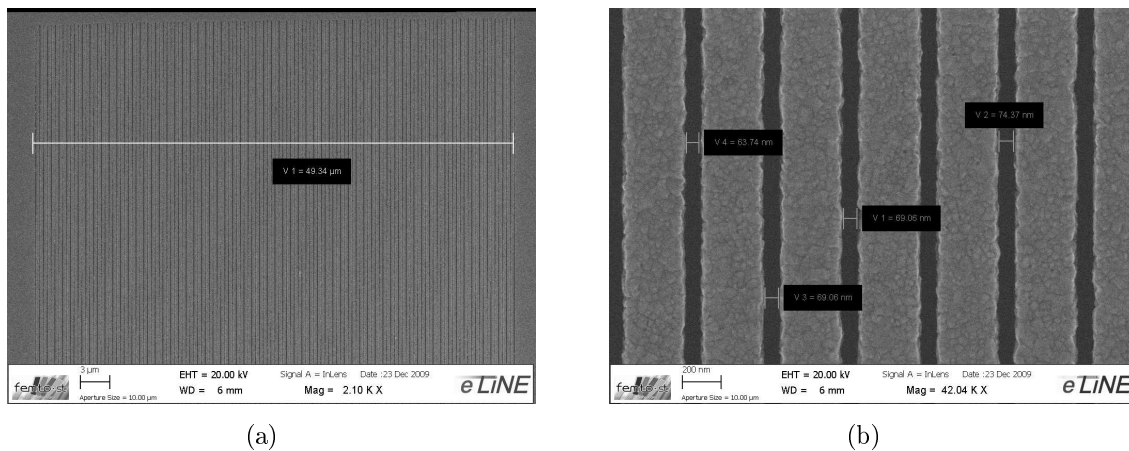


FIG. 2.21 – Images prises au microscope électronique d'un réseau d'or réalisé sur un substrat de niobate de lithium : (a) vue large, (b) zoom sur quelques périodes.

### 2.4.3.1 Premier résultat

Dans un premier temps, il nous a fallu valider le bon fonctionnement des nanostructures. Pour ce faire, nous avons caractérisé une structure possédant un nombre de fentes  $N_f = 125$  et de longueur de  $50\mu\text{m}$ . En comparant le spectre de transmission obtenu expérimentalement au spectre de transmission théorique (cf. figure 2.22), on s'aperçoit que les deux spectres présentent la même allure. Cependant, l'intensité transmise expérimentalement est approximativement deux fois plus faible que celle prédite par la théorie. Afin de pouvoir effectuer une meilleure comparaison, la courbe représentant la transmission théorique a été divisée par un facteur 2.

Plusieurs éléments peuvent être à l'origine de cette différence d'intensité : tout d'abord,

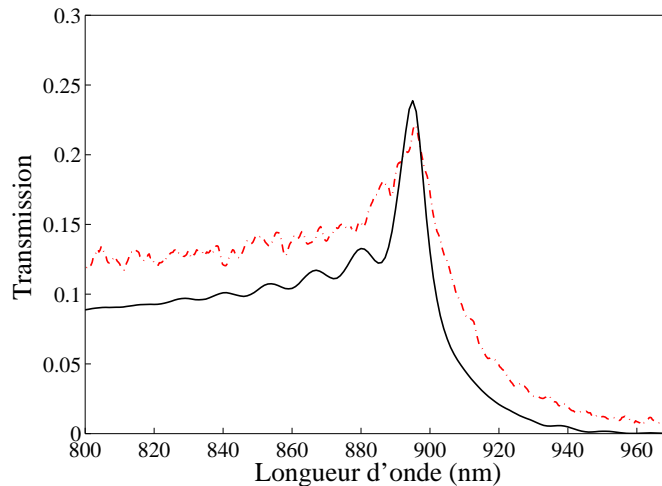


FIG. 2.22 – Comparaison des spectres de transmission théorique et expérimental. Ligne continue noire : courbe de transmission théorique d’une structure possédant 125 fentes dont l’intensité a été multipliée par un coefficient de 0,5. Avec  $h = 75 \text{ nm}$ ,  $l = 70 \text{ nm}$ ,  $d = 400 \text{ nm}$ . Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y) dont l’indice est fixé à  $n_{\text{LiNbO}_3} = 2,24$ . Le milieu de sortie est l’air d’indice  $n_{\text{air}} = 1$ . L’indice de l’or est déterminé à partir du modèle de Drude [85]. Ligne en pointillés rouge : courbe expérimentale d’une structure en or possédant 125 fentes de largeur  $l = 70 \text{ nm}$ , de longueur  $d = 50 \mu\text{m}$ , de période  $d = 400 \text{ nm}$  et d’épaisseur  $h = 75 \text{ nm}$ . Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y).

le fait d’avoir simulé des fentes infiniment longues alors qu’expérimentalement, elles sont finies peut avoir une influence. De plus, les structures que nous avons fabriquées ne sont pas parfaites, leur qualité dépend de la rugosité du métal. En effet, la rugosité a pour effet d’augmenter l’absorption du métal, donc de diminuer l’amplitude du pic de transmission et de l’élargir. C’est ce que l’on peut observer sur la figure 2.22. Mis à part ce facteur un demi, on peut affirmer que l’on a un bon accord entre théorie et expérience sur l’allure de la transmission. En effet, la position du pic de transmission est quasiment la même dans les deux cas.

Maintenant que l’on a montré qu’il est possible d’exciter une transmission exaltée avec les paramètres utilisés, intéressons nous aux incertitudes apportées par la fabrication et la mesure du spectre de transmission.

### 2.4.3.2 Reproductibilité

Afin de déterminer les incertitudes liées à la fabrication et la mesure expérimentale, nous avons caractérisé deux structures de mêmes dimensions fabriquées sur une même

puce et possédant un nombre de fentes  $N_f = 125$  ainsi qu'une longueur de  $50 \mu\text{m}$ . Le spectre de transmission de chacune d'elle est présenté sur la figure 2.23. On s'aperçoit que les pics de transmission présentent la même allure et on observe une différence de  $3 \text{ nm}$  sur la position du pic de transmission, ce qui nous permet d'estimer l'incertitude de fabrication et de caractérisation sur la position du pic à  $3 \text{ nm}$ .

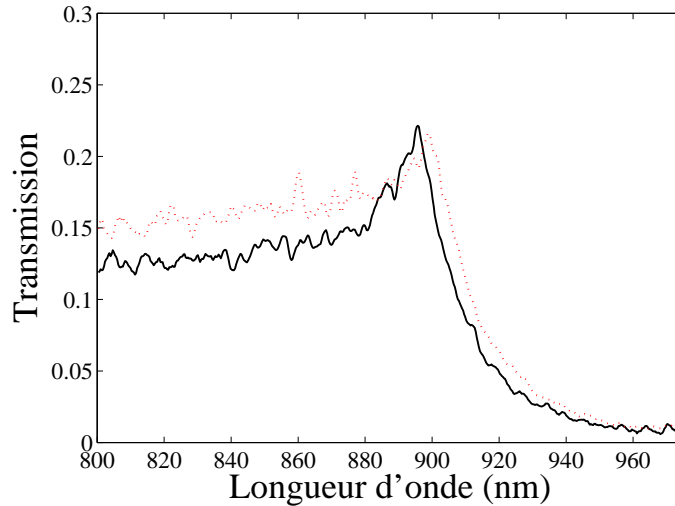


FIG. 2.23 – Spectres de transmission expérimentaux de deux structures en or de même dimension, possédant 125 fentes de largeur  $l = 70 \text{ nm}$ , de longueur  $d = 50 \mu\text{m}$ , de période  $d = 400 \text{ nm}$  et d'épaisseur  $h = 75 \text{ nm}$ . Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y).

### 2.4.3.3 Étude de l'influence du nombre de fentes

On se propose d'étudier l'influence du nombre de périodes sur le spectre de transmission. Pour ce faire, on caractérise des structures possédant une longueur de fente identique ( $50 \mu\text{m}$ ) et possédant un nombre de fentes différent. La figure 2.24 présente les spectres de transmission pour des structures dont le nombre de fentes varie de 50 à 125.

On s'aperçoit que pour des valeurs de  $N_f \leq 100$ , les spectres de transmission présentent de fortes oscillations, ce qui concorde avec les résultats théoriques. En effet, on a vu que plus le nombre de fentes est faible, plus l'amplitude des oscillations est élevée. L'autre information à relever est que le pic de transmission n'apparaît clairement qu'à partir d'une valeur de  $N_f$  égale à 75. Il est important de noter ce paramètre, car par la suite, il nous servira à fixer la fréquence de fonctionnement des dispositifs acoustiques. Intéressons nous maintenant à l'influence que peut avoir la longueur des fentes sur la transmission.

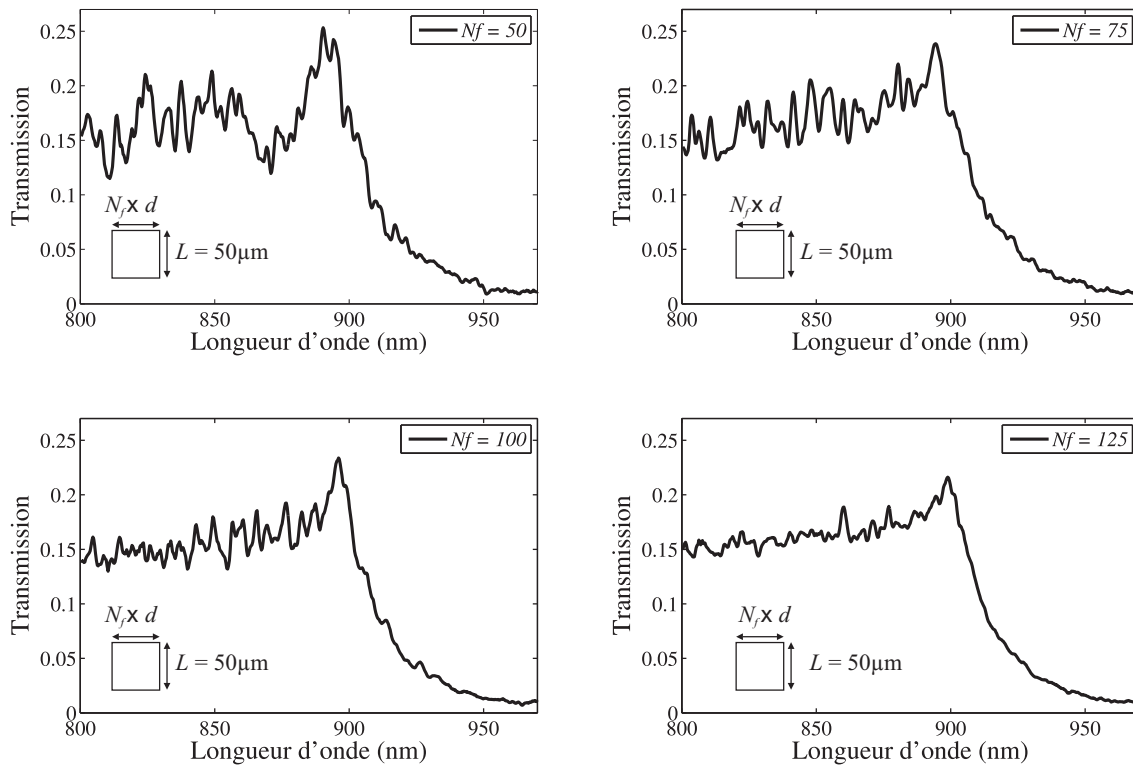


FIG. 2.24 – Spectres expérimentaux de transmission pour des structures possédant un nombre de fentes ( $N_f$ ) différent (cf. figure 2.24), une largeur  $l = 70 \text{ nm}$ , une longueur  $d = 50 \mu\text{m}$ , une période  $d = 400 \text{ nm}$  et une épaisseur  $h = 75 \text{ nm}$ . Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y).

#### 2.4.3.4 Influence de la longueur des fentes

Afin d'étudier l'influence de la longueur des fentes, nous avons caractérisé deux échantillons possédant un même nombre de fentes  $N_f = 100$  et une longueur de fente de  $40 \mu\text{m}$  dans un cas et de  $50 \mu\text{m}$  dans l'autre. La figure 2.25 présente les spectres de transmission expérimentaux. On s'aperçoit que les courbes ont la même allure et que la position du pic de transmission varie de  $1,5 \text{ nm}$  entre les deux mesures, ce qui entre dans l'intervalle d'incertitude fixé. On en conclut donc que pour les dimensions qui nous intéressent la longueur des fentes n'influe pas sur le spectre de transmission.

Par la suite, la géométrie de la structure qui sera intégrée au centre du dispositif acoustique sera de forme « carrée », ce qui nous amène à l'étude qui suit.

#### 2.4.3.5 Étude des structures de forme « carrée »

Dans cette partie nous avons caractérisé une série de structures de forme carrée. La figure 2.26 présente une série de mesures pour différentes valeurs de  $N_f$ . De la même

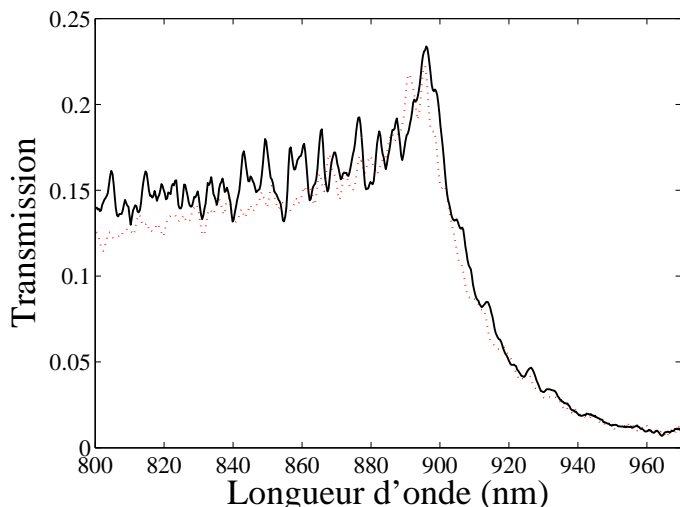


FIG. 2.25 – Spectres de transmission expérimentaux de deux structures possédant un nombre de fentes  $N_f = 100$ , une largeur  $l = 70 \text{ nm}$ , une période  $d = 400 \text{ nm}$  et une épaisseur  $h = 75 \text{ nm}$ . Seule la longueur de fentes diffère entre les deux structures, elle est de  $40 \text{ }\mu\text{m}$  pour la ligne en pointillés rouge et  $50 \text{ }\mu\text{m}$  pour la ligne continue noire. Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y).

manière que pour les structures à longueur de fente fixe, on observe de fortes oscillations pour les faibles valeurs de  $N_f$  et l'apparition du pic se fait à partir de  $N_f = 75$ .

Intéressons nous à l'évolution de la position du pic de transmission en fonction de  $N_f$  d'un point de vue expérimental (cf. figure 2.27). On peut voir que l'expérience et la théorie sont en accord. Dans les deux cas, l'augmentation de  $N_f$  s'accompagne d'un déplacement du pic de transmission vers les hautes longueurs d'onde. On remarque que la position des deux premiers pics n'est pas située dans l'intervalle d'incertitude. Cela est probablement dû aux réflexions des ondes lumineuses sur le bord des structures qui induisent de fortes oscillations. Pour les structures possédant un nombre de fentes supérieur ou égal à 200, on observe aussi une différence entre la théorie et l'expérience. Cela est sûrement dû aux incertitudes de fabrication car plus la taille de la structure est grande plus le nombre de défauts le sera.

Après avoir validé le comportement des nanostructures en champ lointain, on se propose de les caractériser en champ proche afin de compléter notre étude.



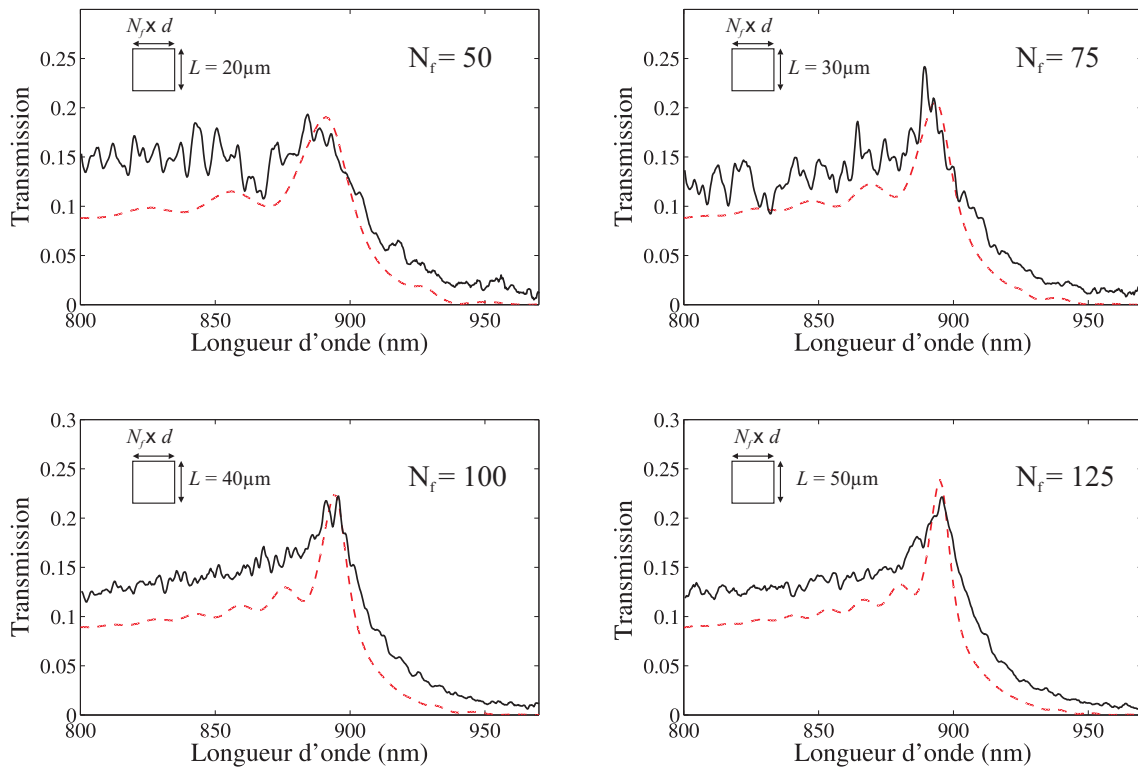


FIG. 2.26 – Comparaison des spectres de transmission théoriques et expérimentaux pour des structures de forme « carrée » (cf. figure 2.26). Lignes en pointillés rouges : courbes de transmission théorique de structures possédant une largeur  $l = 70 \text{ nm}$ , une période  $d = 400 \text{ nm}$  et une épaisseur  $h = 75 \text{ nm}$  (l'intensité a été multipliée par un coefficient de 0,5). Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y) dont l'indice est fixé à  $n_{\text{LiNbO}_3} = 2,24$ . Le milieu de sortie est l'air d'indice  $n_{\text{air}} = 1$ . L'indice de l'or est déterminé à partir du modèle de Drude [85]. Lignes continues noires : courbes de transmission expérimentales de structures en or possédant une longueur de fente qui varie (cf. figure 2.26), une largeur  $l = 70 \text{ nm}$ , une période  $d = 400 \text{ nm}$  et une épaisseur  $h = 75 \text{ nm}$ . Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y).

## 2.5 Étude spectrale en champ proche

Dans cette partie, on étudie le comportement des nanostructures en champ proche. Dans un premier temps, nous rappellerons brièvement le mode de fonctionnement d'un microscope optique en champ proche, puis nous présenterons le montage expérimental mis en place pour cette étude. Enfin, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus.

### 2.5.1 Brefs rappels sur la microscopie champ proche

Au fil des siècles, les microscopes optiques n'ont cessé d'évoluer jusqu'à atteindre la limite de résolution. Cette limite, appelée aussi critère de Rayleigh-Abbe, est la capacité

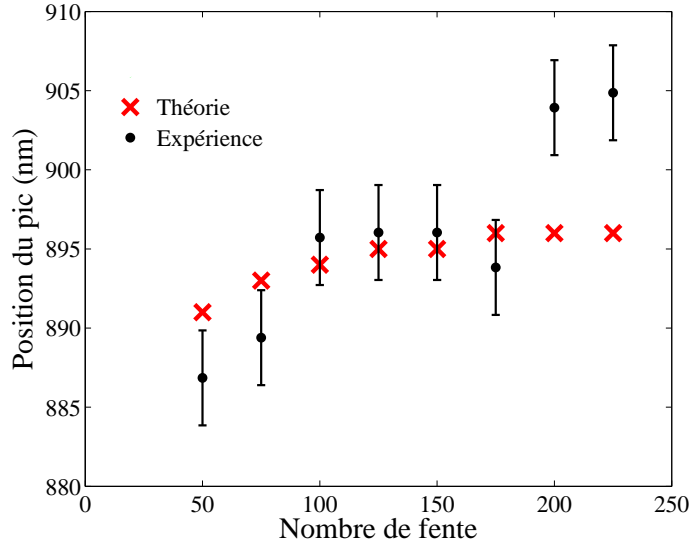


FIG. 2.27 – Évolutions théorique (calcul par FDTD) et expérimentale de la position du pic de transmission en fonction du nombre de fentes pour des structures possédant une largeur  $l = 70 \text{ nm}$ , une période  $d = 400 \text{ nm}$  et une épaisseur  $h = 75 \text{ nm}$ . Le substrat est du niobate de lithium (la coupe Y). Pour l'étude théorique, l'indice du niobate de lithium est fixé à  $n_{\text{LiNbO}_3} = 2,24$ . Le milieu de sortie est l'air d'indice  $n_{\text{air}} = 1$ . L'indice de l'or est déterminé à partir du modèle de Drude [85]

d'un système optique à distinguer les détails d'une image. Elle est généralement notée  $d$  et est donnée par l'équation 2.26 :

$$d = \frac{0,61\lambda}{n \sin(\theta)}, \quad (2.26)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière qui sert à illuminer l'objet,  $\theta$  l'angle d'ouverture maximal et  $n$  l'indice du milieu. Avec l'avènement des nanosciences et de la nanotechnologie, dans lesquelles les objets étudiés sont de plus en plus petits, il a fallu dépasser cette limite de la microscopie classique, ce qui a poussé les scientifiques à développer de nouvelles méthodes de prospection telles que les microscopes à sonde locale.

En effet, pour obtenir une meilleure résolution, il faut détecter les hautes fréquences spatiales. Cette idée a été proposée pour la première fois par Synge en 1928 [88] mais tardivement mise en place pour des raisons technologiques [89]. Ces hautes fréquences spatiales portent les informations concernant les plus petits détails de la structure. Or, elles ne se propagent pas mais restent confinées au voisinage immédiat de la surface de l'échantillon sous forme de champ évanescent. La microscopie optique en champ proche se propose de capter ce champ évanescent grâce à une nano-sonde et de collecter le maxi-

num d'informations sur l'objet étudié. La difficulté de la mesure se situe aussi bien dans l'approche de la sonde près de l'échantillon (5 à 40 nm) que dans le contrôle et le maintien de la sonde à cette distance. En effet, à la moindre variation, la pointe peut venir toucher l'objet. Maintenant, détaillons le principe de contrôle de la sonde près de la surface de l'échantillon.

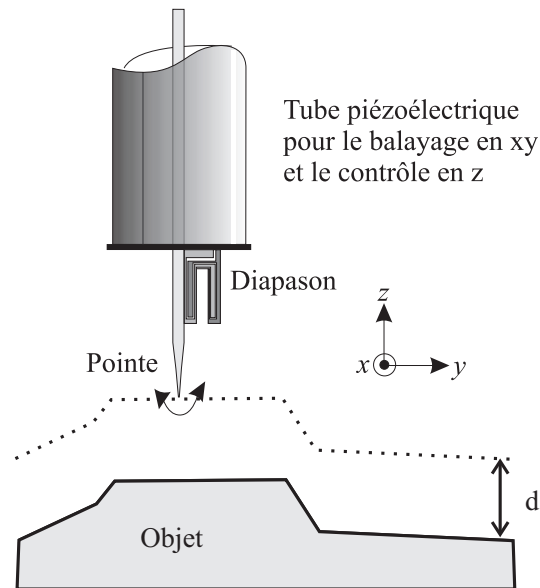


FIG. 2.28 – Schéma d'une caractérisation champ proche à distance constante.

