

# Mise en évidence d'une bande interdite complète pour les ondes de surface dans un cristal phononique piézoélectrique

Le moyen le plus intuitif *a priori* de caractériser une structure périodique à bandes interdites est de procéder à des mesures de la transmission du cristal, comme nous l'avons déjà constaté au chapitre 2. Le principe est donc de placer deux transducteurs de part et d'autre de la structure périodique, l'un faisant office d'émetteur et l'autre de récepteur. Dans le cas considéré ici, celui des ondes de surface sur un substrat piézoélectrique, les transducteurs à peignes interdigités sont des candidats tout désignés pour assurer cette fonction. Ils peuvent en effet être très aisément intégrés en configuration de ligne à retard au cristal phononique fabriqué, par simple structuration d'une couche métallique préalablement déposée sur la plaquette de niobate de lithium. Une caractérisation électrique peut alors être effectuée par mesure des paramètres  $S$  au moyen d'un analyseur de réseau. En plus de sa facilité de mise en œuvre, cette méthode de caractérisation permet de tester le cristal phononique dans une configuration de dispositif réaliste et adaptée au développement d'applications potentielles. En revanche, elle ne fournit que des informations partielles sur la propagation des ondes dans le système complet. L'emploi de techniques alternatives s'impose donc, de sorte à pouvoir procéder à une analyse plus complète des phénomènes mis en jeu.

Nous nous sommes principalement consacrés au cours de ces travaux de thèse à une caractérisation purement électrique des cristaux fabriqués. Des mesures en transmission de cristaux phononiques de différents facteurs de remplissage ont ainsi été réalisées. Si ces expériences nous permettent de définir de façon claire les fréquences atténuées par le cristal, nous verrons qu'elles ne nous autorisent pas en revanche à déterminer les propriétés en réflexion du réseau. Différentes collaborations ont été initiées dans le but de procéder à des caractérisations par voie optique des cristaux phononiques fabriqués. Des travaux actuellement en cours avec l'université technologique d'Helsinki (Finlande) consistent en effet à mesurer par voie optique le champ de déplacement des ondes acoustiques de surface électriquement générées par l'un des transducteurs à peignes

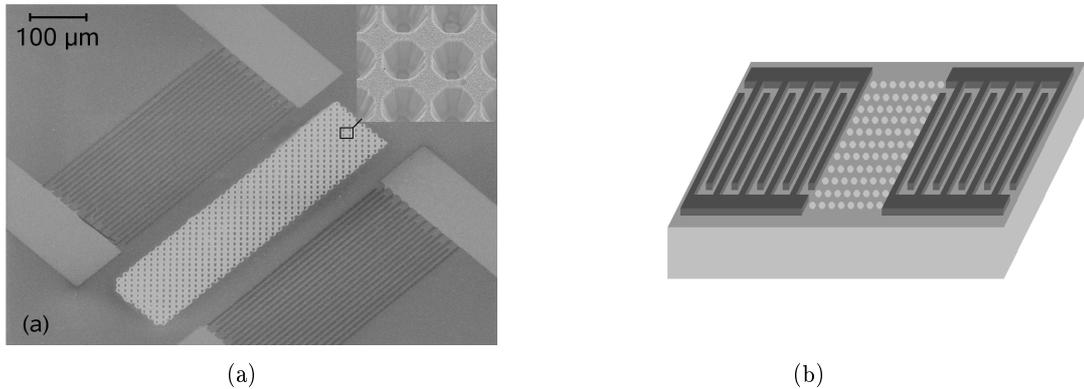


FIG. 5.1 – (a) Image prise au microscope électronique à balayage d'un cristal phononique et des composants à ondes de surface attenants (transducteurs émetteur et récepteur). La structure consiste en un réseau de trous d'air de diamètre  $d = 9 \mu\text{m}$  et d'un pas de  $10 \mu\text{m}$ . L'encart montre une vue plus détaillée des trous de  $10 \mu\text{m}$  de profondeur obtenus par gravure ionique réactive. (b) Schéma du dispositif expérimental employé pour la caractérisation électrique du cristal.

interdigités. D'autres expériences préliminaires effectuées au sein de l'université d'Hokkaido (Japon), fondées sur le principe d'excitation d'ondes de surface par impulsions lasers picosecondes sont aussi présentées ici. Nous verrons d'ailleurs que cette dernière technique de mesure permet de nous affranchir de l'utilisation d'un matériau piézoélectrique comme substrat de propagation.

## 5.1 Caractérisations électriques

Le cristal phononique a dans un premier temps été caractérisé par mesure de la transmission d'une onde acoustique générée en amont du réseau bidimensionnel de trous par un transducteur à peignes interdigités. L'onde transmise est alors détectée en sortie du cristal par un transducteur identique. Le schéma représenté sur la figure 5.1 illustre le principe du dispositif complet.

### 5.1.1 Intégration du cristal phononique à un dispositif à ondes de surface

La détermination de l'existence et, le cas échéant, de la position et de la largeur de la bande interdite nécessite une caractérisation en bande large du système étudié. Par exemple, pour la géométrie de cristal choisie, une gamme de fréquence s'étendant de 150 à 300 MHz au moins doit être couverte pour permettre l'observation de la bande complète. Les transducteurs à peignes interdigités "standard" ne satisfont pas ces besoins en fréquence. En effet, dans des transducteurs classiques, si la réduction du nombre de doigts constituant le transducteur permet une augmentation de la bande passante, le couplage électro-acoustique se trouve en revanche grandement réduit, ce qui affecte la réponse du dispositif en termes de dynamique de mesure même sur des matériaux très couplés comme le niobate de lithium. Différentes méthodes ont été proposées dans la littérature pour pallier ces limitations. On peut notamment citer les travaux initiaux de Camp-