#### – Contrôle de la pointe

Les pointes sont fabriquées au sein du laboratoire par étirage à chaud d'une fibre optique dénudée à l'aide d'une étireuse Sutter Instrument. La sonde doit être maintenue à une distance constante de la surface de l'échantillon, située entre 5 et 20 nm. Ceci est rendu possible par une boucle d'asservissement. La pointe est collée sur un diapason d'horloger [90], lui-même relié à un tube piézoélectrique. Le système pointe-diapason vibre à une fréquence de résonance voisine de 32 kHz. Son amplitude de vibration sert de référence au système. En s'approchant de la surface, les vibrations sont modifiées par des forces dites de cisaillement ou « shear-force ».

Afin de maintenir ces forces de cisaillement constantes, la pointe se rapproche de la surface si les forces de cisaillement diminuent et au contraire s'en éloigne si les forces sont trop fortes de manière à conserver la référence d'amplitude. Le tube piézoélectrique permet d'assurer le maintien de cette consigne en déplaçant verticalement et de façon nanométrique le système pointe-diapason. De plus, le tube assure le balayage de la surface étudiée suivant les directions  $x$  et  $y$ . La figure 2.28 indique le principe de suivi de la surface

pour une distance constante. La topographie donnée par le système « shear-force » dépend fortement du temps de réponse de la boucle d'asservissement, qui peut se traduire par des flancs inclinés pour la structure ou des oscillations parasites.

### 2.5.2 Dispositif expérimental

Le montage (cf. figure 2.29) est constitué de deux parties : une première qui permet l'illumination de l'échantillon et une seconde constituée d'un microscope champ proche. L'illumination de l'échantillon est assurée par un laser Titane-saphir continu (modèle Spectra Physics 3900S) dont le milieu actif est pompé par un laser continu à état solide de type Nd-YAG doublé (modèle Spectra physics Millennia Pro, émission à 532 nm). Le laser Titane-saphir est accordable entre 700 et 1000 nm (grâce à deux jeux de miroirs différents) par la rotation d'un filtre de Lyot inséré dans la cavité. La largeur spectrale de la raie laser est très faible (inférieure à 0,1 nm). La lumière issue du laser est mise en forme à l'aide d'un objectif de microscope et la polarisation du faisceau parallèle est contrôlée par un polariseur Glan-Taylor. Une fois l'échantillon éclairé, celui-ci est caractérisé à l'aide d'un microscope optique en champ proche (NT-MDT) utilisé en mode transmission.

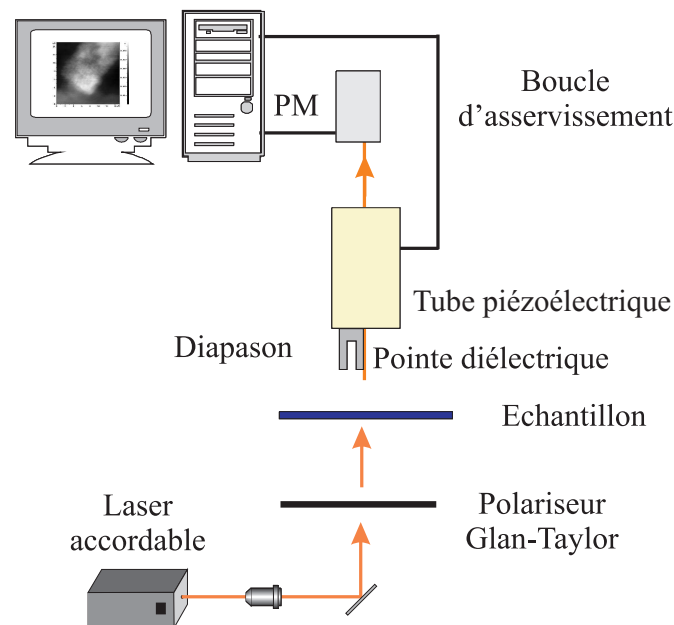


FIG. 2.29 – Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation champ proche.

### 2.5.3 Résultats expérimentaux

Nous avons choisi d'étudier une structure constituée de 75 fentes et possédant une longueur de  $30\ \mu\text{m}$  car en deçà de ces dimensions, le pic de transmission n'apparaît que timidement. Nous avons effectué une étude spectrale de la structure, c'est-à-dire que nous avons réalisé plusieurs images champ proche à différentes longueurs d'ondes. Nous nous sommes focalisés sur trois longueurs d'ondes : la première est située avant le pic de transmission ( $\lambda = 846\ \text{nm}$ ), la seconde à la longueur d'onde du pic de transmission ( $\lambda = 889\ \text{nm}$ ) et la dernière après ce pic ( $\lambda = 946\ \text{nm}$ ). La figure 2.30 présente le spectre de transmission de la structure utilisée et la position des différentes longueurs d'onde.

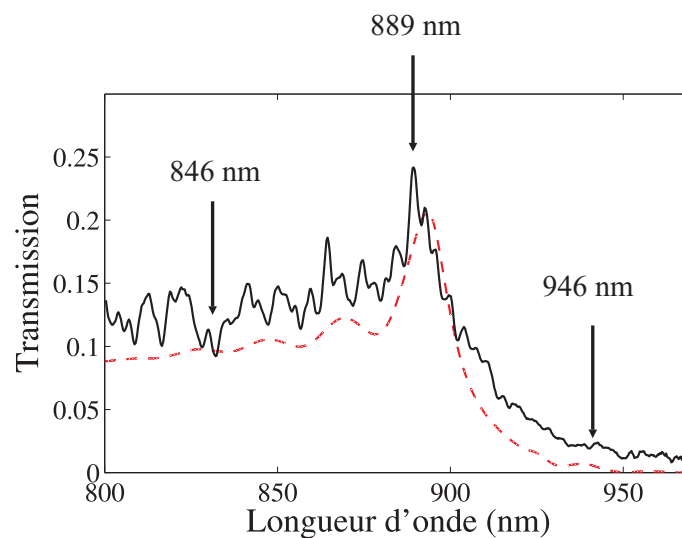


FIG. 2.30 – Spectre de transmission théorique calculé par FDTD pour un réseau d'or constitué de 75 fentes sur un substrat en niobate de lithium d'indice  $n_{LiNbO_3} = 2,24$  (pointillés rouge). Spectre de transmission expérimental d'un réseau constitué de 75 fentes de  $30\ \mu\text{m}$  de long fabriqué sur un substrat en niobate de lithium (ligne noire).

La figure 2.31 présente les différentes images champ proche obtenues. La réponse de la source et du photomultiplicateur n'étant pas uniforme dans la plage de longueurs d'onde étudiée, il nous a fallu normaliser en intensité chacune des images. Les images obtenues montrent une forte exaltation du champ à la surface de l'échantillon à la longueur d'onde du pic de résonance ( $889\ \text{nm}$ ). En effet, le champ est environ 30 fois plus intense à la longueur d'onde de  $889\ \text{nm}$  qu'à  $846\ \text{nm}$  contre 1,5 fois en champ lointain. Concernant l'image obtenue à la longueur d'onde de  $946\ \text{nm}$ , le champ est quasiment nul ce qui concorde avec le spectre de transmission en champ lointain.

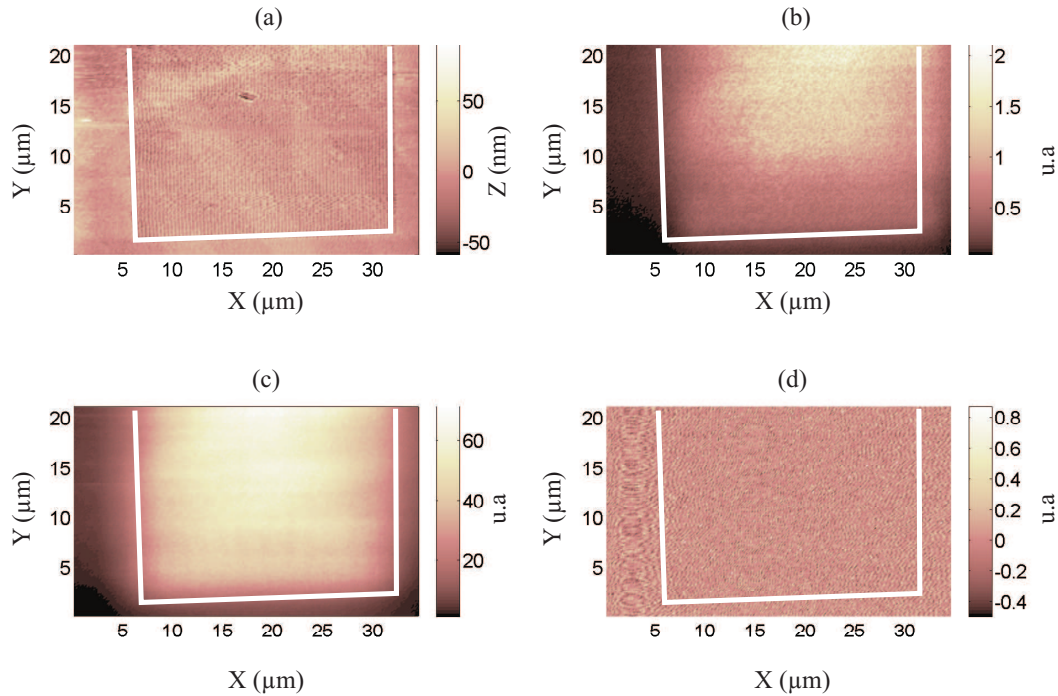


FIG. 2.31 – Images topographique (a) et optiques enregistrées par microscopie optique en champ proche en transmission aux longueurs d’onde de 846 nm (b), 889 nm (c) et 946 nm (d).

## 2.6 Conclusion

Grâce aux programmes numériques utilisant la FMM, nous avons pu déterminer une configuration de nanostructures présentant un pic de transmission aux alentours de 900 nm. Nous avons validé ce résultat expérimentalement et avons obtenu une transmission de l’ordre de 20 %, soit un taux de transmission presque trois fois plus faible que ce que prédisait la théorie. Ce résultat nous a amené à effectuer une étude concernant l’influence du caractère fini des structures. Grâce, cette fois-ci, à des programmes basés sur la FDTD, nous avons montré que le nombre de fentes joue un rôle important dans la transmission. Nous avons également défini expérimentalement la taille minimum d’une structure permettant d’obtenir un pic de transmission fin ( $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ ) ce qui est pour nous un résultat important. En effet, ce dernier est crucial car par la suite nous serons amenés à moduler cette transmission en utilisant des ondes de surface générées par des transducteurs à peignes interdigités annulaires et c’est donc cette taille minimum qui fixera notre fréquence de travail acoustique. On se propose maintenant de présenter les dispositifs acoustiques qui nous serviront pour la modulation de la transmission.

## Chapitre 3

# Dispositifs acoustiques : transducteurs annulaires

### 3.1 Généralités sur les ondes élastiques et sur la piézo-électricité

Dans ce chapitre, nous abordons l'aspect acoustique de notre dispositif de commande. En effet, la nanostructure dont nous avons fixé les paramètres dans le chapitre précédent va être soumise à une onde élastique de surface visant à moduler l'indice optique du substrat et par conséquent, à moduler le pic de transmission. Dans un premier temps, nous donnerons quelques rappels essentiels sur la théorie des ondes élastiques nécessaires à la compréhension de la suite de nos travaux. Par la suite, nous introduirons plus particulièrement les ondes de surface et notamment l'onde de Rayleigh qui intervient dans nos dispositifs. Ces dernières sont générées par des transducteurs interdigités dont nous présenterons le principe de fonctionnement. Contrairement à la configuration généralement utilisée (transducteurs à électrodes droites) nous avons opté pour un transducteur de forme annulaire permettant de focaliser l'onde élastique au niveau de la nanostructure acousto-plasmonique. Une fois les principes de fonctionnement établis, nous présenterons le procédé de fabrication utilisé avant de terminer par une caractérisation des dispositifs.

---

### 3.1.1 Théorie des ondes élastiques

#### 3.1.1.1 Propagation des ondes dans un milieu élastique

La théorie de l'élasticité étudie les phénomènes mis en jeu lors de l'application d'une force à un corps, qu'il soit gazeux, liquide ou solide. Ces forces affectent à la fois la forme et le volume du corps étudié. Chaque point du corps subit une modification mesurée par un vecteur déplacement  $\mathbf{u}$ . La connaissance du vecteur de déplacement permet de remonter aux déformations  $\mathbf{S}$  subies par le solide *via* l'équation 3.1 :

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right), \quad (3.1)$$

où la convention de sommation implicite d'Einstein sur les indices répétés est entendue. Dans un solide élastique déformé apparaissent des tensions mécaniques internes qui tendent à le ramener à son état de repos et assurent l'équilibre de la matière. Cet effet met en jeu les contraintes internes  $\mathbf{T}$  qui s'annulent avec les déformations au repos. Ces deux grandeurs sont liées par la loi de Hooke :

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl}, \quad (3.2)$$

où  $\mathbf{c}$  est le tenseur des rigidités élastiques du matériau. La symétrie des tenseurs des contraintes et des déformations ( $T_{ij} = T_{ji}$  et  $S_{kl} = S_{lk}$ ), implique une symétrie du tenseur des rigidités  $c_{ijkl}$ . Celui-ci reste inchangé par permutation des deux premiers indices ou des deux derniers :

$$c_{ijkl} = c_{jikl} = c_{ijlk} = c_{jilk}. \quad (3.3)$$

Par ailleurs, ce tenseur est symétrique par permutation des deux paires d'indices. La symétrie des tenseurs  $\mathbf{T}$  et  $\mathbf{S}$  permet d'écrire l'équation 3.2 de la manière suivante :

$$T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l}. \quad (3.4)$$

Par ailleurs, la loi de conservation de la quantité de mouvement impose :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ji}}{\partial x_j} + \mathbf{F}_i, \quad (3.5)$$

$\rho$  désignant la densité du corps et  $\mathbf{F}_i$  les forces extérieures mises en jeu. Une reformulation de cette dernière équation en utilisant la relation 3.4 permet d'obtenir l'équation de

---



propagation, qui en l'absence de force extérieure, se ramène à :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} . \quad (3.6)$$

### Cas des ondes de volume

Considérons le cas de la propagation d'une onde élastique dans un solide d'extension spatiale infinie. On cherche une solution de l'équation de propagation 3.6 sous la forme d'une onde plane monochromatique progressive se propageant suivant une direction définie par un vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  :

$$u_i = U_i \exp[j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})].$$

On peut réécrire cette expression en employant le vecteur des lenteurs tel que  $s = \frac{k}{\omega}$ , en lieu et place du vecteur d'onde :

$$u_i = U_i \exp[j\omega(t - s \cdot \mathbf{n} \cdot \mathbf{x})].$$

En substituant cette expression dans l'équation de propagation (3.6) et en définissant un vecteur unitaire  $\mathbf{n}$  tel que  $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{s}}{|\mathbf{s}|} = \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|}$ , on obtient l'équation dite de Christoffel :

$$\rho v^2 u_i = c_{ijkl} n_j n_k u_l \quad \text{avec} \quad v = \frac{1}{s}. \quad (3.7)$$

En introduisant le tenseur du second ordre  $\Gamma$ , dit tenseur de Christoffel, tel que  $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k$ , l'équation de Christoffel s'écrit :

$$\Gamma_{il} u_l = \rho v^2 u_i . \quad (3.8)$$

On obtient alors un problème aux valeurs propres, que l'on sait résoudre. On en déduit qu'en régime d'ondes planes, l'équation de propagation admet pour solutions des modes élastiques dont la polarisation est un vecteur propre de  $\Gamma$  et dont les valeurs propres permettent quant à elles de remonter aux vitesses. Dans le cas le plus général, il existe dans chaque direction trois modes de vitesses non nulles susceptibles de se propager dans le milieu infini : un mode quasi-longitudinal et deux autres modes dits quasi-transverses horizontal et sagittal :

- le mode longitudinal, encore appelé mode de compression ou de dilatation, est ca-

ractérisé par un vecteur de déplacement des particules de matière (polarisation de l'onde) parallèle à la direction de propagation. Ce type d'onde crée des zones de compression et de dépression successives et peut exister dans tous les corps solides, liquides et gazeux ;

- le mode transverse, ou de cisaillement, possède un vecteur de déplacement situé dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. Il engendre alors des contraintes de cisaillement. Ce mode de propagation n'existe que dans les solides.

### 3.1.2 Milieu piézoélectrique

L'étude des ondes élastiques dans les milieux piézoélectriques nécessite un formalisme plus complet que celui présenté dans le cas des solides anisotropes. En effet, la piézoélectricité n'est pas prise en compte dans les équations précédentes, seules les propriétés élastiques des matériaux sont mises en jeu. Dans la partie qui suit, on se propose d'étudier les propriétés des ondes élastiques à l'intérieur des matériaux piézoélectriques. Avant de réaliser cette étude, introduisons de manière succincte la piézoélectricité.

#### 3.1.2.1 Bref historique

C'est en 1880 que les frères Pierre et Jacques Curie ont mis en évidence que, dans certaines classes cristallines non centrosymétriques, l'application de contraintes sur le cristal entraîne l'apparition de charges électriques. Ce phénomène est appelé effet piézoélectrique direct [91]. Un an plus tard, ils mirent en évidence l'effet inverse [92]. La piézoélectricité resta une curiosité de laboratoire pendant une trentaine d'années. Elle donna surtout lieu à des travaux théoriques sur les structures cristallines présentant cette propriété. Ces travaux donnèrent naissance en 1910 à la publication par Woldemar Voigt du *Lehrbuch der Kristallphysik* qui donne les 21 classes cristallines piézoélectriques, et définit rigoureusement les constantes piézoélectriques dans le formalisme de l'analyse tensorielle [93]. Tous les matériaux ne sont pas piézoélectriques. Il faut en effet que la maille cristalline ne possède pas de centre de symétrie ; autrement dit, tous les matériaux piézoélectriques sont anisotropes. Ceci signifie qu'ils possèdent des propriétés physiques dépendant de la direction considérée. On rencontre dans la nature de nombreux cristaux pourvus de ces propriétés : le quartz, la topaze, le sucre, le sel de la Rochelle etc., mais les matériaux piézoélectriques les plus utilisés sont des matériaux de synthèse. Les plus courants ont une structure cristalline de type pérovskite de formule générale

---

$\text{ABO}_3$  :  $\text{PbTiO}_3$ ,  $\text{KNbO}_3$ ,  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$  (PZT), ainsi que le quartz. L'utilisation de l'effet piézoélectrique a connu son essor au cours de la première guerre mondiale, avec le progrès de l'électronique et notamment l'apparition d'amplificateurs. Depuis cette époque, l'utilisation de la piézoélectricité s'est développée dans divers domaines tels que le traitement du signal acoustique, les télécommunications radio-fréquence, la microscopie en champ proche, etc.

### 3.1.2.2 Propagation des ondes planes dans un milieu piézoélectrique

Afin de décrire l'effet de la piézoélectricité sur la propagation des ondes planes, il faut compléter le modèle présenté précédemment, ce qui conduit aux équations constitutives suivantes :

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{lij} E_l, \quad (3.9)$$

$$D_i = e_{ikl} S_{kl} + \epsilon_{ij} E_j, \quad (3.10)$$

où les  $e_{ikl}$  sont les composantes du tenseur piézoélectrique et  $\epsilon_{ij}$ , celles du tenseur diélectrique. Les  $E_k$  et  $D_i$  sont respectivement les composantes du champ électrique et de l'induction électrique. Le champ électrique dans le cadre de l'approximation quasi-statique est donné par :

$$E_l = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_l},$$

où  $\Phi$  est le potentiel électrique. Dans le cas d'une onde plane, en remplaçant les composantes du tenseur des déformations par leur expression en fonction des champs de déplacement élastique donnée dans l'équation 3.1, les équations constitutives s'écrivent :

$$T_{ij} = -j\omega s_l (c_{ijkl}^E u_k + e_{lij} \Phi), \quad (3.11)$$

$$D_j = -j\omega s_l (e_{ikl} u_k - \epsilon_{il} \Phi). \quad (3.12)$$

Définissons maintenant les conditions d'équilibre à l'intérieur d'un substrat piézoélectrique :

- Équilibre mécanique : le substrat n'étant soumis à aucune force extérieure, la relation fondamentale de la dynamique s'écrit :

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (3.13)$$

- Équilibre électrique : les solides piézoélectriques étant isolants, ils ne présentent pas

de charges libres en volume. La loi de poisson dans cadre l'approximation quasi-statistique s'écrit :

$$\frac{\partial D_j}{\partial x_i} = 0 \quad (3.14)$$

En considérant les équations constitutives (3.11, 3.12) et les équations d'équilibre (3.14, 3.13), on obtient le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \rho u_i &= s^2(\Gamma_{il}u_l + \gamma_i\Phi) \\ \gamma_l u_l &= \epsilon\Phi \end{aligned} \quad (3.15)$$

avec  $\gamma_i = e_{kij}n_j n_k$  et  $\epsilon = \epsilon_{ik}n_j n_k$ . Et en éliminant le potentiel du système 3.15 on obtient l'équation de Christoffel avec constantes durcies :

$$\rho u_i = s^2 \bar{\Gamma}_{il} u_l \quad (3.16)$$

$$\text{avec } \bar{\Gamma}_{il} = \frac{\gamma_i \gamma_l}{\epsilon} + \Gamma_{il} \quad (3.17)$$

Pour les solides piézoélectriques, en régime d'onde plane, la polarisation des modes acoustiques est donnée par  $\bar{\Gamma}_{il}$ . Comme pour les solides non piézoélectriques, les valeurs propres permettent de remonter aux vitesses des modes acoustiques. Selon la symétrie du cristal et la direction de propagation, trois ondes (ou seulement une ou deux) sont piézoélectriquement actives. Leur vitesse de phase est généralement augmentée par l'effet piézoélectrique.

### 3.1.3 Surfaces caractéristiques

Nous venons de présenter les équations qui régissent la propagation des ondes acoustiques dans les solides piézoélectriques. Pour illustrer la propagation des ondes acoustiques dans les solides, on utilise les surfaces caractéristiques. Les résultats des paragraphes précédents ne concernent qu'une seule direction  $\mathbf{n}$ , or l'équation de Christoffel 3.16 fournit les vitesses des trois ondes pour chaque direction dans le solide. En conséquence, un cristal est caractérisé par une surface composée de trois nappes. Il existe trois types de surfaces permettant de caractériser l'anisotropie d'un solide :

- **La surface des lenteurs** est par définition, le lieu des extrémités du vecteur  $\mathbf{s} = \frac{\mathbf{n}}{V}$  en fonction de  $\mathbf{n}$  (c'est une représentation spatiale de la relation de dispersion). La vitesse d'énergie (ou vitesse de groupe spatiale) est normale à cette surface. Elle est analogue à la surface des indices en optique.

- **La surface d'onde** est par définition le lieu du vecteur vitesse de l'énergie  $\vec{V}^e$  en fonction de  $\mathbf{n}$ . C'est la surface atteinte au bout d'un temps unitaire par l'onde issue d'un point source à une fréquence donnée; c'est aussi une surface équiphasse. La direction de propagation  $\mathbf{n}$  est normale à la surface d'onde.
- **La surface des vitesses** est le lieu du vecteur  $V\mathbf{n}$  en fonction de  $\mathbf{n}$ . C'est le lieu de la projection orthogonale de l'origine sur les plans tangents à la surface d'onde.

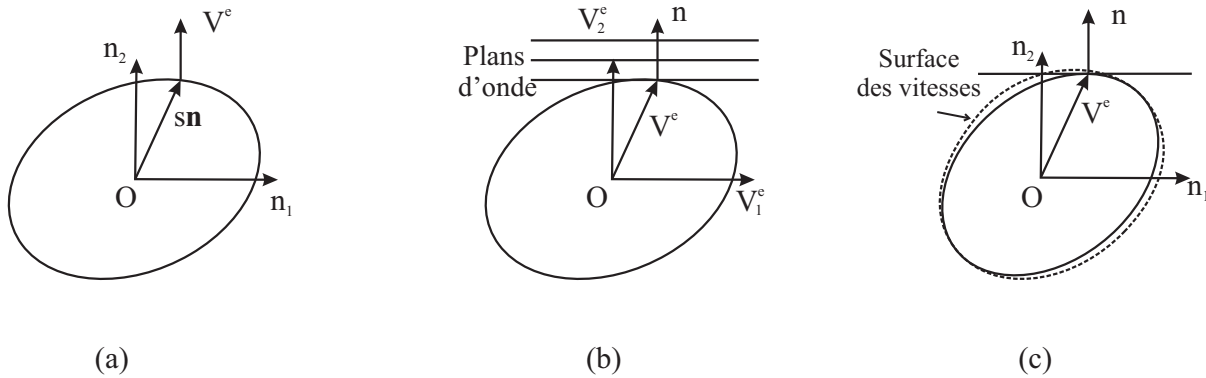


FIG. 3.1 – Représentation graphique des différentes surfaces caractéristiques : (a) surface des lenteurs, (b) surface d'onde, (c) surface des vitesses.

### 3.1.4 Ondes de surface

Intéressons-nous maintenant aux différents types d'ondes de surface qui peuvent exister. Les surfaces imposent une limite physique au milieu de propagation. Pour les ondes de surface, le déplacement des particules est visible à la surface du matériau. Il existe différents types d'ondes de surface, par exemple : les ondes de Rayleigh, les ondes de Stoneley, les ondes de Lamb et les ondes de Love [94]. Bien que seules les ondes de Rayleigh seront utilisées par la suite, nous donnerons une idée du principe de fonctionnement de chacune des ondes citées plus haut.

#### - Ondes de Rayleigh

Ces ondes de surface doivent leur nom à Lord John Rayleigh, qui les a découvertes en 1885 [94]. Les ondes de Rayleigh se propagent à la surface d'un milieu semi-infini, leur amplitude décroît exponentiellement et n'affecte donc le substrat que sur une épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde du mode. Ces ondes de surface présentent, en effet, un vecteur déplacement dont la composante normale est évanescence. Le déplacement des

particules est elliptique et est situé sur le plan sagittal, qui est le plan perpendiculaire à la surface de propagation. Elles résultent de la combinaison d'une onde longitudinale de polarisation parallèle à la surface et d'une onde transversale perpendiculaire à celle-ci. La figure 3.2 montre le mouvement des particules dans le plan sagittal et l'ondulation de la surface lorsqu'elle est parcourue par une onde plane sinusoïdale. C'est ce type d'onde que nous utiliserons par la suite.

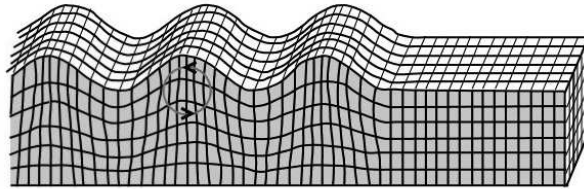


FIG. 3.2 – Ondulation de la surface provoquée par le passage d'une onde de Rayleigh.

#### - Ondes de Stoneley

Les ondes de Stoneley sont des ondes susceptibles de se propager le long d'une interface entre deux solides et présentant un caractère évanescent. Elles sont, en ce sens, analogues aux ondes de Rayleigh et possèdent également une polarisation elliptique.

#### - Ondes de Lamb

Les ondes de Lamb (nommées ainsi en hommage à l'importante contribution d'Horace Lamb) apparaissent lors de la vibration de plaques minces dont l'épaisseur est comparable à la longueur d'onde de l'onde élastique. On peut concevoir certains de ces modes de Lamb comme deux modes de Rayleigh se propageant chacun sur une des surfaces. La distance entre les deux surfaces étant de quelques longueurs d'onde, on assiste à un couplage des ondes de surface donnant naissance à des déformations symétriques ou antisymétriques de la plaque. Ces ondes dispersives peuvent ainsi mettre en mouvement la totalité de la plaque.

#### - Ondes de Love

Une plaque d'épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde reposant sur une couche semi-infinie (cas d'une couche sur un substrat par exemple) autorise le guidage partiel de plusieurs modes qui sont évanescents dans le substrat. Dans le cas d'une polarisation purement transverse on parle alors d'ondes de Love, découvertes en 1911 par Augustus Love. La vitesse de propagation de cette onde est comprise entre les vitesses transverses des deux milieux. Love a montré que la propagation d'une telle onde, n'est possible que si la vitesse de la composante transverse de l'onde de volume dans le substrat est supérieure à celle dans la couche.

Nous nous sommes ici contentés d'introduire très brièvement des notions génériques utiles à la compréhension de la suite de ce manuscrit. Pour un traitement plus exhaustif du sujet, nous suggérons au lecteur de se référer à l'ouvrage de Royer et Dieulesaint [94].

### 3.1.5 Génération d'ondes acoustiques de surface

L'histoire des premiers dispositifs à ondes de surface débute en 1965 avec l'invention du transducteur interdigité (en anglais IDT pour « interdigital transducer ») sur quartz par White et Voltmer [95]. En effet, ces auteurs montrent la possibilité de générer directement des ondes de surface à la surface d'un matériau piézoélectrique en excitant électriquement un transducteur en forme de peignes interdigités déposés à la surface d'un substrat piézoélectrique comme présenté sur la figure 3.3. Au fil des années, d'autres substrats ont été utilisés : le niobate de lithium, le tantalate de lithium, la langasite, etc.

Le principe de fonctionnement des IDTs est simple : une tension électrique  $U$ , appliquée

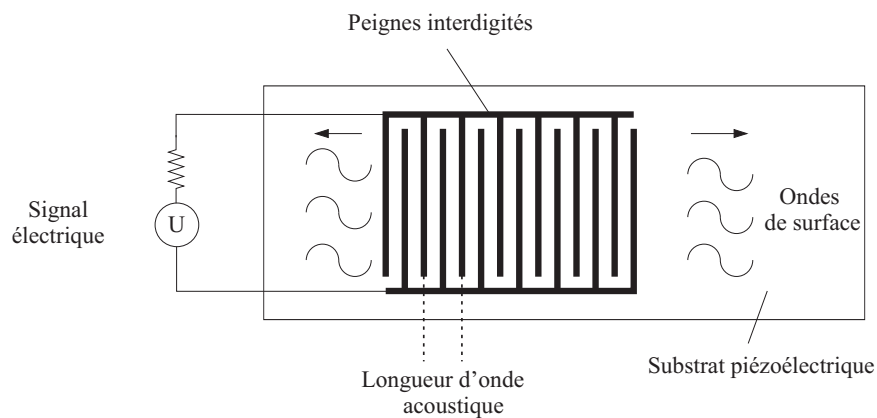


FIG. 3.3 – Transducteur simple à électrodes interdigitées.

entre les deux électrodes, crée un champ électrique qui engendre des compressions et des dilatations au voisinage de la surface, donnant naissance à différentes ondes élastiques par effet piézoélectrique. Grâce à un tel dispositif, on crée en particulier des ondes de Rayleigh, émises perpendiculairement aux doigts des peignes. Le transducteur se comporte comme une suite de sources ultrasonores ou antennes acoustiques. Lorsque la tension appliquée est sinusoïdale, les vibrations s'ajoutent de manière constructive seulement si la distance  $d$  entre deux électrodes est égale à une demi-longueur d'onde élastique. En effet, toute contrainte, produite à l'instant  $t$  par une paire de doigts, pour une polarité donnée de la tension, parcourt, à la vitesse  $V_R$  de l'onde de Rayleigh, la distance  $\frac{\lambda}{2}$  pendant une demi-période  $\frac{T}{2}$  comme illustré sur la figure 3.4. À l'instant  $t + \frac{T}{2}$ , cette contrainte est

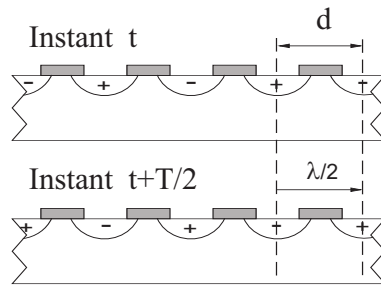


FIG. 3.4 – Principe de fonctionnement d'un transducteur à électrodes interdigitées.

arrivée sous la paire de doigts voisine au moment où la tension électrique, qui a changé de signe, produit une contrainte de même phase : la contrainte due à la seconde paire de doigts s'ajoute à celle émise par la première paire. On peut alors définir la fréquence de résonance  $f_0$  comme étant :

$$f_0 = \frac{V_R}{2d} . \quad (3.18)$$

Il est à noter que lors de la génération d'une onde acoustique de surface par des transducteurs interdigités, la totalité de l'énergie électrique n'est pas utilisée par le dispositif. En effet, chaque matériau est caractérisé par un coefficient de couplage électromécanique. Ce coefficient traduit sa capacité piézoélectrique à convertir en énergie mécanique l'énergie électrique qui lui est fournie.

La grande majorité des expériences utilisent des transducteurs droits qui émettent des ondes planes avec des vecteurs d'ondes bien définis [96]. En se basant sur le principe de fonctionnement des IDTs, V. Laude *et al.* [17] ont mis au point une configuration de transducteurs interdigités annulaires (que l'on désignera par la suite par AIDT pour « Annular InterDigital Transducer ») permettant de générer des ondes de surface dans plusieurs directions et ainsi de focaliser l'onde acoustique en un point.

## 3.2 Transducteurs interdigités annulaires

### 3.2.1 Principe de fonctionnement des transducteurs interdigités annulaires

Le but ici est de concentrer l'énergie acoustique générée à la surface d'un matériau piézoélectrique afin de créer une forte modulation de l'indice de réfraction en un point. C'est dans cette optique que nous avons utilisé des transducteurs interdigités annulaires dont nous allons expliquer le fonctionnement.



Lors de la génération d'ondes de surface par utilisation d'un laser impulsif, l'excitation se produit de façon ponctuelle au niveau du point d'impact du laser. Les ondes générées se propagent alors dans toutes les directions de l'espace et leur propagation est régie par les propriétés du matériau. La dispersion angulaire en terme de vitesse de groupe est liée à l'anisotropie du matériau. Après une distance de propagation de quelques longueurs d'ondes, la forme des ondes générées finit par suivre naturellement celle de la surface d'onde, comme l'ont montré Vines *et al.* [97]. Le concept de l'AIDT repose donc sur le problème inverse : concentrer l'énergie élastique en la générant *via* un transducteur suivant la surface d'onde. Un IDT circulaire a déjà été proposé par Day et Koerber [98] pour des substrats présentant une isotropie dans le plan. La vitesse de phase et la vitesse de groupe étant égales dans ce cas, la surface de l'onde se réduit à un simple cercle. Une alternative plus récente [99, 100] d'IDTs focalisés utilise une émission acoustique seulement à l'aide d'un arc circulaire. En 2008, un modèle d'AIDTs a été mis au point par V. Laude *et al.* [17] pour le niobate de lithium en coupe Y et en coupe Z. Le but ici est de présenter et de mettre en place de tels dispositifs.

### 3.2.2 Transducteurs interdigités annulaires pour $\text{LiNbO}_3$ en coupe Y

Le niobate de lithium est un matériau fortement anisotrope du point de vue de la propagation d'ondes élastiques, présentant de ce fait des variations de vitesses de propagation conséquentes suivant les axes considérés. Il bénéficie néanmoins des propriétés de symétrie des matériaux de la classe cristallographique trigonale  $3m$  à laquelle il appartient.

Nous nous intéressons ici à la propagation d'ondes à la surface d'un substrat de niobate de lithium en coupe Y, substrat qui est exploité dans la suite de ce document. Dans ce cas précis, l'axe cristallographique Y du matériau est orienté normalement à la surface, qui est donc définie par le plan XZ. Le niobate de lithium en coupe Y supporte la propagation d'ondes de volume longitudinales et transverses, mais également de deux types de modes de surface (ondes de surface et pseudo onde de surface). L'onde de surface pure, correspond à un mode de Rayleigh sans perte, et dont la vitesse en propagation suivant X est de  $3690 \text{ m.s}^{-1}$ .

Les ondes de Rayleigh obéissent à l'équation de propagation 3.6 et aux conditions aux limites. Les solutions de l'équation de propagation dans le cas d'un cristal ne sont, généralement, accessibles que numériquement mais elles le sont analytiquement dans le cas d'un solide isotrope [94]. Comme nous l'avons déjà vu dans la section 3.1.3, la propagation

---

des ondes acoustiques dans un substrat est régie par la surface des lenteurs  $s(\psi)$  (inverse de la vitesse de phase en fonction de l'angle d'émission  $\psi$ ). Dans le cas du niobate de lithium en coupe Y, la courbe des lenteurs est présentée en figure 3.5.

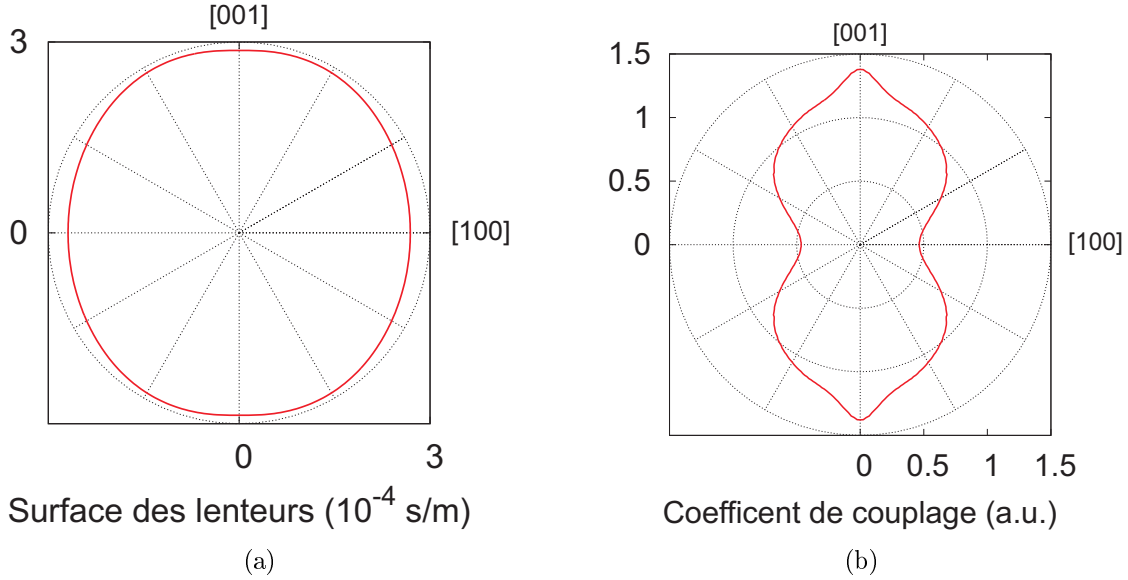


FIG. 3.5 – (a) Courbe des lenteurs de l'onde de Rayleigh pour le niobate en coupe Y. (b) Évolution du coefficient de couplage électromécanique.

Intéressons nous maintenant à la forme des transducteurs. Le déplacement d'une surface soumise à une excitation ponctuelle peut être décrit par une fonction de Green, définie comme étant la fonction reliant dans le domaine spatial les déplacements de la surface aux contraintes mécaniques de la surface. La méthode permettant de déterminer la forme générale de cette fonction est donnée par Laude *et al.* [101]. La figure 3.6 présente les contributions du module des ondes acoustiques de surface du substrat. On observe un système d'ondulation à la surface dont la source en est le centre. Lorsque l'onde de surface progresse, les ondulations deviennent homothétiques à la surface d'onde.

En utilisant le principe de la phase stationnaire [102], les contributions en champ lointain de l'onde de surface (au-delà de quelques longueurs d'onde acoustique) peuvent être déterminées par la fonction de Green suivante :

$$G(R, \theta) \approx \frac{Aa(\bar{\psi}) \exp\left(-i\omega R h(\bar{\psi}) - i\frac{\pi}{4} \operatorname{sgn}\left(h''(\bar{\psi})\right)\right)}{\sqrt{\omega R |h''(\bar{\psi})|}}, \quad (3.19)$$

ou  $h(\psi) = s(\psi) \cos(\psi - \theta)$ ,  $\theta$  représente l'angle d'observation qui est donné par la normale à la surface des lenteurs,  $A$  est une constante indépendante de  $\theta$  et  $\operatorname{sgn}(h''(\bar{\psi}))$

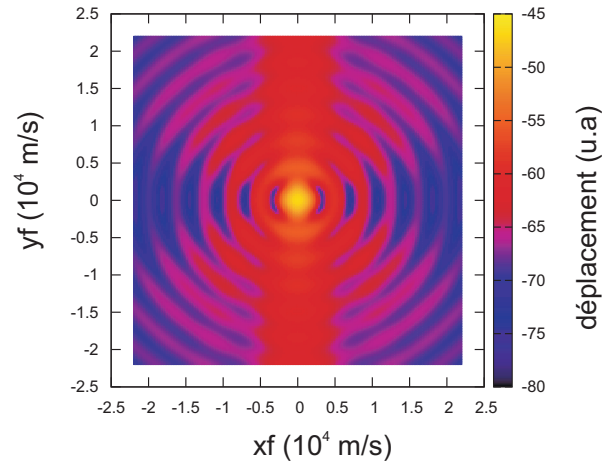


FIG. 3.6 – Déplacement vertical de la surface calculé à partir de la fonction de Green pour le niobate de lithium en coupe Y.

est la fonction signe qui extrait le signe  $h''(\bar{\psi})$  (dérivée seconde de  $h(\psi)$ ), c'est-à-dire que l'image  $h''(\bar{\psi})$  par cette application est 1 si le nombre est strictement positif, 0 si le nombre est nul, et  $-1$  si le nombre est strictement négatif. Nous avons vu dans la section 3.1.3 que la surface d'onde est le lieu de la vitesse de groupe et qu'elle est fonction de l'angle d'émission. La vitesse de groupe peut alors être déterminée à partir de la surface des lenteurs par un calcul numérique. La figure 3.7(a) présente la vitesse de groupe en fonction de l'angle de l'observation pour le niobate de lithium en coupe Y.

Pour générer des ondes de surface, il nous faut positionner des électrodes de façon à ce que leur influence sur le point source soit minimale. On remarque, en figure 3.5(b), que suivant l'angle d'émission, le coefficient de couplage varie. On a donc choisi de positionner les électrodes à l'endroit où le couplage électromécanique est le plus faible. La figure 3.7(b) présente un schéma de la configuration choisie pour les AIDTs.

Il est important de souligner que la taille du point focal dépend de la fréquence de fonctionnement du dispositif. De plus, elle est limitée par la diffraction.

Maintenant que nous connaissons la géométrie exacte des transducteurs et la position des électrodes, nous pouvons réaliser les dispositifs. C'est l'objet de la section qui suit.

### 3.2.3 Fabrication

Le mode de fabrication dépendra des dimensions des transducteurs à réaliser. Nous avons montré dans le chapitre 2 que la taille minimum des nanostructures permettant d'obtenir un pic de transmission bien défini est de  $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ . Il nous faut donc fabri-

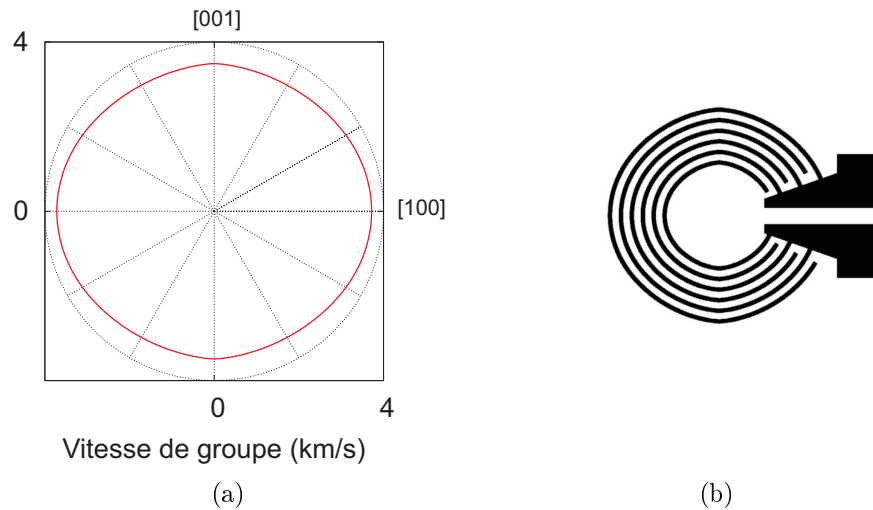


FIG. 3.7 – (a) Vitesse de groupe pour le niobate de lithium en coupe Y. (b) Représentation schématique des dispositifs à onde de surface.

quer un dispositif permettant de créer une tache de focalisation de dimension assez grande pour recouvrir entièrement les nanostructures. Comme nous l'avons dit plus haut, la taille du point focal dépend de la fréquence de fonctionnement du dispositif. Pour un milieu isotrope, la taille du spot est égale à environ  $0,48 \lambda$  ( $\lambda =$  longueur d'onde acoustique, ce qui nous impose une fréquence de fonctionnement de 37,5 MHz pour obtenir une tache de focalisation d'environ 48  $\mu\text{m}$ ). Ayant décidé d'utiliser les transducteurs en configuration quatre doigts par longueur d'onde acoustique [96], il nous faut alors fabriquer des dispositifs possédant une largeur de doigts de 12,5  $\mu\text{m}$ .

Aux vues des dimensions micrométriques des transducteurs interdigités (largeur de 12,5  $\mu\text{m}$ ) nous avons opté pour un procédé de photolithographie ultraviolet (UV) pour la réalisation des dispositifs. Nous avons utilisé une résine inversible haute résolution (la TI09-XR, commercialisée par MicroChemicals). Cette résine est préconisée pour la réalisation de procédés en « lift-off » car elle permet lors de la fabrication de masques de résine d'obtenir des flancs rentrants. Les étapes de fabrication schématisés figure 3.8 sont les suivantes :

- (a) la résine photosensible inversible est déposée sur le substrat par centrifugation,
- (b) rayonnement UV à travers un masque qui transforme la résine exposée en acide carboxylique,
- (c) étape de recuit d'inversion qui transforme l'acide carboxylique en sucre, suivi d'une seconde insolation sans masque qui transforme la résine restante en acide carboxylique,

- (d) obtention des motifs par dissolution de l'acide carboxylique à l'aide d'un développeur (MF 26A),
- (e) dépôt de la couche métallique par évaporation,
- (f) dissolution des sucres restant dans un bain de solvant, (« lift-off »).

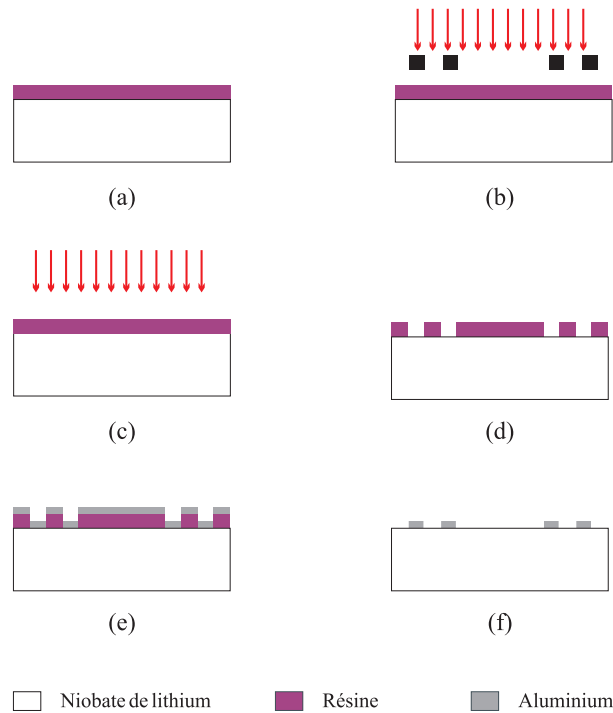


FIG. 3.8 – Étapes du procédé de fabrication des transducteurs interdigités annulaires.

|                                     |   |
|-------------------------------------|---|
| Vitesse : 2000 tr.min <sup>-1</sup> | Accélération : 3000 tr.min <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> |
| Temps : 30 s                        | Recuit : 1 min 50 s à 100°C                               |

TAB. 3.1 – Paramètres utilisés pour l'enduction de la résine TI09XR.

|  |                           |
|--|---------------------------|
| Première insolation : 90 mJ.cm <sup>-2</sup> | Second recuit : 2 min15 s |
| Seconde insolation : 300 mJ.cm <sup>-2</sup> | Développement : 45 s      |

TAB. 3.2 – Paramètres utilisés pour l'insolation et le développement de la résine TI09XR.

### 3.2.4 Caractérisation électrique

Afin de valider le bon fonctionnement des dispositifs acoustiques et de déterminer la fréquence de résonance exacte, nous avons procédé à une caractérisation électrique des

AIDTs. Pour ce faire, les échantillons ont été fixés sur un circuit imprimé comme le montre la figure 3.9.

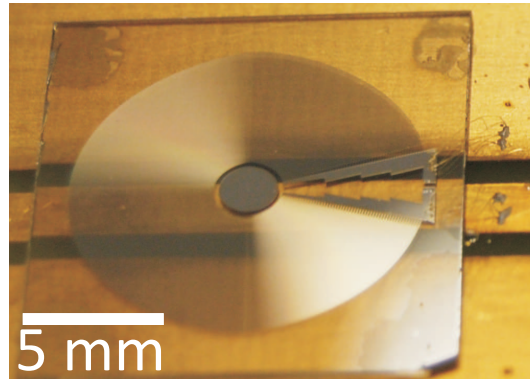


FIG. 3.9 – Exemple de connexions réalisées pour la caractérisation des dispositifs à ondes de surface.

Les deux électrodes sont connectées aux pistes électriques par connexion filaire en effectuant une soudure thermomécanique (ou « wire bonding »). Le tout est relié à un analyseur de réseau (Rohde & Schwarz ZVR) permettant de mesurer la réponse des transducteurs en réflexion ce qui permet de déterminer le paramètre  $S_{11}$  caractéristique du dispositif. Le principe de mesure est le suivant : l'analyseur de réseau émet un signal électrique dans la gamme de fréquence étudiée. Une partie du signal émis est ensuite réfléchi par le dispositif puis est traitée par l'analyseur de réseau, qui a préalablement été calibré. La figure 3.10 présente la réponse en réflexion d'un dispositif. On remarque aux alentours de la fréquence de fonctionnement choisie une diminution de l'énergie réfléchi d'environ 4,5 dB. Cette atténuation est caractérisée par un creux étroit à une fréquence de 37,3 MHz. Cette chute de l'énergie réfléchi se traduit physiquement par la conversion de l'énergie électrique émise en énergie mécanique. Cette conversion permet de générer des ondes de surface. On observe aussi des variations à des fréquences plus élevées (entre 42 MHz et 45 MHz), qui sont dues à la génération de pseudo ondes de surface qui apparaissent en raison de l'anisotropie du niobate de lithium.

La représentation graphique de l'admittance (figure 3.11) permet aussi de valider le comportement des transducteurs. En effet, on remarque qu'à la fréquence de résonance du dispositif, la conductance augmente brusquement, ce qui démontre la capacité du système à laisser passer le courant et donc à convertir l'énergie électrique en énergie mécanique.

Afin de compléter la caractérisation des AIDTs, il nous faut établir une cartographie des ondes de surface et vérifier que celles-ci sont bien focalisées en un point comme le prédit la théorie.

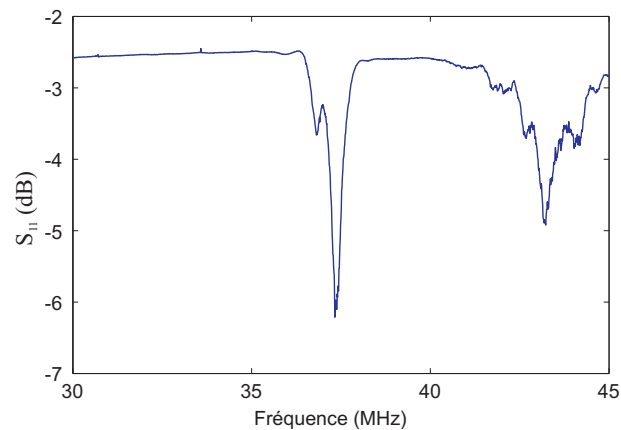


FIG. 3.10 – Paramètre  $S_{11}$  d'un dispositif AIDTs possédant une fréquence de fonctionnement de 37,3 MHz obtenue avec un analyseur de réseau.

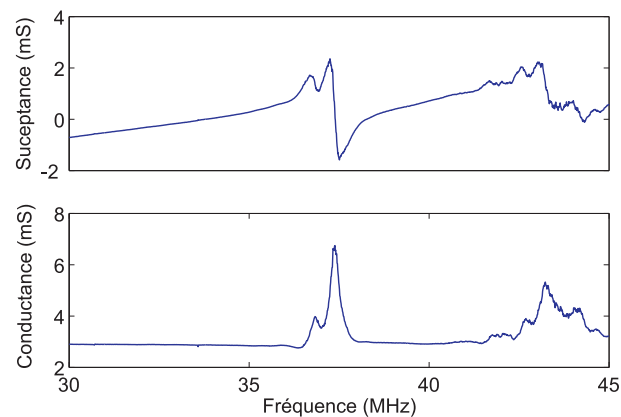


FIG. 3.11 – Admittance d'un dispositif AIDTs possédant une fréquence de fonctionnement de 37,3 MHz obtenue avec un analyseur de réseau.

### 3.2.5 Cartographie des ondes de surface

Les mesures électriques des dispositifs à ondes de surface ne fournissent qu'une information partielle et indirecte sur le comportement des AIDTs. Pour remonter aux informations relatives au comportement mécanique et propagatif des ondes de surface, et ainsi obtenir la cartographie des ondes de surface générées par les AIDTs, nous avons utilisé un système d'imagerie optique inspiré du vibromètre développé par P. Vairac *et al.* [103]. Cet interféromètre hétérodyne exploite un double passage dans un modulateur acousto-optique et permet d'obtenir la cartographie des ondes de surface. Ainsi, l'obtention de l'amplitude de vibration nous permettra, par la suite, de déterminer la différence d'indice générée par l'onde acoustique. Dans un premier temps, nous allons décrire le principe de fonctionnement de la sonde, en présentant une brève analyse théorique permettant d'expliquer comment l'amplitude de vibration est déterminée. Enfin, nous présenterons

les résultats expérimentaux obtenus.

### 3.2.5.1 Dispositif expérimental

Le vibromètre utilisé a été mis en place par S. Benchabane au sein de l'équipe MINANO du département MN2S à l'institut FEMTO-ST. Le montage expérimental est présenté en figure 3.12. Il est composé d'une source lumineuse polarisée de type Helium-Néon émettant à 632,8 nm. Le faisceau source, polarisé horizontalement, traverse une lame quart d'onde ( $\frac{\lambda}{4}$ ) dont l'axe rapide est orienté à  $0^\circ$ , ce qui ne modifie pas la polarisation du faisceau. S'en suit une lame demi-onde  $\frac{\lambda}{2}(\theta)$  orientée suivant un angle  $\theta$ . Après le passage du faisceau à travers cette lame, sa polarisation reste rectiligne mais tournée de  $2\theta$ . Un cube séparateur de polarisation (CP) divise ensuite le faisceau en deux polarisations orthogonales : le faisceau référence et le faisceau sonde. Le premier est dirigé vers la photodiode, alors que le second, polarisé verticalement, traverse le modulateur acousto-optique fonctionnant sous régime de Bragg, décalant ainsi sa pulsation de  $\Omega$ . Le faisceau est ensuite focalisé à l'aide d'un objectif de microscope, puis est réfléchi par l'échantillon qui vibre à la pulsation  $\omega_e$ . Il effectue ensuite le chemin inverse et retransverse le modulateur, ce qui décale à nouveau la pulsation laser de  $\Omega$ . Le modulateur acousto-optique étant employé à une fréquence de fonctionnement de  $\Omega = 81$  MHz, ceci donne une fréquence de porteuse à  $2\Omega = 162$  MHz. Le double passage à travers les deux lames, puis la réflexion sur le miroir du laser font tourner la polarisation de  $90^\circ$ . Grâce au cube séparateur de polarisation, le faisceau sonde est maintenant dirigé vers la photodiode. Les deux faisceaux référence et sonde, dont les pulsations sont respectivement  $\omega$  et  $\omega + 2\Omega$ , interfèrent sur la photodiode reliée à un amplificateur faible bruit et large bande (gain 26 dB de 20 MHz à 3 GHz) conditionnant le signal. Un analyseur de spectre (9 kHz - 1,8 GHz) permet d'acquérir l'amplitude de la porteuse et d'une des raies latérales. Un synthétiseur de fréquence (0 à 20 GHz) permet d'exciter le dispositif qui est positionné sur deux platines de translation motorisées permettant ainsi de déplacer l'échantillon afin d'effectuer une cartographie de la zone désirée. Enfin, le système est piloté informatiquement par un programme LabVIEW permettant d'acquérir la cartographie de l'échantillon.

### 3.2.5.2 Calcul de l'amplitude de vibration

La phase du faisceau sonde réfléchi par l'échantillon est modulée par le déplacement de la surface soit,  $u(t) = u \sin(\omega_e t + \phi_e)$ . Le photodétecteur étant sensible au carré du



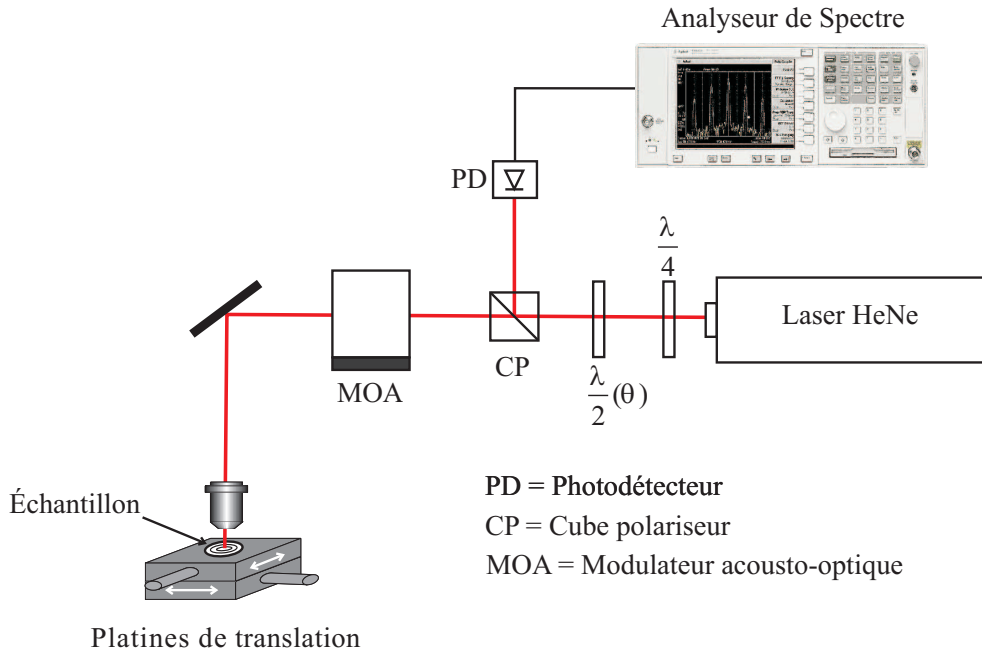


FIG. 3.12 – Schéma du banc de mesure utilisant un interféromètre hétérodyne à double passage.

champ électrique, la somme des champs s'écrit donc :

$$I(t) = I_0 + I_1 + 2\sqrt{I_0 I_1} \cos \left[ 2ku \sin (\omega_e t + \phi_e) + 2\Omega t + \phi_S - \phi_R \right] . \quad (3.20)$$

Si l'amplitude de vibration  $u$  est faible devant la longueur d'onde du laser, l'expression de l'intensité se ramène à :

$$I(t) = I_0 + I_1 + 2\sqrt{I_0 I_1} \left[ \cos (2\Omega t + \Delta\phi) + ku \cos \left( (2\Omega - \omega_e) t - \phi_e + \Delta\phi \right) + ku \cos \left( (2\Omega + \omega_e) t + \phi_e + \Delta\phi \right) \right] , \quad (3.21)$$

avec  $\Delta\phi = \phi_S - \phi_R$ .

La modulation de la phase du faisceau sonde par le déplacement de la surface est transportée dans le domaine des radio-fréquences. On en déduit, grâce à l'équation 3.21, que le spectre du signal  $I(t)$  est composé d'une raie centrale de pulsation  $2\Omega$  et de 2 raies latérales à  $2\Omega \pm \omega_e$  comme illustré sur la figure 3.13. Il est alors possible de retrouver les informations liées à l'amplitude. En effet, les amplitudes de vibrations  $V_S$  sont proportionnelles aux flux lumineux. L'amplitude  $V_S$  est alors donnée par l'expression 3.22 :

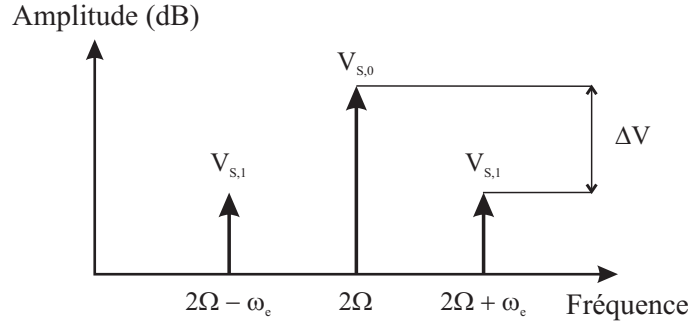


FIG. 3.13 – Spectre de puissance du signal.

$$I(t) \propto V_S = V_{S,0} \times 2\sqrt{I_0 I_1} \left[ \cos(2\Omega t + \Delta\phi) + ku \cos\left((2\Omega \pm \omega_e)t \pm \phi_e + \Delta\phi\right) \right]. \quad (3.22)$$

Le spectre de puissance obtenu comporte, de part et d'autre du pic à la pulsation de battement  $2\Omega$ , 2 pics latéraux décalés de  $\omega_e$ , d'une même amplitude, notée  $V_{S,1}$ . D'où :

$$\frac{V_{S,1}}{V_{S,0}} = ku = \frac{2\pi u}{\lambda} \quad (3.23)$$

L'amplitude de déplacement de la surface de l'échantillon équivaut alors à :

$$u = \frac{V_{S,1}}{V_{S,0}} \times \frac{\lambda}{2\pi} \quad (3.24)$$

Et dans le cas illustré par la figure 3.22 l'amplitude de vibration serait :

$$u = 10^{-\frac{\Delta V}{20}} \times \frac{\lambda}{2\pi} \quad (3.25)$$

### 3.2.5.3 Résultats expérimentaux

Nous avons caractérisé un dispositif afin de vérifier que l'énergie acoustique générée par les transducteurs focalise bien en un point et que ce point de focalisation fait une taille d'au moins  $30 \mu\text{m}$  afin de pouvoir accueillir la nanostructure. La figure 3.14 présente une image d'amplitude de  $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$  avec un pas de  $2 \mu\text{m}$ , à une fréquence de travail de  $37,3 \text{ MHz}$ . On peut voir que l'onde acoustique focalise bien en un point et que la tâche de focalisation mesure bien  $30 \mu\text{m}$ . Le bon fonctionnement des dispositifs à ondes de surface étant vérifié il nous faut détecter la position du point de focalisation afin d'y positionner avec précision les nanostructures.

#### - Localisation du point de focalisation

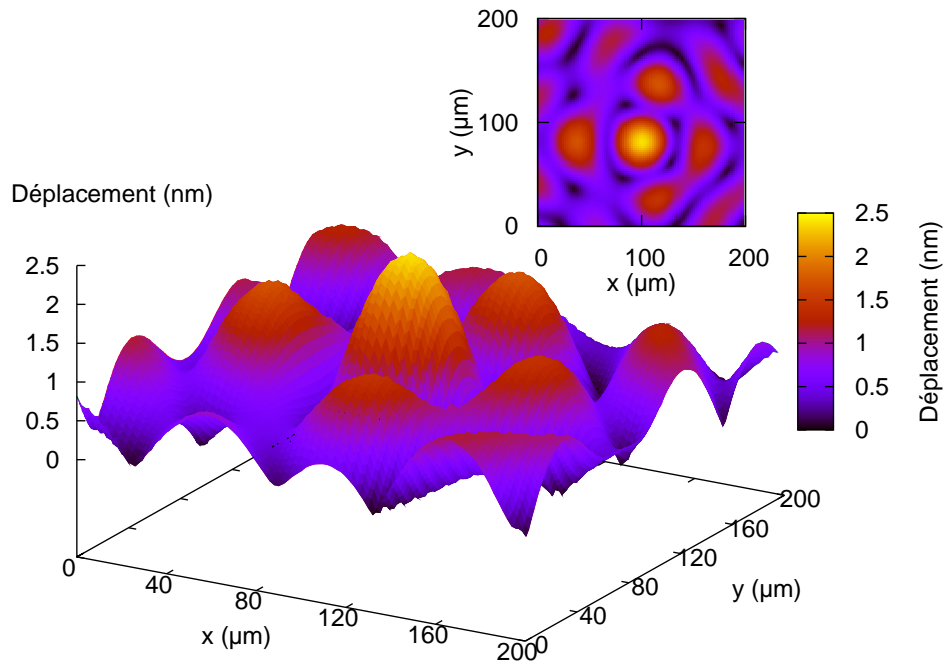


FIG. 3.14 – Image de l’amplitude de vibration des ondes acoustiques de surface générées par des AIDTs sur niobate de lithium en coupe Y à une fréquence de 37,3 MHz obtenue par interférométrie laser.

Afin de fabriquer les nanostructures à l’endroit précis où est situé le point de focalisation, on se doit de repérer avec exactitude sa position. Pour ce faire, nous avons fabriqué au centre du dispositif, un repère constitué d’une couche métallique sur laquelle ont été placées des ouvertures carrées et rectangulaires dont les dimensions et les positions sont connues avec exactitude. Une image du motif prise au microscope optique classique est présentée en figure 3.15(a). Le centre du dispositif est situé à l’intersection des lignes pointillées. Si l’on analyse la réponse de la porteuse (figure 3.15(b)), on peut déterminer la position du repère. En effet, on observe une diminution de l’amplitude du signal réfléchi au niveau des ouvertures car le coefficient de réflexion est plus élevé pour une surface métallisée que sur le niobate de lithium, qui lui, est transparent à longueur d’onde de travail (632,8 nm).

Afin de déterminer la position exacte du point focal de l’onde acoustique, il suffit de superposer la réponse de la porteuse et celle du faisceau sonde (déplacement). La figure 3.16 présente le résultat de cette superposition : on observe que le point focal acoustique n’est pas situé exactement au centre du repère mais qu’il est décalé d’environ 6  $\mu\text{m}$  sur la droite et de 22  $\mu\text{m}$  vers le haut. Le déplacement du point de focalisation par rapport au centre de l’échantillon étant inférieur à une longueur d’onde acoustique, il peut s’expliquer

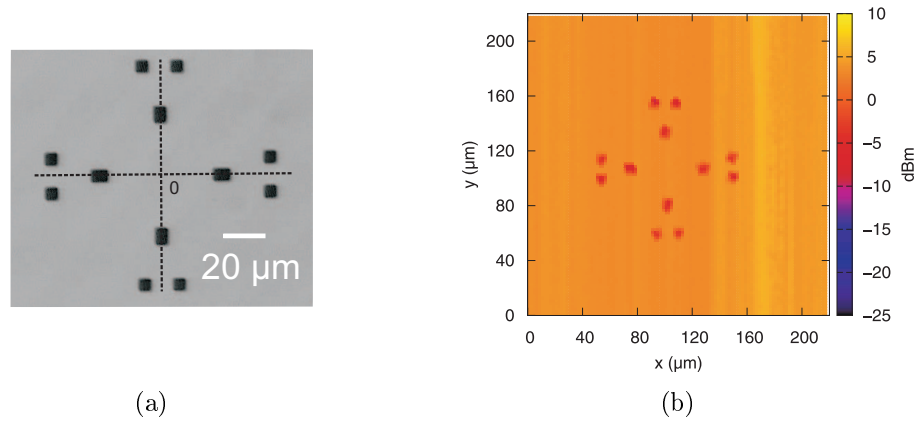


FIG. 3.15 – (a) Image du repère central obtenue au microscope optique, (b) réponse obtenue à la fréquence de la porteuse ( $V_{S,0}$ ).

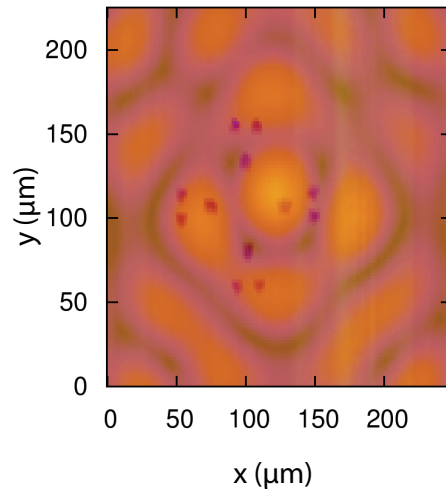


FIG. 3.16 – Superposition de la réponse de la porteuse ( $V_{S,0}$ ) et de la réponse du faisceau sonde ( $V_{S,1}$ ).

par le fait que le calcul de la fonction de Green qui décrit la forme des AIDTs ne prend pas en compte la phase à l'émission. À cette absence de phase à l'émission, on peut aussi ajouter les incertitudes dues à la fabrication. Pour la suite de notre étude, il sera donc important de tenir compte de cette différence afin de positionner les nanostructures au bon endroit.

### 3.3 Conclusion

Maintenant que nous avons mis en place les dispositifs acoustiques et déterminé une structure présentant une transmission exaltée caractérisée par un pic de transmission fin, nous avons tous les outils en main pour réaliser le premier modulateur acousto-plasmonique.

---



## Chapitre 4

# Réalisation et caractérisation d'un modulateur acousto-plasmonique

Les études effectuées dans les sections précédentes ont permis, dans un premier temps, de déterminer théoriquement une configuration de nanostructure présentant une transmission exaltée que nous avons validée expérimentalement. Nous avons ensuite mis en place un transducteur d'ondes de surface de type annulaire permettant de focaliser en un point l'énergie acoustique générée. Ces études préliminaires ont été effectuées dans le but de réaliser un modulateur acousto-plasmonique. Cette idée est issue des travaux théoriques accomplis par Gérard *et al.* [73] qui ont montré qu'il était possible de commander acoustiquement la transmission exaltée à travers un réseau de fentes en or fabriqué sur niobate de lithium. En effet, en générant une onde acoustique de surface, il est possible grâce à l'effet photoélastique de générer une différence d'indice assez forte à la surface du substrat pour moduler et commander en longueur d'onde la transmission exaltée caractéristique de la structure. Ainsi, grâce aux propriétés photoélastiques du niobate de lithium et à la géométrie des AIDTs qui permettent de focaliser l'énergie élastique en un point, nous allons essayer de moduler la transmission à travers les nanostructures que nous avons définies précédemment. Dans un premier temps, nous allons effectuer des rappels théoriques concernant les interactions acousto-optiques, puis nous présenterons le procédé de fabrication que nous avons mis en place pour la réalisation des dispositifs et nous terminerons par la caractérisation expérimentale.

---

## 4.1 Interactions acousto-optiques

L'objectif de cette première partie est d'abord de rappeler brièvement les conditions de propagation des ondes lumineuses dans un cristal, puis nous nous intéresserons aux interactions acousto-optiques, c'est-à-dire aux interactions entre ondes élastiques et ondes lumineuses, afin de calculer la variation d'indice engendrée par un AIDT.

### 4.1.1 Propagation des ondes lumineuses dans les cristaux

Dans un milieu isotrope, l'induction  $\vec{D}$  et le champ électrique  $\vec{E}$  sont reliés par la relation constitutive 4.1 :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}. \quad (4.1)$$

La permittivité absolue  $\varepsilon$  est égale à la permittivité du vide  $\varepsilon_0$  que multiplie la permittivité relative  $\varepsilon_r$  du milieu. Dans un milieu anisotrope,  $\varepsilon_r$  devient un tenseur d'ordre 2 et la relation 4.1 s'écrit :

$$D_i = \varepsilon_0(\varepsilon_r)_{ij}E_j, \quad (4.2)$$

$(\varepsilon_r)_{ij}$  est symétrique par rapport à la permutation des indices  $i$  et  $j$ . Soit  $(\varepsilon_r)^{-1}$ , le tenseur inverse de  $\varepsilon_r$ .  $(\varepsilon_r)^{-1}$  est également un tenseur symétrique d'ordre 2 et, en tant que tel, on peut lui associer une surface quadrique représentative, appelée surface indicatrice dont l'équation s'écrit :

$$(\varepsilon_r)_{ij}^{-1}x_ix_j = 1. \quad (4.3)$$

Cette équation est celle d'un ellipsoïde. On pose, par analogie avec le milieu isotrope :

$$(\varepsilon_r)_{ij}^{-1} = \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij}. \quad (4.4)$$

L'ellipsoïde des indices est alors la surface donnée par :

$$\left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} x_ix_j = 1. \quad (4.5)$$

Cette surface est une représentation géométrique très utile pour traduire le comportement des ondes lumineuses dans les milieux anisotropes tel qu'il découle de la résolution des équations de Maxwell. Lorsque l'on recherche des solutions pour le déplacement électrique

---



$\vec{D}$  sous forme d'ondes planes polarisées rectilignement d'expression

$$\vec{D} = \vec{D}_0 \exp \left[ j\omega \left( t - \frac{\vec{k} \cdot \vec{r}}{c'} \right) \right], \quad (4.6)$$

se propageant suivant la direction de propagation définie par le vecteur unitaire  $\vec{k}$ , on trouve qu'il existe toujours deux directions pour  $\vec{D}_0$  appelées directions propres formant avec  $\vec{k}$  un trièdre trirectangle. Ces directions propres sont parallèles aux axes de l'ellipse qui est définie par l'intersection du plan d'onde avec l'ellipsoïde des indices comme illustré sur la figure 4.1.

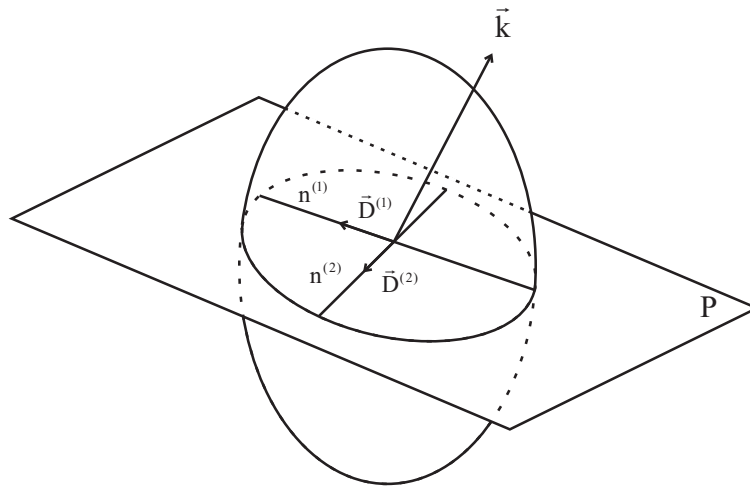


FIG. 4.1 – Ellipsoïde des indices d'un cristal.

La vitesse de phase  $c'$  est égale à  $\frac{c}{n}$ ,  $n$  étant l'indice de réfraction associé à chacun des  $\vec{D}_0$  et  $c$  la vitesse des ondes électromagnétiques dans le vide. Quand on ramène l'ellipsoïde des indices aux axes principaux du tenseur  $\varepsilon$  (qui sont d'ailleurs les mêmes que ceux du tenseur  $(\varepsilon_r)^{-1}$ ), l'ellipsoïde des indices s'écrit :

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1, \quad (4.7)$$

avec

$$n_1 = \sqrt{\varepsilon_{11}^r} ; \quad n_2 = \sqrt{\varepsilon_{22}^r} ; \quad n_3 = \sqrt{\varepsilon_{33}^r},$$

$n_1$ ,  $n_2$  et  $n_3$  étant les indices principaux du cristal. L'ellipsoïde des indices est lié à la symétrie des cristaux. Suivant la symétrie, on peut classer les cristaux en trois groupes : les cristaux biaxes, les cristaux uniaxes et les cristaux isotropes.

Concernant le niobate de lithium, il fait partie de la classe des cristaux uniaxes. Il possède un axe de symétrie d'ordre  $n$  supérieur à deux. L'ellipsoïde des indices des cristaux à axes unique est ainsi définie par deux valeurs  $n_o$  (indice ordinaire) et  $n_e$  (indice extraordinaire) et l'équation de l'ellipsoïde s'écrit alors :

$$\frac{x_1^2 + x_2^2}{n_o^2} + \frac{x_3^2}{n_e^2} = 1, \quad (4.8)$$

L'indice ordinaire et l'indice extraordinaire sont déterminés à partir des relations de Sellmeier [81] données par les équations 2.24 et 2.25.

### 4.1.2 Interactions acousto-optiques : le tenseur élasto-optique

Nous venons de voir que les propriétés optiques d'un cristal au repos sont représentées par l'ellipsoïde des indices d'équation :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} x_i x_j = 1. \quad (4.9)$$

Sous l'effet d'une contrainte, un cristal subit une déformation de composantes  $S_{kl}$  ; qui se traduit par une variation  $\Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij}$  du tenseur  $\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij}$ . La théorie de Pockels relie la variation  $\Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij}$  directement à la déformation :

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = p_{ijkl} S_{kl}, \quad (4.10)$$

où  $p_{ijkl}$  est le tenseur élasto-optique de rang quatre et dont les quantités sont sans dimensions. Il est à noter qu'en raison de la symétrie de l'ellipsoïde des indices par rapport aux indices  $i, j$  et des composantes de déformation par rapport aux indices  $k, l$ , les composantes du tenseur photoélastique vérifient les relations suivantes :

$$p_{ijkl} = p_{jikl} = p_{ijlk} = p_{jilk}. \quad (4.11)$$

On passe du tenseur à la matrice de photoélasticité en groupant les termes  $ij$  en un seul terme  $m$  et les termes  $kl$  en un seul terme  $n$  suivant la correspondance donnée dans le tableau 4.1. La relation 4.10 s'écrit alors sous la forme matricielle suivante :

|              |    |    |    |    |    |    |    |    |    |
|--------------|----|----|----|----|----|----|----|----|----|
| $ij$ ou $kl$ | 11 | 22 | 33 | 23 | 32 | 13 | 31 | 12 | 21 |
| $n$ ou $m$   | 1  | 2  | 3  | 4  | 4  | 5  | 5  | 6  | 6  |

TAB. 4.1 – Correspondance entre les indices  $ij$  ou  $kl$  et les indices  $n$  ou  $m$ .

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_m = p_{mn} S_n, \quad (4.12)$$

Les valeurs des coefficients élasto-optiques du niobate de lithium sont données dans le tableau 4.2 :

|          |          |          |          |          |          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $p_{11}$ | $p_{12}$ | $p_{21}$ | $p_{22}$ | $p_{13}$ | $p_{31}$ | $p_{33}$ | $p_{23}$ | $p_{32}$ |
| 0,036    | 0,072    | $p_{12}$ | $p_{11}$ | 0,092    | 0,178    | 0,088    | $p_{13}$ | $p_{31}$ |

|          |          |          |          |          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $p_{14}$ | $p_{41}$ | $p_{44}$ | $p_{45}$ | $p_{55}$ | $p_{16}$ | $p_{61}$ | $p_{66}$ |
| 0,07     | 0,155    | –        | 0        | $p_{44}$ | 0        | 0        | -0,018   |

TAB. 4.2 – Valeurs des coefficients élasto-optiques du niobate de lithium

Pour calculer la variation d'indice, il est utile de relier les variations  $\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij}$  et  $\Delta \varepsilon_{ij}$  des composantes du tenseurs d'impermittivité  $\left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij}$  et de permittivité diélectrique  $\varepsilon_{ij}$ . Cette relation s'écrit :

$$\Delta \varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ik} \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{kl} \varepsilon_{lj}. \quad (4.13)$$

Grâce à la relation 4.13 on peut déterminer la variation de l'indice de réfraction qui est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta n = \frac{d_i^{(1)} \Delta \varepsilon_{ij} d_j^{(2)}}{2 \sqrt{d_i^{(1)} \varepsilon_{ij} d_j^{(2)}}}, \quad (4.14)$$

où  $d_i^{(1)}$  et  $d_j^{(2)}$  sont des composantes des vecteurs unitaires qui permettent de définir respectivement la polarisation de l'onde lumineuse à l'entrée et à la sortie du cristal. La relation permettant de calculer la variation d'indice induite par une onde acoustique étant établie, intéressons nous à son calcul dans notre cas.

### 4.1.3 Calcul de la modulation acousto-optique générée par un AIDT

Lorsque Gérard *et al.* [73] ont montré dans une étude théorique qu'il était possible de commander acoustiquement la transmission exaltée à travers un réseau de fentes, leur étude était basée sur une modulation acoustique induite par des transducteurs à peignes interdigités droits, qui ont la particularité d'émettre des ondes de surface suivant une seule direction du plan. Par conséquent, la variation d'indice induite par ce type de transducteur l'était aussi. Dans notre cas, il s'agit d'ondes de surface générées suivant plusieurs directions. En se basant sur la théorie de Pockels et les données expérimentales obtenues lors de la mesure du déplacement de la surface (cf. chapitre 3), nous allons déterminer la variation d'indice générée par un AIDT.

### 4.1.4 Fonction de Green pour les déplacements

Il faut, dans un premier temps, définir la fonction de Green qui détermine le déplacement de la surface en fonction d'une contrainte qui lui est appliquée. On définit un repère de travail  $(x_1, x_2, x_3)$  orienté de telle manière que l'axe  $x_2$  soit normal à la surface du substrat et orienté vers l'intérieur du substrat. Les axes  $x_1, x_3$  définissent la surface du substrat semi-infini (cf. figure 4.2).

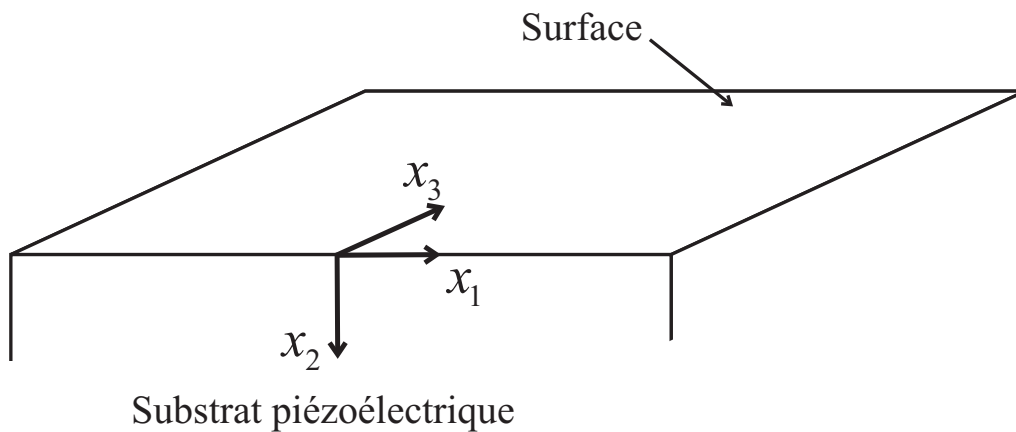


FIG. 4.2 – Repère de travail associé au substrat piézoélectrique

Les équations permettant de décrire les déplacements et les contraintes sont données ci-dessous :

$$u_i = U_{ij} a_j \exp(i\omega(t - s_1 x_1 - s_2(j) x_2 - s_3 x_3)) \quad (4.15)$$

$$T_{ki} = T_{ij}^{(k)} a_j \exp(i\omega(t - s_1 x_1 - s_2(j)x_2 - s_3 x_3)) \quad (4.16)$$

où  $\omega$  est la fréquence angulaire,  $s_1$  et  $s_2$  les lenteurs des ondes de Rayleigh,  $U_{ij}$  la matrice regroupant les déplacements des composantes partielles,  $T_{ij}$  la matrice regroupant les déformations,  $s_2(j)$  la composante de la lenteur dans la profondeur de la  $j^{\text{ème}}$  onde partielle et  $a_j$  l'amplitude moyenne du déplacement.

Les conditions aux limites en surface définissent les amplitudes à une constante multiplicative près. L'excitation d'un IDT est généralement due aux charges, donc à la composante  $T_{24}$  des contraintes. La surface étant libre mécaniquement, on a également  $T_{21} = T_{22} = T_{23} = 0$ . La fonction de Green qui relie les déplacements dans la profondeur aux contraintes appliquées en surface est donnée par :

$$u_i(x_2) = G_{ij}(x_2) T_{2j}(x_2 = 0) \quad (4.17)$$

En introduisant la matrice diagonale  $\Delta_{ii}(x_2) = \exp(-i\omega s_2(j)x_2)$ , on obtient en notation matricielle :

$$G_{24}(x_2) = U \Delta(x_2) (T^{(2)})^{-1}. \quad (4.18)$$

La fonction  $G_{24}(x_2)$  donne les déplacements verticaux causés par une distribution de charges. Il s'agit d'une fonction de Green spectrale (dépendant des lenteurs  $s_1$  et  $s_3$ ) monochromatique. À partir celle-ci on peut en déduire la fonction de Green de surface (fonction de Green spatiale). Grâce aux codes de calculs mis à notre disposition et dont la théorie est donnée par Laude *et al* [101], on peut relier le déplacement théorique au déplacement expérimental. Ainsi la figure 4.3 présente le déplacement théorique « ajusté » en fonction des résultats expérimentaux pour une fréquence de fonctionnement de 37,3 MHz 3.14.

#### 4.1.5 Calcul de la variation d'indice

Comme nous l'avons montré précédemment (cf. équation 4.10), la modulation de l'indice de réfraction du substrat est dépendante de la déformation. Afin de calculer la variation d'indice induite, on se doit de déterminer la fonction de Green des déformations. Grâce aux équations 3.1 et 4.18, on peut la calculer et elle s'écrit de la manière suivante :

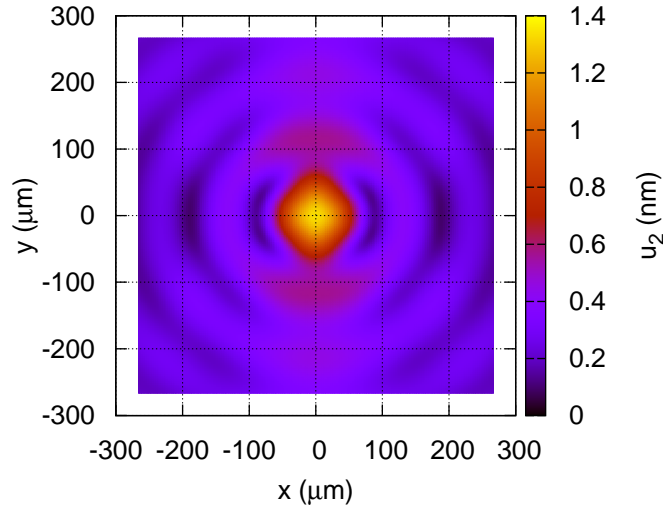


FIG. 4.3 – Déplacement vertical pour le niobate de lithium coupe Y, normalisé au déplacement expérimental observé dans le chapitre 3.

$$G(x_2) = -i\omega \begin{bmatrix} s_1 U_{1j} \\ s_2(j) U_{2j} \\ s_3 U_{3j} \\ s_2(j) U_{3j} + s_3 U_{2j} \\ s_1 U_{3j} + s_3 U_{1j} \\ s_1 U_{2j} + s_2(j) U_{1j} \end{bmatrix} \Delta(x_2) (T^{(2)})^{-1} \quad (4.19)$$

La fonction de Green des déformations permet de passer à la fonction de Green spectrale pour  $\Delta n$  en utilisant les équations 4.10 et 4.14. En appliquant les facteurs multiplicatifs déterminés pour la fonction de Green des déplacements verticaux, on peut estimer la modulation de l'indice de réfraction. Les constantes élasto-optiques pour ce calcul sont issues de l'ouvrage de Royer et Dieulesaint [96]. Pour une polarisation de la lumière suivant les axes cristallographiques X et Z, les résultats sont donnés respectivement en figures 4.4 et 4.5.

On peut voir que le maximum de modulation ( $\Delta n$ ) est de  $4,5 \cdot 10^{-5}$  pour une onde lumineuse dont la polarisation est orientée suivant l'axe cristallographique X et de  $5 \cdot 10^{-5}$  pour une polarisation suivant l'axe Z. Dans chacun des cas, la variation d'indice maximum est située à l'endroit où se trouve le maximum du déplacement (zone où sera placée la

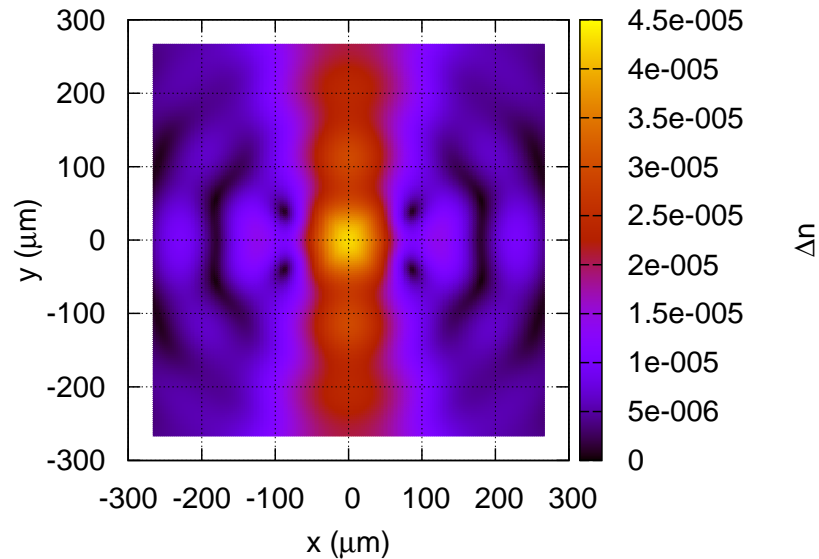


FIG. 4.4 –  $\Delta n$  pour le niobate de lithium coupe Y, normalisé au déplacement expérimental maximum observé dans le chapitre 3 sur les AIDTs. La polarisation incidente et la polarisation diffractée sont suivant l’axe X (ou  $x_1$ ).

nanostructure). Cependant, la répartition de la modulation à la surface est différente suivant la polarisation du fait de l’anisotropie du niobate de lithium. En effet, dans le cas de la polarisation suivant Z, on observe une tache de focalisation en forme de point et tout autour les modulations restent faibles, alors que dans le cas de la polarisation suivant X on observe une forte modulation en forme de ligne. La modulation est, certes, plus intense au centre mais elle le reste aussi le long de la ligne. Pour la suite des travaux, nous avons choisi de prendre une polarisation lumineuse orientée suivant l’axe cristallographique X, pour illuminer les nanostructures. En effet, même si le maximum de modulation est plus élevé pour une polarisation orientée suivant Z, la répartition de la modulation dans le cas de polarisation suivant X est plus intéressante pour pallier une éventuelle incertitude au niveau du positionnement de la nanostructure. Il est à noter que pour la suite, il sera possible d’augmenter le déplacement de la surface et, par conséquent la variation d’indice, en augmentant la puissance du signal électrique de commande à l’entrée du dispositif.

L’effet acousto-optique étant évalué, intéressons-nous à la fabrication du dispositif acousto-plasmonique avant de passer à la caractérisation de celui-ci.

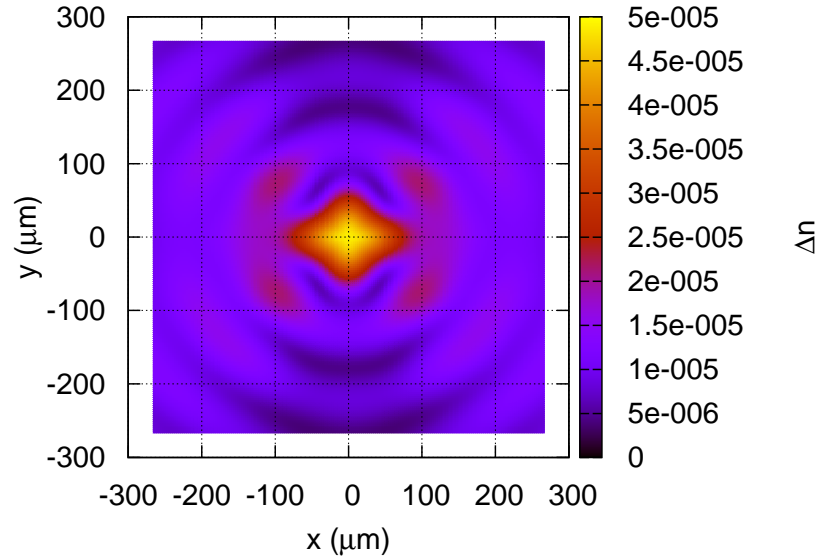


FIG. 4.5 –  $\Delta n$  pour le niobate de lithium coupe Y, normalisé au déplacement expérimental maximum observé dans le chapitre 3 sur les AIDTs. La polarisation incidente et la polarisation diffractée sont suivant l'axe Z (ou  $x_3$ ).

## 4.2 Fabrication

Au cours des chapitres précédents nous avons présenté les procédés de fabrication permettant de réaliser les nanostructures ainsi que les transducteurs à ondes de surface. Le but de cette dernière étude est de combiner les deux procédés afin de réaliser des modulateurs acousto-plasmoniques.

### 4.2.1 Choix de la procédure

Avant d'exposer en détail chacune des étapes qui ont servi à la fabrication des modulateur acousto-plasmonique, nous allons présenter les choix qui s'offrent à nous pour la chronologie de ces étapes. Les deux choix possibles sont présentés en figure 4.6.

La première possibilité serait de réaliser les nanostructures avant les transducteurs. Une fois les nanostructures fabriquées, les étapes à effectuer avant la confection des peignes interdigités sont :

- la réalisation par lithographie UV d'un masque de résine pour protéger les nanostructures,



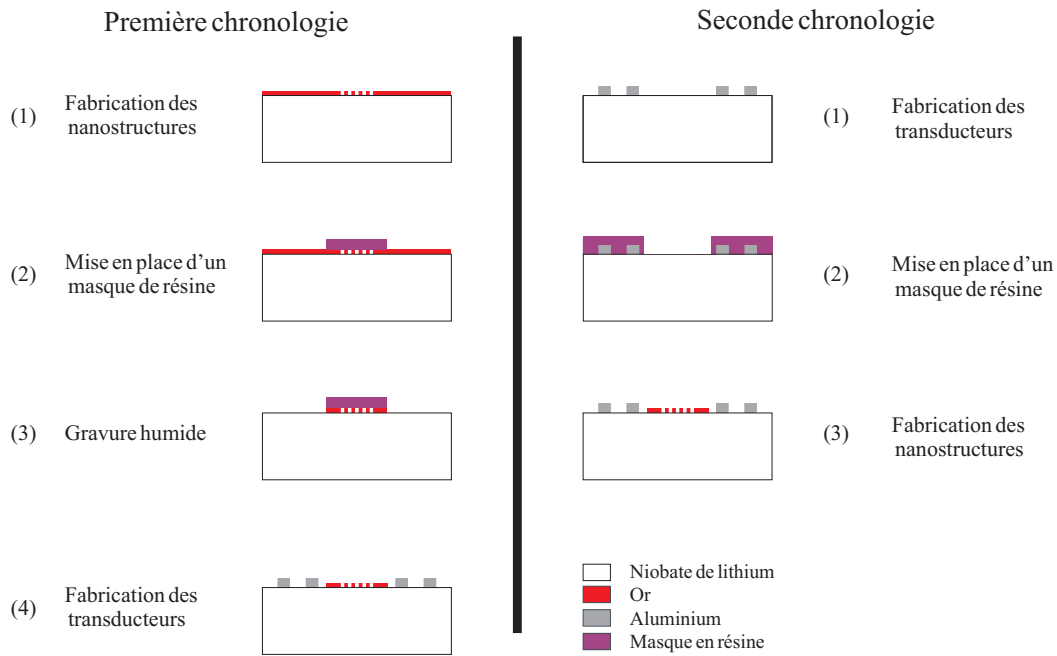


FIG. 4.6 – Différentes chronologies possibles pour la réalisation des modulateurs acousto-plasmoniques

- une gravure humide permettant de libérer la surface nécessaire autour du réseau de fente afin de venir y fabriquer des transducteurs.

Une fois ces étapes effectuées, la fabrication des AIDTs se fait par lithographie UV et le positionnement des transducteurs par rapport aux nanostructures est réalisé manuellement en utilisant une platine à déplacement micrométrique. La précision maximale de positionnement que l'on peut atteindre est de l'ordre d'une dizaine de micromètres.

Le second choix qui s'offre à nous est de commencer par la fabrication des AIDTs. Une seule étape est nécessaire entre la réalisation des transducteurs et des nanostructures. En effet, il s'agit d'une lithographie UV qui sert à réaliser un masque en résine pour protéger les transducteurs avant la fabrication des nanostructures. Les nanostructures étant réalisées par lithographie électronique, leur positionnement s'effectue par le biais d'une platine de translation contrôlée par interférométrie laser et possédant une précision de déplacement de 2 nm.

Nous avons choisi la seconde possibilité, en partie parce qu'elle comporte moins d'étapes que la première mais surtout parce que la platine de translation de la station de lithographie électronique permet d'être plus précis dans le positionnement de la nanostructure.

## 4.2.2 Réalisation du masque de protection

La première étape est la réalisation du dispositif à ondes de surface (cf figure 3.8). Une fois les AIDTs fabriqués, il faut concevoir un masque permettant de protéger les transducteurs, présentant une ouverture au centre dans laquelle sera fabriquée la nanostructure. Il est indispensable de protéger les peignes interdigités car, lors de la fabrication de la structure plasmonique, un dépôt d'or est effectué sur toute la surface de l'échantillon : si on ne protégeait pas les transducteurs lors du dépôt, les peignes seraient en court-circuit.

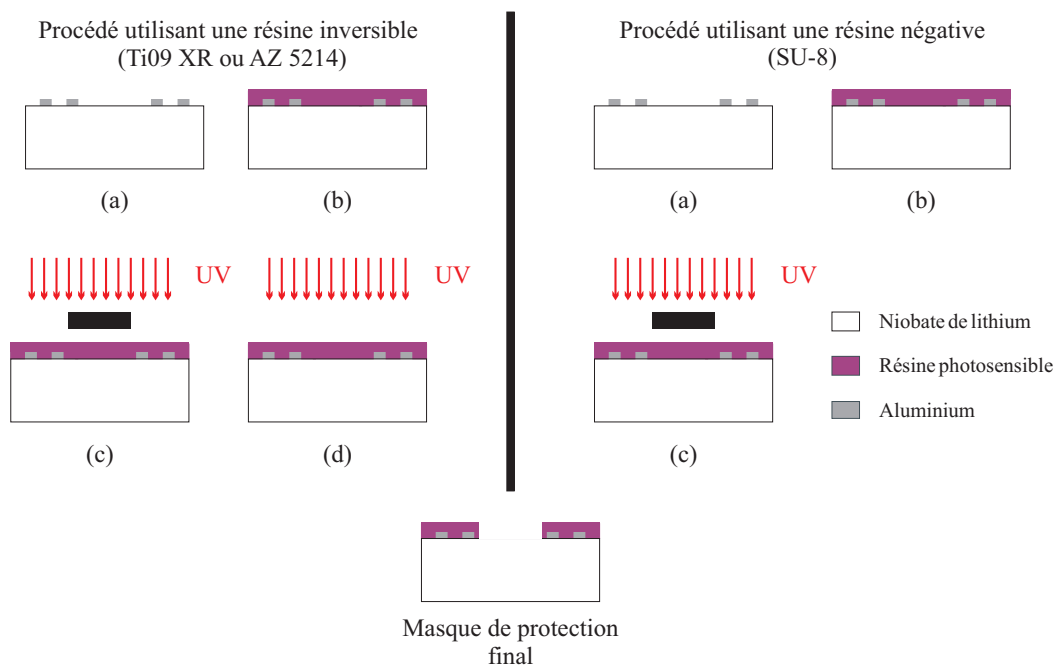


FIG. 4.7 – Détails des procédés utilisés pour la réalisation des masques de protection des transducteurs interdigités annulaires.

Le choix de la résine à utiliser pour cette étape est primordial. En effet, il est indispensable que le masque de protection réalisé ne soit pas sensible aux solvants contenus dans la résine servant à la fabrication des nanostructures ; dans notre cas la maN. Si tel était le cas, cela aurait pour effet de désagréger la résine de protection et de créer des ouvertures à la surface de cette dernière et donc de générer d'éventuels court-circuits suite au dépôt de l'or. Pour la réalisation de ce masque de protection, nous avons effectué des essais avec différents types de résines.

### 4.2.2.1 Résine inversible

Dans un premier temps, notre choix s'est porté sur des résines inversibles telles que la Ti09XR et l'AZ5214 (commercialisées par Microchemicals) qui sont des résines fréquemment utilisées pour la réalisation de « lift-off » car ces dernières présentent des flancs rentrants. Les différentes étapes concernant l'utilisation de ce type de résine sont rappelées en figure 4.7. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer au chapitre 3. Les paramètres utilisés pour le masque réalisé avec la résine Ti09XR sont identiques à ceux définis dans le chapitre 3 (tableau 3.1 et 3.2), ceux utilisés dans le cas de la résine AZ5214 sont consignés dans les tableaux 4.3 et 4.4.

|                                     |   |
|-------------------------------------|---|
| Vitesse : 2000 tr.min <sup>-1</sup> | Accélération : 2000 tr.min <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> |
| Temps : 30 s                        | Recuit : 3 min à 120°C                                    |

TAB. 4.3 – Paramètres utilisés pour l'enduction de la résine AZ5214.

|  |                           |
|--|---------------------------|
| Première insolation : 36 mJ.cm <sup>-2</sup> | Second recuit : 1 min30 s |
| Seconde insolation : 300 mJ.cm <sup>-2</sup> | Développement : 58 s      |

TAB. 4.4 – Paramètres utilisés pour l'insolation et le développement de la résine AZ5214.

Dans le cas des résines inversibles, il s'est avéré que le masque réalisé ne résiste pas aux solvants contenus dans la maN. L'image de la figure 4.8 présente un exemple de masque désagrégé par les solvants après la fabrication de nanostructures. Cette sensibilité

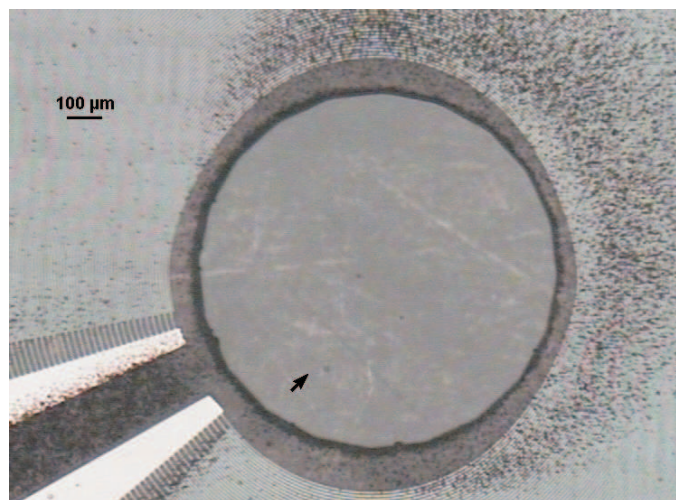


FIG. 4.8 – Exemple de masque désagrégé par les solvants contenus dans la résine électronique maN.

aux solvants de la résine maN nous a conduit à utiliser la résine négative SU-8 de chez Microchem.

#### 4.2.2.2 Résine négative

La SU-8 est une résine époxy négative qui polymérise sous l'action des UV. Cette résine est en général utilisée pour la fabrication de motifs à haut facteur de forme qui impliquent le plus souvent une épaisseur de résine importante (plusieurs centaines de microns). Il existe cependant des formules permettant d'obtenir des épaisseurs de résine de l'ordre de quelques microns. Nous avons choisi d'utiliser cette résine car, une fois cuite, elle résiste à la plupart des traitements chimiques que peut subir un dispositif : acétone, éthanol, bain de nettoyage à base d'acide sulfurique et de peroxyde d'hydrogène, etc. La résine utilisée est plus précisément la SU-8 2002 qui permet d'obtenir une épaisseur de résine de l'ordre de 2  $\mu\text{m}$  lorsque que l'on utilise les paramètres d'enduction donnés par le tableau 4.5.

|                                     |   |
|-------------------------------------|---|
| Vitesse : 1000 tr.min <sup>-1</sup> | Accélération : 3000 tr.min <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> |
| Temps : 30 s                        | Recuit : 2 min à 95°C                                     |

TAB. 4.5 – Paramètres utilisés pour l'enduction de la résine SU-8 2002.

|                                     |                                  |
|-------------------------------------|----------------------------------|
| Insolation : 90 mJ.cm <sup>-2</sup> | Second recuit : 1 min 30 s à 95° |
| Développement : 1 min               |                                  |

TAB. 4.6 – Paramètres utilisés pour l'insolation et le développement de la résine SU-8 2002.

Les étapes de fabrication du masque de SU-8 sont décrites en figure 4.7. La première étape consiste à répartir uniformément la résine sur l'échantillon par centrifugation. la résine est ensuite exposée à un rayonnement UV à travers un masque qui protège la zone au centre du dispositif. L'insolation a pour effet de polymériser la résine soumise au rayonnement. L'échantillon est ensuite placé dans un développeur constitué de PGMEA afin de révéler les motifs. Pour stopper la réaction chimique, l'échantillon est ensuite plongé dans un bain d'éthanol. La SU-8 est parfaitement insensible aux solvants présents dans la maN, ce qui en fait une excellente candidate pour notre utilisation. Cependant, elle présente un léger défaut. En effet, il est très difficile de la dissoudre complètement après le développement. C'est pour cette raison que nous avons décidé d'utiliser une faible épaisseur de résine en utilisant la SU-8 2002. Maintenant que nous avons réalisé un

---

masque de résine qui résiste aux solvants contenus dans la maN, nous pouvons attaquer la réalisation des nanostructures.

### 4.2.3 Fabrication et positionnement des nanostructures

#### 4.2.3.1 Fabrication

Les étapes permettant la réalisation des nanostructures au centre du dispositif sont décrites en figure 4.9. Le procédé de fabrication est le même que celui décrit dans le chapitre 2. Les paramètres utilisés pour chaque étape sont donnés dans les tableaux 2.1 et 2.2. Il existe néanmoins une différence au moment du « lift-off » (étape (e)) par rapport au procédé exposé dans le chapitre 2. En effet, afin de révéler les structures métalliques, il faut dissoudre la maN restante mais également le masque de SU-8 qui protège les transducteurs. La SU-8 étant une résine qui résiste aux solvants traditionnels, tels que l'acétone et l'alcool, nous devons alors utiliser du Remover PG (MicroChem) chauffé à 70° C pour dissoudre le masque. Cette augmentation de température permet d'accroître l'efficacité du Remover PG sans quoi la dissolution de la SU-8 ne serait pas complète. Cette étape peut prendre plusieurs dizaines de minutes.

#### 4.2.3.2 Positionnement des nanostructures

Le positionnement des nanostructures sur le point de focalisation de l'onde acoustique constitue une difficulté majeure dans la réalisation de nos modulateurs acousto-plasmoniques, car nous sommes contraints de les positionner sans pouvoir visualiser la zone centrale avec le Microscope Électronique à Balayage (MEB).

En effet, le principe de fonctionnement du MEB est basé sur les interactions entre les électrons et la matière, donc si l'on veut observer une surface recouverte de résine cela ne peut se faire sans insoler la résine. Pour remédier à ce problème, nous avons préalablement placé des croix sur le masque permettant de réaliser les AIDTs. Ces croix intrinsèques à l'objet servent de points de repère pour positionner les nanostructures. En utilisant le logiciel *e-line* du constructeur, il nous suffit de charger le fichier informatique au format *GDSII* contenant les informations sur la géométrie des AIDTs. Le logiciel *e-line* contrôle le déplacement de la platine avec une précision de l'ordre de 2 nm. En déterminant les coordonnées physiques de 3 points de l'échantillon, ici des croix préalablement réalisées, on affecte à chacune d'elle les coordonnées théoriques de leur position sur le fichier masque. En reliant les coordonnées théoriques aux coordonnées physiques, le logiciel est alors

---

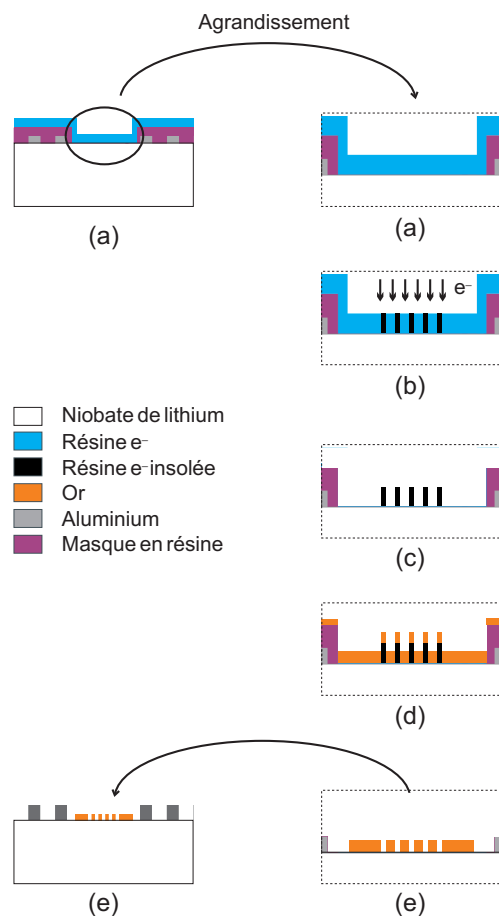


FIG. 4.9 – Étapes de fabrication d'un réseau de fentes par lithographie électronique

capable de repérer avec précision n'importe quel autre point de l'échantillon. La figure 4.10 présente une image de la zone centrale sur laquelle on peut apercevoir les croix servant de repère ainsi que la nanostructure et la référence qui lui est associée.

Le problème du positionnement des nanostructures étant résolu, nous avons pu fabriquer le premier modulateur acousto-plasmonique en suivant les étapes décrites en figure 4.9. Une fois fixé sur un circuit imprimé, le dispositif est prêt à être caractérisé.

### 4.3 Caractérisation du modulateur acousto-plasmonique

La caractérisation d'un tel dispositif s'effectue en quatre étapes. Dans un premier temps, il nous faut caractériser électriquement les transducteurs pour déterminer avec précision la fréquence de fonctionnement des AIDTs. Ensuite, il est nécessaire d'effectuer une cartographie des ondes de surface afin de vérifier que les nanostructures se situent bien au niveau du point de focalisation. La troisième étape concerne la transmission

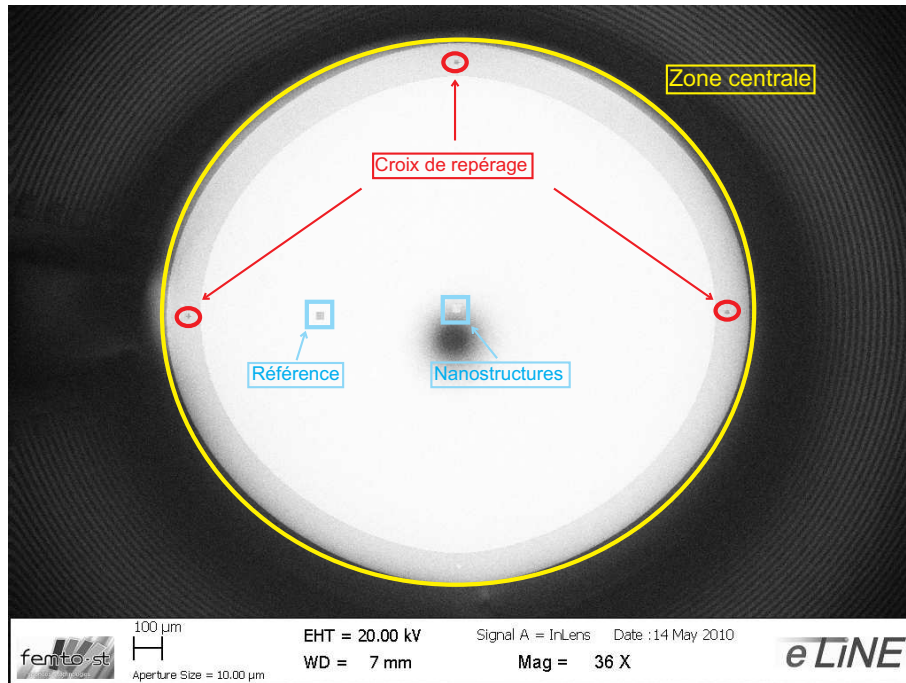


FIG. 4.10 – Visualisation de la zone centrale du modulateur acousto-plasmonique.

extraordinaire des nanostructures. En effet, il faut vérifier que la structure présente bien un pic de transmission et déterminer sa position exacte. Enfin, il faut déterminer l'influence de l'onde acoustique sur la transmission exaltée en évaluant son importance.

### 4.3.1 Caractérisation électrique

Caractériser électriquement le dispositif à ondes de surface est nécessaire pour vérifier qu'il fonctionne et pour déterminer avec exactitude sa fréquence de résonance. En effet, les incertitudes de fabrication peuvent modifier la fréquence de résonance du dispositif. V. Laude *et al.* [104] ont montré dans le cas des AIDTs sur niobate de lithium en coupe Y, que si l'on excite les transducteurs avec une fréquence différente de la fréquence de résonance, cela a pour effet de modifier la géométrie de la tache de focalisation. La procédure permettant de caractériser électriquement les dispositifs est la même que celle détaillée dans le paragraphe 3.2.4. La représentation graphique du paramètre  $S_{11}$  (réflexion) caractéristique du modulateur acousto-plasmonique est donnée en figure 4.11

La figure 4.11 permet de déterminer facilement la fréquence de résonance qui est de 37.8 MHz, ce qui se rapproche fortement de la fréquence désirée qui est de 37.5 MHz. Maintenant que le fonctionnement électrique du dispositif est validé et que la fréquence de résonance est déterminée, vérifions que le réseau de fentes est bien localisé au niveau

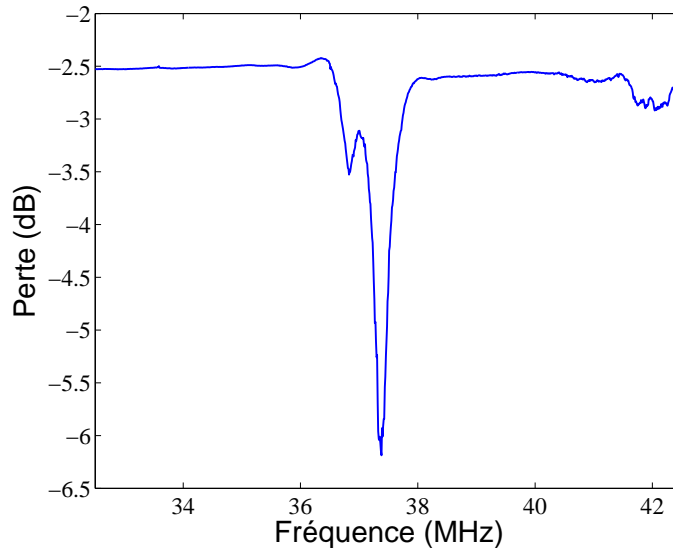


FIG. 4.11 – Paramètre  $S_{11}$  du dispositif acousto-plasmonique.

du point de focalisation acoustique.

### 4.3.2 Localisation des nanostructures

Avant de déterminer la position de la nanostructure par rapport au point de focalisation, vérifions d'abord que les étapes de fabrication supplémentaires qui ont servi à la réalisation des nanostructures n'ont pas altéré les transducteurs et par conséquent la répartition des ondes acoustiques à la surface du substrat. Pour effectuer cette caractérisation, nous avons utilisé le dispositif décrit dans le paragraphe 3.2.5. La figure 4.12 présente la carte des déplacements de la surface due à l'onde acoustique.

Mis à part une légère dissymétrie au niveau des lobes supérieur et inférieur, la cartographie des ondes de surface est assez similaire à celle obtenue lors du chapitre 3. En effet, on retrouve bien un point de focalisation d'environ  $50 \mu\text{m}$ . L'amplitude de déplacement est de  $2,5 \text{ nm}$ . Ceci correspond à une variation d'indice de l'ordre de  $\Delta n = 10^{-4}$  et se traduira par un déplacement du pic de transmission de environ  $0,1 \text{ nm}$ . Afin de déterminer si les nanostructures sont bien localisées sur le point de focalisation acoustique, il suffit de superposer la réponse de la porteuse et celle du faisceau sonde (déplacement) de la même façon que dans le paragraphe 3.2.5.3. La figure 4.13 présente la réponse de la porteuse et le déplacement de la surface.

Lorsque l'on analyse la réponse de la porteuse, on s'aperçoit que la surface n'est pas tout à fait plane car l'intensité réfléchie varie suivant l'endroit où l'on se trouve



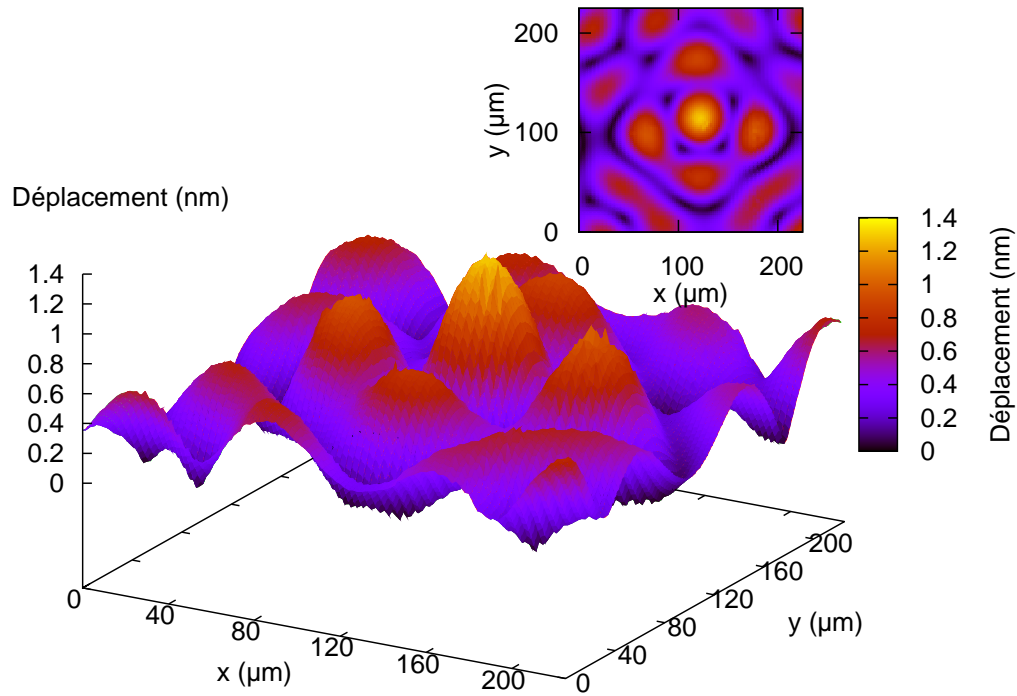


FIG. 4.12 – Cartographie des déplacements de la surface engendrés par les AIDTs.

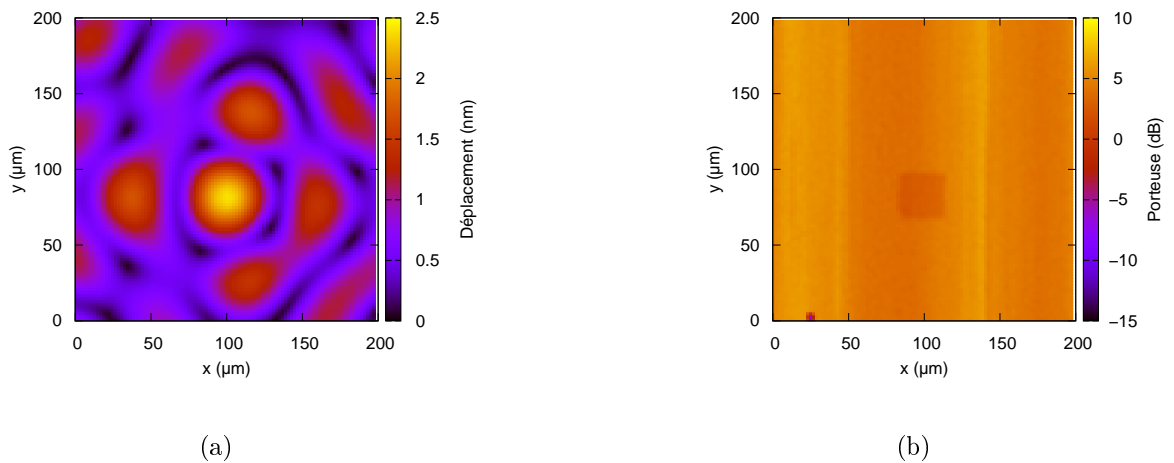


FIG. 4.13 – : (a) Cartographie des déplacements de la surface, (b) Cartographie de la réflectivité de surface.

sur l'échantillon. Plus important, on aperçoit au centre de la zone scannée un rectangle où le coefficient de réflexion est faible. Cela est dû à la présence du réseau qui diffracte la lumière issue du laser. Lorsque l'on superpose la réponse de la porteuse avec celle de la sonde, on voit que la nanostructure est parfaitement alignée avec le point de focalisation

acoustique. Pour plus de lisibilité, le contour de la nanostructure a été signalé par un rectangle blanc. Nous avons montré que la nanostructure est bien située au niveau du

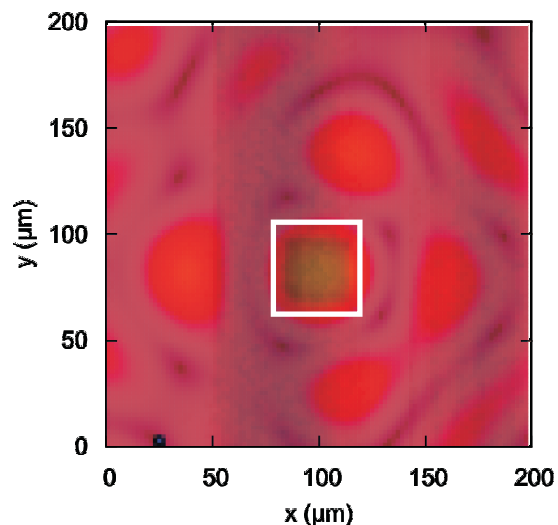


FIG. 4.14 – Superposition du déplacement de la surface et de la porteuse permettant de déterminer la position de la nanostructure par rapport au point de focalisation acoustique.

point de focalisation et que d'un point de vue acoustique le dispositif fonctionne. Il nous reste donc à caractériser le dispositif optiquement avant de passer à la caractérisation acousto-optique.

### 4.3.3 Caractérisation optique

Le but de cette étape de caractérisation est de vérifier que les nanostructures présentent bien une transmission exaltée et de déterminer la position exacte du pic de transmission.

Une première caractérisation de la nanostructure a été effectuée au microscope électronique. La largeur moyenne des fentes mesurée est de l'ordre de 65 nm et la figure 4.15 présente une image du réseau. On s'aperçoit que l'échantillon présente une rugosité anormalement forte dont l'origine nous est inconnue. Malgré cette rugosité, nous avons tenu à effectuer une caractérisation optique afin de vérifier si la structure présentait éventuellement un pic de transmission qui serait exploitable acousto-optiquement. Le dispositif expérimental qui a permis d'effectuer la caractérisation optique est identique à celui exposé en page 39. Le spectre de transmission est présenté en figure 4.17.

On s'aperçoit que la structure présente bien un pic de transmission situé à une longueur d'onde de 884 nm avec un maximum de 24 %. Cependant le pic est plus large (12 nm) que celui observé pour les structures caractérisées dans le chapitre 2. Le pic de transmission

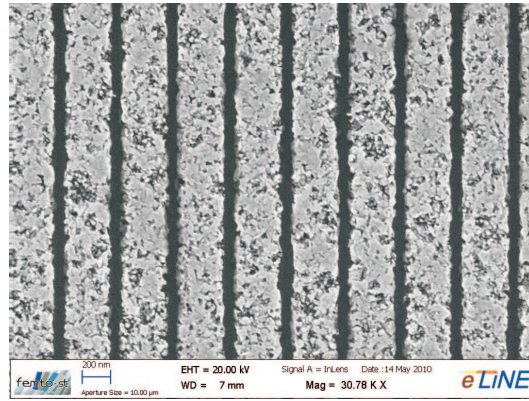


FIG. 4.15 – Image MEB de la nanostructure réalisée au centre du dispositif acousto-plasmonique. Paramètres de structure : largeur  $l = 65 \text{ nm}$ , période  $d = 400 \text{ nm}$  et épaisseur d'or  $h = 75 \text{ nm}$ .

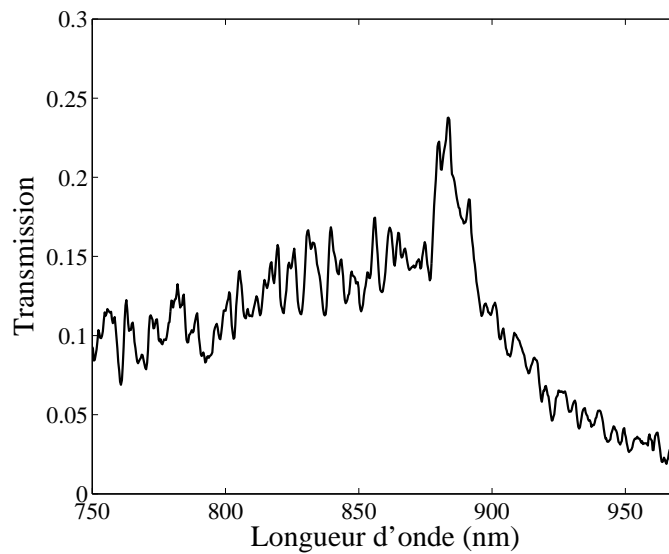


FIG. 4.16 – Spectre de transmission expérimental de la nanostructure du dispositif acousto-plasmonique. Paramètres de structure : largeur  $l = 65 \text{ nm}$ , période  $d = 400 \text{ nm}$  et épaisseur d'or  $h = 75 \text{ nm}$ .

présente un flanc droit raide. En effet, il présente une extinction de 12,5 % sur un intervalle de 12 nm ce qui est un atout pour la suite. Maintenant que toutes les étapes préliminaires de caractérisation sont validées, nous pouvons passer à l'étude acousto-optique.

#### 4.3.4 Caractérisation acousto-optique

La caractérisation acousto-optique est l'étape qui doit valider le bon fonctionnement des dispositifs. Nous allons d'abord présenter le montage expérimental mis en place pour

mettre en évidence la modulation acousto-optique puis nous présenterons et interpréterons les résultats obtenus.

#### 4.3.4.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est constitué d'un laser de type Titane-saphir accordable entre 700 et 1000 nm dont les caractéristiques ont été décrites en paragraphe 2.5.2. La longueur d'onde du laser est réglée de façon à se situer sur le flanc droit du pic de transmission c'est à dire à 887 nm (cf. figure 4.17). Nous avons choisi cette longueur d'onde, car c'est autour de celle-ci que le flanc droit est le plus raide. Ainsi c'est autour de 887 nm que l'on aura la plus grande sensibilité à la modulation acoustique. La lumière issue du laser est ensuite mise en forme à l'aide d'un objectif de microscope et la polarisation du faisceau parallèle est contrôlée par un polariseur Glan-Taylor. La lumière est envoyée sur l'échantillon modulé acoustiquement à la fréquence de résonance du dispositif à ondes de surface. La lumière issue des nanostructures est ensuite collectée par une photodiode fibrée (Tektronix P6701B) qui est reliée à un oscilloscope. La lumière détectée par la photodiode est convertie en une tension électrique et est envoyée directement à l'oscilloscope. On peut alors observer l'évolution du signal optique sur l'écran de ce dernier.

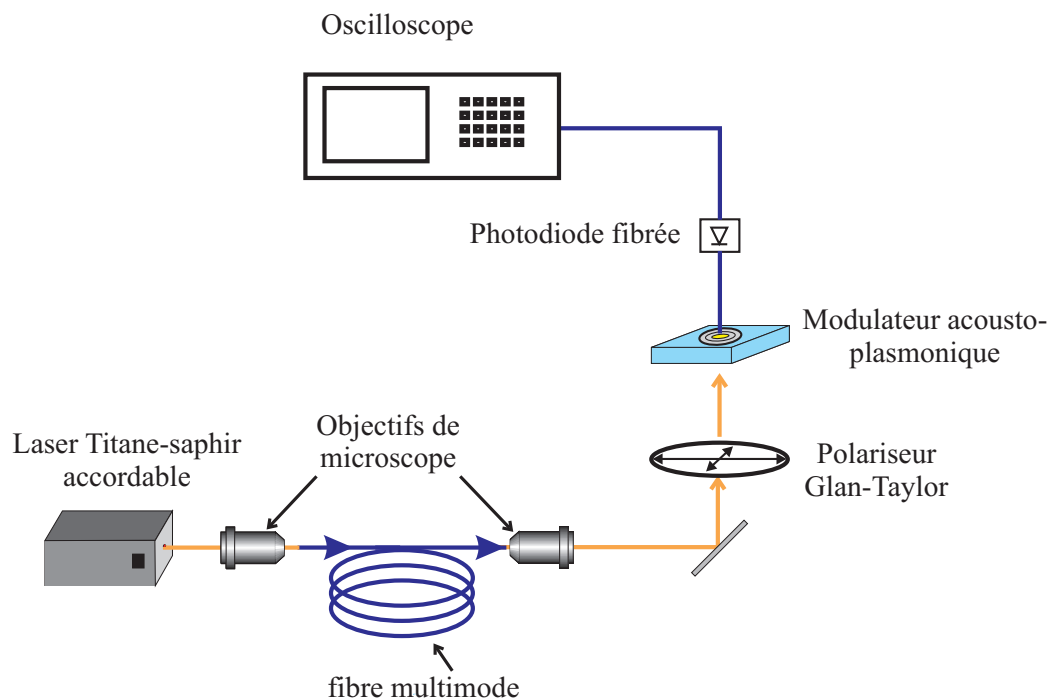


FIG. 4.17 – Montage expérimental mis en place pour la caractérisation acousto-optique.

#### 4.3.4.2 Résultats expérimentaux et interprétation

Lorsque la lumière issue du laser est transmise à travers les nanostructures, une partie du signal optique est modulée à la fréquence du dispositif et l'autre reste continue. Ceci se traduit à la sortie de la photodiode par un signal électrique possédant une composante continue et une seconde composante modulée à la fréquence du dispositif.

Lors de la caractérisation de notre modulateur acousto-plasmonique, le signal électrique émis par la photodiode était uniquement constitué d'une composante continue, ce qui signifie que le capteur utilisé n'a pu détecter le signal modulé par notre dispositif acousto-plasmonique. Afin de vérifier que le signal modulé n'est pas « noyé » dans le fond continu, nous avons supprimé ce dernier à la sortie de la photodiode en y insérant un « dc block » qui, comme son nom l'indique, a pour fonctionnalité de bloquer la tension continue. De plus, nous avons relié la photodiode à un amplificateur faible bruit et large bande (gain 26 dB de 20 MHz à 3 GHz) afin d'amplifier le signal à la sortie de la photodiode. Une fois ces modifications apportées au montage expérimental, l'amplitude du signal modulé détecté à la sortie de l'amplificateur était toujours nulle. Ce qui signifie que l'amplitude du signal modulé par le dispositif est inférieure au bruit électrique généré par la photodiode. On en déduit que le rapport signal sur bruit est faible. Ce qui nous empêche de visualiser le signal modulé.

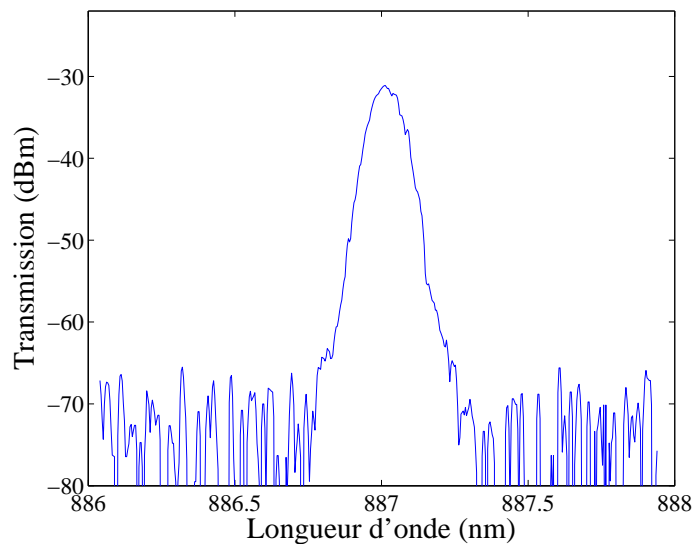


FIG. 4.18 – Spectre de transmission obtenu à travers la nanostructure éclairée par le laser Titane-saphir

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons évalué la puissance du signal optique

collecté par la fibre à la sortie de l'échantillon. Nous avons donc relié directement la fibre collectrice à un analyseur de spectre optique (Anritsu MS9710A). Le spectre de transmission est donné en figure 4.18. On aperçoit bien le pic de transmission à la longueur du laser (887 nm). La puissance optique du pic de transmission atteint un maximum de -31 dBm soit 0,8  $\mu$ watt, ce qui est relativement faible sachant que seule une petite partie du signal transmis est modulée. Il faut maintenant comparer le signal transmis au bruit généré par la photodiode. D'après les données du constructeur, le bruit généré par la photodiode est de l'ordre de  $28 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$  soit un bruit RMS (« Root Mean Square » ou moyenne quadratique) de 0,87  $\mu$ W sur une bande d'observation de 1 GHz. Ne bénéficiant pas d'une photodiode plus sensible et moins bruitée, nous n'avons pas pu mener cette expérience à son terme.

## 4.4 Conclusion

Les travaux effectués dans cette partie ont permis la réalisation et l'étude d'un modulateur acousto-plasmonique. Dans un premier temps, nous avons évalué la modulation de l'indice de réfraction induite par les ondes acoustiques de surface générées par les AIDTs. Cette modulation a été estimée à  $\Delta n = 10^{-4}$ . Ce qui nous permet d'estimer le déplacement du pic de transmission à environ 0,1 nm. Nous avons ensuite présenté le procédé de fabrication qui a permis de réaliser le premier modulateur acousto-plasmonique. Durant la réalisation, nous avons eu à résoudre les difficultés liées au positionnement de la nanostructure par rapport au point de focalisation de l'onde acoustique. Le dispositif fabriqué a été caractérisé sur le plan acoustique et optique de manière indépendante. Nous avons ainsi validé le bon fonctionnement des AIDTs et vérifié que les nanostructures présentent bien une transmission exaltée à la longueur d'onde choisie. Nous avons enfin travaillé à la mise en place d'un banc expérimental permettant d'observer la modulation acousto-plasmonique attendue. Cette validation n'a toutefois pas pu aboutir car la photodiode en notre possession ne possède pas une sensibilité permettant de détecter le signal modulé. Nous dégagerons dans les perspectives données à ces travaux des solutions possibles.

---

## Conclusion et perspectives

Ce travail de thèse a été consacré à la conception et à la réalisation d'un dispositif visant à moduler la transmission optique extraordinaire à travers une nanostructure par l'intermédiaire de l'effet photoélastique. La nanostructure étant réalisée dans un film métallique mince déposé à la surface d'un substrat solide, nous avons choisi d'utiliser des ondes acoustiques de surface pour produire des déformations conduisant à une modulation de l'indice de réfraction à la surface du substrat. Outre un résumé initial de l'état de l'art, ce mémoire de thèse est scindé en trois parties principales, consacrées respectivement à la conception et à la réalisation des nanostructures, à la conception et à la réalisation des transducteurs générant les ondes acoustiques de surface, et enfin à l'expérience acousto-plasmonique proprement dite.

La première partie traite de tout ce qui concerne les nanostructures et en particulier la transmission extraordinaire à travers celle-ci. Notre choix s'est fixé sur un substrat de niobate de lithium pour des raisons liées à la génération des ondes acoustiques nécessaires à la modulation. Grâce aux codes de calculs fondés sur le principe de la FMM, nous avons déterminé les paramètres géométriques de structure périodique présentant une transmission exaltée. Nous avons ensuite fabriqué et caractérisé ces structures. Les paramètres géométriques choisis pour la réalisation d'ouvertures en formes de fentes sont : une période de 400 nm, une épaisseur de métal comprise entre 75 et 85 nm, et une largeur de fente tolérée entre 50 et 70 nm. Ce choix devait théoriquement nous conduire à une transmission de 70 % pour une longueur d'onde optique de 900 nm. Lors de la première caractérisation, nous avons obtenu une transmission de 20 %. Cette différence nous a poussé à effectuer une étude supplémentaire concernant l'influence du caractère fini des structures. Nous avons pu mener à bien cette étude grâce aux résultats théoriques obtenus avec des codes de calculs fondés sur la méthode FDTD que nous avons confrontés avec les résultats expérimentaux. Bien que montrant clairement que l'ouverture finie des nanostructures conduit à une diminution importante de la transmission, cette étude ne nous a pas permis de déterminer complètement l'origine de cette différence relative au niveau de

---

l'énergie transmise à travers la nanostructure. Cependant, elle nous a apporté un élément crucial concernant la taille de la structure pour la suite de la réalisation du modulateur acousto-plasmonique. En effet, nous avons remarqué que la taille minimale de structure présentant un pic de transmission prononcé est de  $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$  soit l'équivalent de 75 périodes. C'est en tenant compte de ces dimensions que nous avons fixé la fréquence de fonctionnement de nos dispositifs à ondes de surface.

La seconde étape de la réalisation du modulateur acousto-plasmonique concerne la partie acoustique du dispositif. Nous avons rappelé quelques principes de base concernant les ondes acoustiques dans les milieux piézoélectriques en insistant sur les ondes de surface et plus particulièrement sur les ondes de Rayleigh que nous utilisons dans notre dispositif. Nous avons ensuite présenté la théorie permettant de comprendre le fonctionnement des transducteurs à peignes interdigités annulaires avant de détailler leur fabrication. Une fois réalisés, nous avons procédé à une double caractérisation des AIDTs. La caractérisation électrique à l'aide d'un analyseur de réseau a permis de vérifier le bon fonctionnement des AIDTs et de déterminer la fréquence de résonance exacte de ces derniers. La caractérisation à l'aide d'un interféromètre optique hétérodyne nous a permis de valider le comportement mécanique et propagatif des AIDTs en établissant une cartographie des ondes de surface, ce qui nous a permis de vérifier le bon fonctionnement mécanique des AIDTs et d'en tirer une information importante pour la réalisation du dispositif final. En effet, nous avons relevé que le point de focalisation des ondes de surface ne se situait pas exactement au centre des AIDTs. Nous avons observé un déplacement par rapport au centre de  $6 \mu\text{m}$  dans la direction  $x$  et de  $22 \mu\text{m}$  suivant la direction  $y$ . Ce résultat a des conséquences pratiques importantes, nous avons donc dû en tenir compte pour le positionnement de la nanostructure durant la réalisation du dispositif.

La réalisation et la caractérisation du modulateur acousto-plasmonique ont constitué la troisième étape. En utilisant une formulation de l'effet acousto-optique fondée sur l'utilisation du tenseur photoélastique, ou effet Pockels, nous avons pu évaluer la modulation de l'indice de réfraction induite par les ondes acoustiques de surface au point de focalisation des AIDTs ; celle-ci est estimée à  $\Delta n = 10^{-4}$ . Nous avons ensuite présenté le procédé de fabrication qui a permis de réaliser le premier modulateur acousto-plasmonique fonctionnel. La caractérisation d'un tel dispositif est composée de trois étapes. La première est la caractérisation acoustique qui a permis de déterminer la fréquence de résonance précise du modulateur et de vérifier que la structure est correctement positionnée au point de focalisation de l'onde acoustique. Nous avons ensuite validé le bon fonctionnement des nanostructures et montré que malgré l'importante rugosité du dépôt d'or, on observe bien



un pic de transmission positionné à 884 nm. La dernière étape consiste à caractériser acousto-optiquement le modulateur. Cette expérience n'a pu aboutir pour le moment, car la photodiode en notre possession ne permet pas de détecter le signal modulé du fait de son manque de sensibilité.

Afin de mener à son terme cette étude, plusieurs solutions sont possibles à très court terme. Dans un premier temps, il est indispensable de faire l'acquisition d'un détecteur peu bruité et possédant une plus grande sensibilité. En parallèle, il faut améliorer la mise en forme du faisceau lumineux incident. En effet, la puissance optique à la sortie du laser est de 14 dBm tandis que la puissance du signal collecté à la sortie de la nanostructure n'est que de  $-31$  dBm. Ces pertes ont deux origines. La première est intrinsèque à la nanostructure qui ne laisse passer que 20 % du signal. La seconde est inhérente à la mise en forme du faisceau. En effet, l'échantillon est éclairé avec un faisceau lumineux possédant un diamètre compris entre 1 et 2 mm alors que la lumière collectée par la fibre ne l'est que sur une surface de  $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ . Il faut donc diminuer la taille du faisceau afin d'augmenter l'intensité du flux lumineux incident sur la structure tout en respectant néanmoins la planéité de la phase de l'onde optique incidente. Une autre solution est envisageable à court terme : il s'agirait d'optimiser les paramètres de la structure afin d'augmenter la transmission et de surtout trouver l'origine du facteur 2 entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Une perspective envisageable à plus long terme serait de commander la transmission exaltée en utilisant les propriétés électro-optiques du niobate de lithium. Ce phénomène physique se manifeste dans un matériau par la modification de l'indice de réfraction sous l'application d'un champ électrique externe. Le niobate de lithium possède des coefficients électro-optiques élevés [105] et il est tout à fait possible de commander la transmission extraordinaire en utilisant les paramètres de nanostructure déterminés dans ce manuscrit. Le schéma d'un tel dispositif est présenté figure 4.19.

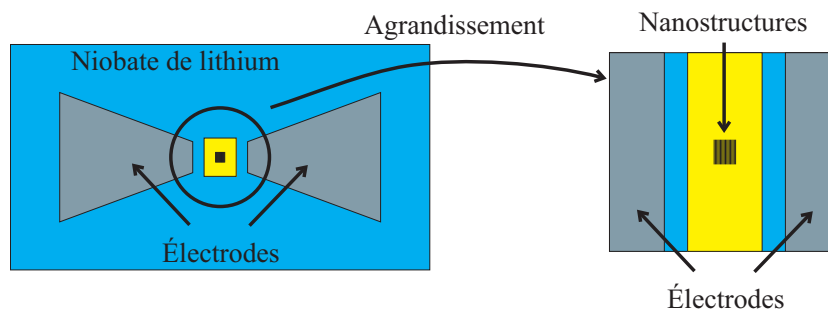


FIG. 4.19 – Schéma d'un modulateur électro-optique.

On peut enfin garder l'idée de la modulation acousto-plasmonique, mais en plaçant la nanostructure sur un résonateur à ondes de volume, de type membrane de nitrure d'aluminium (AlN) (cf. figure 4.20). Dans ce cas, on peut à la fois moduler à très haute fréquence (car la fréquence est donnée par l'épaisseur du film mince piézoélectrique) et conserver une surface plus importante pour la nanostructure (donc plus de fentes et des fentes plus longues). Ce qui permettrait de collecter un signal transmis plus important et un spectre de transmission plus stable.

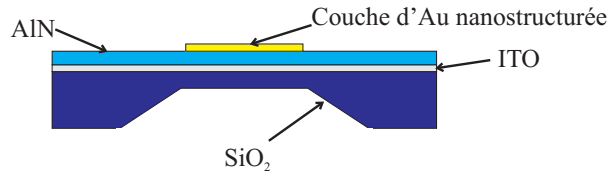


FIG. 4.20 – Schéma d'un résonateur à ondes de volume, de type membrane de nitrure d'aluminium (AlN).

On peut aussi étendre les nanostructures au cas 2D en remplaçant par exemple les fentes par des ouvertures annulaires, des trous, etc. Beaucoup de possibilités s'offrent à nous pour aller au delà des résultats présents.

---

# Bibliographie

- [1] H. RAETHER : *Surface Plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer, 1988.
  - [2] T. W. EBBESEN, H. J. LEZEC, H. F. GHAEMI, T. THIO et P. A. WOLFF : Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 391:667–669, 1998.
  - [3] H. A. BETHE : Theory of diffraction by small holes. *Physical Review*, 66(7):163–182, 1944.
  - [4] U. SCHRÖTER, S. SEIDER, S. TODE et D. HEITMANN : Surface plasmon reflection at edges and resonance effects in metal bars. *Ultramicroscopy*, 68:223–230, 1997.
  - [5] J. A. PORTO, F. J. GARCIA-VIDAL et J. B. PENDRY : Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits. *Physical Review Letters*, 83:2845–2848, 1999.
  - [6] M. M. ALKAISI, R. J. BLAIKIE, S. J. MCNAB, R. CHEUNG et D. R. S. CUMMING : Sub-diffraction-limited patterning using evanescent near-field optical lithography. *Applied Physics Letters*, 75(22):3560–3562, 1999.
  - [7] X. LUO et T. ISHIHARA : Subwavelength photolithography based on surface-plasmon polariton resonance. *Optics Express*, 12(14):3055–3065, 2004.
  - [8] Y. LIU et S. BLAIR : Fluorescence enhancement from an array of subwavelength metal apertures. *Optics Letters*, 28(7):507–509, 2003.
  - [9] S. H. GARRETT, L. H. SMITH et W. L. BARNES : Fluorescence in the presence of metallic hole arrays. *Journal of Modern Optics*, 52(8):1105–1122, 2005.
  - [10] A. G. BROLO, R. GORDON, B. LEATHEM et K. L. KAVANAGH : Surface plasmon sensor based on the enhanced light transmission through arrays of nanoholes in gold films. *Langmuir*, 20:4813–4815, 2004.
  - [11] D. K. GIFFORD et D. G. HALL : Emission through one of two metal electrodes of an organic light-emitting diode via surface-plasmon cross coupling. *Applied Physics Letters*, 81(23):4315–4317, 2002.
  - [12] S. SHINADA, J. HASHIZUME et F. KOYAMA : Surface plasmon resonance on microaperture vertical-cavity surface-emitting laser with metal grating. *Applied Physics Letters*, 83(5):836–838, 2003.
  - [13] R. M. ROTH, N. C. PANOIU, M. M. ADAMS, J. I. DADAP et Jr. R. M. OSGOOD : Polarization-tunable plasmon-enhanced extraordinary transmission through metallic films using asymmetric cruciform apertures. *Optics Letters*, 32:3414–3416, 2007.
-

- 
- [14] E. A. SHANER, J. G. CEDERBERG et D. WASSERMAN : Electrically tunable extraordinary optical transmission gratings. *Applied Physics Letters*, 91:181110, 2007.
- [15] W. DICKSON, G. A. WURTZ, P. R. EVANS, R. J. POLLARD et A. V. ZAYATS : Electronically controlled surface plasmon dispersion and optical transmission through metallic hole arrays using liquid crystal. *Nano Letters*, 8:281–286, 2008.
- [16] M. J. DICKEN, L. A. SWEATLOCK, D. PACIFICI, H. J. LEZEC, K. BHATTACHARYA et H. A. ATWATER : Electrooptic modulation in thin film barium titanate plasmonic interferometers. *Nano Letters*, 8(11):4048–4052, 2008. PMID : 18847247.
- [17] V. LAUDE, D. GERARD, N. KHELFAOUI, C. F. JEREZ-HANCKES, S. BENCHABANE et A. KHELIF : Subwavelength focusing of surface acoustic waves generated by an annular interdigital transducer. *Applied Physics Letters*, 92:094104, 2008.
- [18] R. W. WOOD : On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Philosophical Magazine*, 4:396–402, 1902.
- [19] U. FANO : The theory of anomalous diffraction gratings and quasi-stationary waves on metallic surfaces (sommerfeld's waves). *J. Opt. Soc. Am.*, 31:213–222, 1941.
- [20] A. HESSEL et A. A. OLINER : A new theory of wood's anomalies on optical gratings. *Appl. Opt.*, 4:1275–1297, 1965.
- [21] A. OTTO : Excitation of the non-radiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. *Z. Phys.*, 216:398–410, 1968.
- [22] E. KRETSCHMANN et H. RAETHER : Radiative decay of the non-radiative surface plasmons excited by light. *Z. Naturforsch*, 23:2135–2136, 1968.
- [23] J. W. SADOWSKI, I. K. KORHONEN et J. P. PELTONEN : Characterization of thin films and their structures in surface plasmon resonance measurements. *Optical Engineering*, 34:2581–2586, 1995.
- [24] J. HOMOLA, S. S. YEE et G. GAUGLITZ : Surface plasmon resonance sensors : reviews. *Sensors and actuators B*, 54:3–15, 1999.
- [25] A. C. R. PIPINO, J. T. WOODWARD, C. W. MEUSE et V. SILIN : Surface-plasmon-resonance-enhanced cavity ring-down detection. *Journal of Chemical Physics*, 120:1585–1593, 2004.
- [26] U. C. FISCHER : Submicrometer aperture in a thin metal film as a probe of its microenvironment through enhanced light scattering and fluorescence. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3:1239–1244, 1986.
- [27] J. R. KRENN, J.-C. WEEBER, A. DEREUX, E. BOURILLOT, J.-P. GOUDONNET, B. SCHIDER, A. LEITNER, F. R. AUSSENEGG et C. GIRARD : Direct observation of localized surface plasmon coupling. *Physical Review B*, 60:5029–5033, 1999.
- [28] L. SALOMON, F. GRILLOT, A. V. ZAYATS et F. de FORNEL : Near-field distribution of optical transmission of periodic subwavelength holes in a metal film. *Physical Review Letters*, 86:1110–1113, 2001.
- [29] W. SRITURAVANICH, N. FANG, C. SUN, Q. LUO et X. ZHANG : Plasmonic nanolithography. *Nano Letters*, 4:1085–1088, 2004.
- [30] C. KITTEL : *Physique de l'état solide*. Dunod, 2002.
-

- 
- [31] N. W. ASHCROFT et N.D. MERMIN : *Physique des solides*. EDP Sciences, 2002.
- [32] D. COURJON et C. BAINIER. : *Le champ proche optique : Théorie et applications*. Springer, 2001.
- [33] J. D. SWALEN, J. G. GORDON II, M. R. PHILPOTT, A. BRILLANTE, I. POCKRAND et R. SANTO : Plasmon surface polariton dispersion by direct optical observation. *Am. J. Phys*, 48:669–672, 1980.
- [34] S. COLLIN, F. PARDO, R. TEISSIER et J-L. PELOUARD : Horizontal and vertical surface resonances in transmission metallic gratings. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 4:S154–S160, 2002.
- [35] Y. XIE, A. R. ZAKHARIAN, J. V. MOLONEY et M. MANSURIPUR : Transmission of light through a periodic array of slits in a thick metallic film. *Optics Express*, 13:4485–4491, 2005.
- [36] H. F. GHAEMI, T. THIO, D. E. GRUPP, T.W. EBBESEN et H. J. LEZEC : Surface plasmons enhance optical transmission through subwavelength holes. *Physical Review B*, 58:6779–6782, 1998.
- [37] L. MARTIN-MORENO, F. J. GARCIA-VIDAL, H. J. LEZEC, K. M. PELLERIN, T. THIO, J. B. PENDRY et T. W. EBBESEN : Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays. *Physical Review Letters*, 86:1114–1117, 2001.
- [38] F. I. BAIDA, D. VAN LABEKE, G. GRANET, A. MOREAU et A. BELKHIR : Origin of the super-enhanced light transmission through a 2-d metallic annular aperture array : a study of photonic bands. *Applied Physics B*, 79:1–8, 2004.
- [39] M. J. KOFKE, D. H. WALDECK, Z. FAKHRAAI, S. IP et G. C. WALKER : The effect of periodicity on the extraordinary optical transmission of annular aperture arrays. *Applied Physics Letters*, 94, 2009.
- [40] A. DEGIRON, H. J. LEZEC, W. L. BARNES et T. W. EBBESEN : Effects of hole depth on enhanced light transmission through subwavelength hole arrays. *Applied Physics Letters*, 81:4327–4329, 2002.
- [41] H. J. LEZEC, A. DEGIRON, E. DEVAUX, R. A. LINKE, L. MARTIN-MORENO, F. J. GARCIA-VIDAL et T. W. EBBESEN : Beaming light from a subwavelength aperture. *Science*, 297:820–822, 2002.
- [42] C K. CHANG, D Z. LIN, C S. YEH, C K. LEE, Y C. CHANG, M W. LIN, J T. YEH et J M. LIU : Experimental analysis of surface plasmon behavior in metallic circular slits. *Applied Physics Letters*, 90:061113, 2007.
- [43] F. J. GARCÍA-VIDAL, H. J. LEZEC, T. W. EBBESEN et L. MARTÍN-MORENO : Multiple paths to enhance optical transmission through a single subwavelength slit. *Physical Review Letters*, 90:213901, 2003.
- [44] P. MARTHANDAM et R. GORDON : Plasmonic bragg reflectors for enhanced extraordinary optical transmission through nano-hole arrays in a gold film. *Optics Express*, 15(209):12995, 2007.
- [45] Y. POUJET, J. SALVI et F. I. BAIDA : 90% extraordinary optical transmission in the visible range through annular aperture metallic arrays. *Optics Letters*, 32:2942–2944, 2007.
-

- 
- [46] T. THIO, H. F. GHAEMI, H. J. LEZEC, P. A. WOLFF et T. W. EBBESEN : Surface-plasmon-enhanced transmission through hole arrays in cr films. *J. Opt. Soc. Am.B*, 16:1743–1748, 1999.
- [47] J. SALVI, M. ROUSSEY, F. I. BAIDA, M. P. BERNAL, A. MUSSOT, T. SYLVESTRE, H. MAILLOTTE, D. VAN LABEKE, A. PERENTSE, I. UTKE, C. SANDU, P. HOFFMANN et B. DWIR : Annular aperture arrays : study in the visible range of the electromagnetic spectrum. *Optics Letters*, 30:1611–1613, 2005.
- [48] Q. WANG, J. LI, C. HUANG, C. ZHANG et Y. ZHU : Enhanced optical transmission through metal films with rotation-symmetrical hole arrays. *Applied Physics Letters*, 87:091105, 2005.
- [49] W. FAN, S. ZHANG, B. MINHAS, K.J. MALLOY et S. R. J. BRUECK : Enhanced infrared transmission through subwavelength coaxial metallic arrays. *Physical Review Letters*, 94:33902 1–4, 2005.
- [50] B. HU, B-Y. GU, B-Z. DONG et Y. ZHANG : Optical transmission resonances tuned by external static magnetic field in an n-doped semiconductor grating with subwavelength slits. *Optics Communications*, 281:6120 – 6123, 2008.
- [51] Jay S. SCHILDKRAUT : Long-range surface plasmon electrooptic modulator. *Appl. Opt.*, 27:4587–4590, 1988.
- [52] Z. WU, R. L. NELSON, J. W. HAUS et Q. ZHAN : Plasmonic electro-optic modulator design using a resonant metal grating. *Optics Letters*, 33:551–553, 2008.
- [53] L. BRILLOUIN : Diffusion de la lumière et des rayons x par un corps transparent homogène, influence de l'agitation thermique. *Ann. Phys.*, 17:88–122, 1922.
- [54] E. GROSS : Change of wave-length of light due to elastic heat waves at scattering in liquids. *Nature*, 126:201–202, 1930.
- [55] R. LUCAS et P. BIQUARD : Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra sonores. *J. Phys. Radium*, 3:464–477, 1932.
- [56] P. DEBYE et F. W. SEARS : On the scattering of light by supersonic waves. *Proceedings of the National Academy of Science*, 18:409 – 414, 1932.
- [57] C. V. RAMAN et N. S. NAGRENDRA NATHE : The diffraction of light by high frequency sound waves : Part iv : Generalised theory. *In Proc. Indian Acad. Sci.*, 1936.
- [58] P. PHARISEAU : On the diffraction of light by progressive supersonic waves. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences, Section A*, 44:165–169, 1956.
- [59] J. SAPRIEL : Acoust-optique. *Les techniques de l'ingénieur*, E 1955, E 1995.
- [60] W. R. KLEIN et B. D. COOK : Unified approach to ultrasonic light diffraction. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, 14:123 – 134, 1967.
- [61] J. C. KASTELIK, M. POMMERAY, A. KAB et M. G. GAZALET : High dynamic range, bifrequency TeO<sub>2</sub> acousto-optic modulator. *Pure and Applied Optics*, 7:467, 1998.
- [62] P. MAÁK, L. JAKAB, A. BARÓCSI et P. RICHTER : Improved design method for acousto-optic light deflectors. *Optics Communications*, 172:297 – 324, 1999.
-

- 
- [63] V. QUINTARD, A. PÉRENNOU, Y. NACIRI et J. Le BIHAN : Optical packet synchronization device based on acousto-optic interaction : characterization and performance. *Journal of Optics A*, 3:62, 2001.
- [64] A. K. ZAITSEV et V. V. KLUDZIN : Subcollinear acousto-optic tunable filter based on the medium with a strong acoustic anisotropy. *Optics Communications*, 219:277 – 283, 2003.
- [65] E. BONNOTTE, C. GORECKI, H. TOSHIYOSHI, H. KAWAKATSU, H. FUJITA, Kestin RHOFF et K. HASHIMOTO : Guided-wave acoustooptic interaction with phase modulation in a ZnO thin-film transducer on an Si-based integrated Mach-Zehnder interferometer. *J. Lightwave Technol.*, 17:35–42, 1999.
- [66] D. A. SMITH, J. E. BARAN, K. W. CHEUNG et J. J. JOHNSON : Polarization-independent acoustically tunable optical filter. *Applied Physics Letters*, 56:209–211, 1990.
- [67] G. D. XU et C. S. TSAI : Integrated acousto-optic heterodyning device modules in linbo3 substrate. *Appl. Opt.*, 31:5259–5268, 1992.
- [68] G. WANG, M. RODAHL, M. EDVARDSSON, S. SVEDHEM, G. OHLSSON, F. HOOK et B. KASEMO : A combined reflectometry and quartz crystal microbalance with dissipation setup for surface interaction studies. *Review of Scientific Instruments*, 79:075107, 2008.
- [69] J. M NUNZI : *Conjugaison de phase et nouvelle methode*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 1984.
- [70] N. LARGE, L. SAVIOT, J. MARGUERITAT, J. GONZALO, C. N. AFONSO, A. ARBOUET, P. LANGOT, A. MLAYAH et J. AIZPURUA : Acousto-plasmonic hot spots in metallic nano-objects. *Nano Letters*, 11:3732–3738, 2009.
- [71] H. TALAAT, W. P CHEN et E. BURSTEIN : Scattering of volume and surface electromagnetic waves by surface acoustic waves. *Ultrasonics Symposium Proceedings, IEEE Cat*, pages 441 – 443, 1975.
- [72] X. SUN, S. SHIOKAWA et Y. MATSUI : Interactions of surface plasmons with surface acoustic waves and the study of the properties of ag films. *J. Appl. Phys.*, 69:362, 1991.
- [73] D. GÉRARD, V. LAUDE, B. SADANI, A. KHELIF, D. VAN LABEKE et B. GUIZAL : Modulation of the extraordinary optical transmission by surface acoustic waves. *Physcal Review B*, 76:235427, 2007.
- [74] K. KNOP : Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves. *J. Opt. Soc. Am.*, 68:1206–1210, 1978.
- [75] M. G. MOHARAM et T. K. GAYLORD : Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings. *J. Opt. Soc. Am.*, 72:1385–1392, 1982.
- [76] G. GRANET et B. GUIZAL : Efficient implementation of the coupled-wave method for metallic lamellar gratings in tm polarization. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13:1019–1023, 1996.
- [77] Lifeng LI : Note on the S-matrix propagation algorithm. *J. Opt. Soc. Am. A*, 20:655–660, 2003.
-

- 
- [78] P. LALANNE et G. M. MORRIS : Highly improved convergence of the coupled-wave method for tm polarization. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13:779–784, 1996.
- [79] Lifeng LI : Use of fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13:1870–1876, 1996.
- [80] Lifeng LI : New formulation of the fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14:2758–2767, 1997.
- [81] D. E. ZELMON, D. L. SMALL et D. JUNDT : Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol.% magnesium oxide-doped lithium niobate. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14:3319–3322, 1997.
- [82] E. D. PALIK, éditeur. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press Inc., 1985.
- [83] Y. POUJET : *Transmission exaltée à travers des tamis à photons à ouvertures annulaires nanométriques :simulation et caractérisation*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2007.
- [84] K. YEE : Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations. *IEEE Trans Antennas Propag.*, 14:302–307, 1966.
- [85] A. TAFLOVE et S. C. HAGNESS : *Computational electrodynamics the finite-difference time-domain method*. Artech House, 2000.
- [86] F. I. BAIDA et D. VAN LABEKE : Three-dimensional structures for enhanced transmission through a metallic film : annular aperture arrays. 67:155314 1–7, 2003.
- [87] J.-P. BERENGER : A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Comput. Phys.*, 114:185–200, 1994.
- [88] E. H. SYNGE : Suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region. *Philosophical Magazine*, 6:356–362, 1928.
- [89] D. COURJON, K. SARAYEDDINE et M. SPAJER : Scanning tunneling optical microscopy. *Optics Communications*, 71:23–28, 1989.
- [90] K. KARRAÏ et R.D. GROBER : Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes. *Appl. Phys. Lett.*, 66:1842–1844, 1995.
- [91] P. CURIE et J. CURIE : Développement par pression de l'électricité polaire dans les cristaux hémihédres à faces inclinées. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences*, XCI:294–295, 1880.
- [92] P. CURIE et J. CURIE : Contractions et dilatations produites par des tensions électriques dans les cristaux hémihédres à faces inclinées. *Comptes rendus hebdomadaires de l'Académie des Sciences*, XCIII:1137, 1881.
- [93] W. VOIGT : *Lehrbuch der Kristallphysik*. Teubner, 1910.
- [94] D. ROYER et E. DIEULESAINT : *Ondes élastiques dans les solides*. Masson, 1996. Tome 1 : Propagation libre et guidée.
- [95] R. M. WHITE et F. W. VOLTMER : Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves. *Applied Physics Letters*, 7:314–316, 1965.
- [96] D. ROYER et E. DIEULESAINT : *Ondes élastiques dans les solides*. Masson, 1999. Tome 2 : Génération, interaction acousto-optique, applications.
-



- 
- [97] R. E. VINES, Shin-ichiro TAMURA et J. P. WOLFE : Surface acoustic wave focusing and induced rayleigh waves. *Physcal Review Letters*, 74:2729–2732, 1995.
- [98] C. K. DAY et G. G. KOERBER : Annular piezoelectric surface waves. *IEEE Transactions Sonics and Ultrasonics*, 19:461 – 465, 1972.
- [99] Tsung-Tsong WU, He-Tai Tangand Yung-Yu CHEN et Pei-Ling LIU : Analysis and design of focused interdigital transducers. *IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 52:1384 – 1392, 2005.
- [100] Z. WANG, T. TANG, S. CHEN et B. CHEN : Field analysis and calculation of interdigital transducers with arbitrary finger shapes. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 39:4902, 2006.
- [101] V. LAUDE, C. F. JEREZ-HANCKES, et . S. BALLANDRAS : Surface Green's function of a piezoelectric half-space. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 53:420–428, 2006.
- [102] J. G. HARRIS : *Linear Elastic Waves*. Cambridge, 2001.
- [103] P. VAIRAC et B. CRETIN : New structures for heterodyne interferometric probes using double-pass. *Optics Communications*, 132:19 – 23, 1996.
- [104] V. LAUDE, K. KOKKONEN et S. BENCHABANE : Characterization of surface acoustic wave focusing by an annular interdigital transducer. *In Ultrasonics Symposium (IUS), 2009 IEEE International*, 2009.
- [105] R. W. BOYD : *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2003.
-



## Résumé

Ce travail de thèse a été consacré à la conception et à la réalisation d'un dispositif permettant de moduler la transmission optique extraordinaire à travers des nanostructures par l'intermédiaire de l'effet photo-élastique. La nanostructure étant réalisée dans un film métallique mince déposé à la surface d'un substrat solide, nous avons choisi d'utiliser des ondes acoustiques de surface pour produire des déformations conduisant à une modulation de l'indice de réfraction à la surface du substrat. Notre étude est scindée en trois parties principales, consacrées respectivement à la conception et à la réalisation des nanostructures, à la conception et à la réalisation des transducteurs générant les ondes acoustiques de surface, et enfin à l'expérience acousto-plasmonique. Des nanostructures périodiques constituées de fentes et présentant une transmission exaltée dans le proche infrarouge ont été réalisées par lithographie électronique puis caractérisées. Nous avons atteint un taux de transmission de l'ordre de 25%. Afin de moduler cette transmission nous avons mis au point des transducteurs à peignes interdigités annulaires (AIDTs) permettant de focaliser l'énergie élastique au voisinage d'un point. Les transducteurs réalisés fonctionnent à une fréquence de 40 MHz environ et focalisent l'énergie acoustique dans une région de 40  $\mu\text{m}$  de côté limitée par la diffraction. En réalisant la synthèse de l'étude optique et de l'étude acoustique, nous avons réalisé le premier modulateur acousto-plasmonique en positionnant les nanostructures à l'endroit où se focalise l'onde acoustique.

**Mots-clés :** Plasmon de surface, transmission optique extraordinaire, ondes acoustiques de surface, transducteur interdigité annulaire, modulation acousto-optique.

---

## Abstract

We present here the conception and the fabrication of a device using photo-elastic effect to tune (modulate) the extraordinary optical transmission through nanostructure. We use surface acoustic wave to create an index variation of the substrat and tune the optical transmission. Our study is split in three parts, the conception and the fabrication of the nanostructures, the conception and realization of acoustic source and the acousto-plasmonic experience. The nanostructure is a periodic grating of slits fabricated by electronic lithography and their present an enhance transmission spectra in the near infrared. We have obtained a transmission rate of 25%. For the modulation we design annular interdigital transducers (AIDTs) that focus elastic energy to a single point on the surface of the piezoelectric solid. Experiment have been conducted on lithium niobate substrate with a resonance frequency of approximately 40 MHz, the focus the spot size is 40  $\mu\text{m}$ . We used the results of the optical and the acoustic studies for realized the first acousto-plasmonic modulator.

**Keywords :** Surface plasmon, extraordinary optical transmission, surface acoustic wave, annular interdigital transducer, acousto-optic modulation.