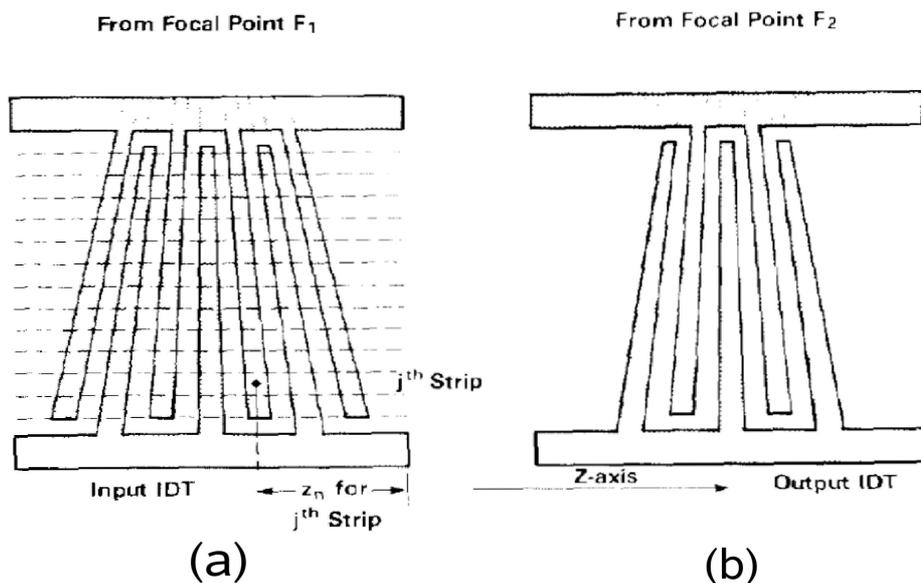


FIG. 5.2 – Exemple de configuration simple pour une ligne à retard employant deux transducteurs en éventail (*fan-shaped IDT's*), l'un en émission, l'autre en réception. Les doigts des transducteurs peuvent être vus comme suivant des rayons issus des points focaux  $F_1$  et  $F_2$  respectivement. Dans ce cas précis, l'intervalle angulaire entre deux doigts consécutifs est le même, résultant en un rapport de métallisation de 0,5. D'après [141].

bell *et al.* [141] ou encore de Yatsuda *et al.* [142] qui ont introduit le concept de transducteur en éventail (en anglais *fan shaped IDT* ou encore SFIDT – *Slanted Finger IDT* – figure 5.2). Dans ces structures particulières, l'intervalle entre les doigts du transducteur varie perpendiculairement à la direction de propagation des ondes. Le transducteur complet peut être décomposé en une série de transducteurs résonant chacun à une fréquence centrale différente, ce qui conduit à une large bande passante d'émission. Le nombre total de doigts, qui peut être élevé, permet alors d'assurer un couplage électro-acoustique suffisant. Nous verrons néanmoins plus avant dans ce chapitre qu'une excitation large bande de ce type peut s'accompagner de difficultés d'exploitation des résultats dans le cas où plusieurs modes de nature différente se propageraient à la surface du substrat choisi. Par ailleurs, la géométrie en éventail du réseau de peignes résulte en une perte de directivité de l'onde de surface générée, ôtant ainsi la possibilité d'imposer un vecteur d'onde unidirectionnel, ce qui représente un handicap certain si l'on cherche à caractériser le cristal suivant des directions de propagations particulières.

Nous avons donc opté pour une alternative consistant plus simplement à étudier individuellement la réponse d'une série de transducteurs présentant chacun une période mécanique différente. La bande passante qui nous intéresse est alors couverte par juxtaposition des réponses individuelles des transducteurs. L'inconvénient principal de cette méthode réside bien évidemment dans la nécessité de fabriquer un grand nombre de réseaux de trous identiques, au lieu d'un seul dans le cas d'un transducteur unique émettant en large bande. Néanmoins, cette contrainte est levée par le procédé de fabrication utilisé pour la réalisation du cristal phononique – lithographie optique

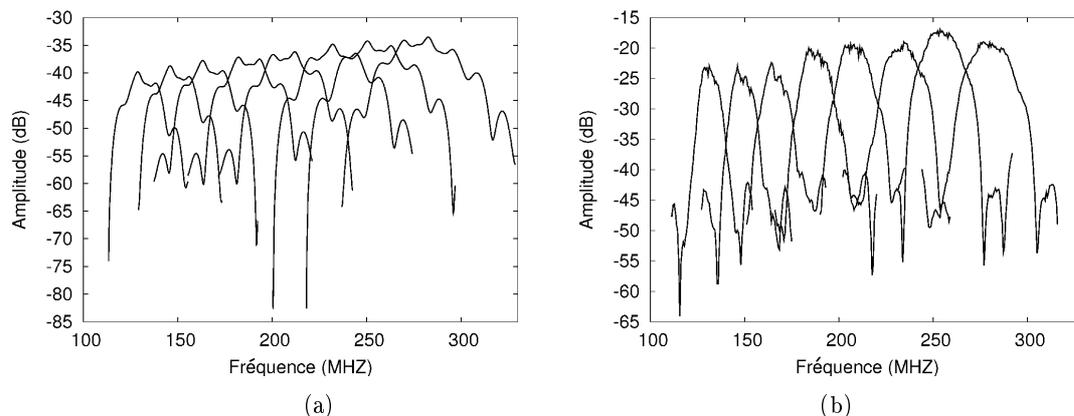


FIG. 5.3 – (a) Réponse simulée des huit transducteurs à peignes interdigités choisis pour la caractérisation du cristal phononique sur du niobate de lithium en coupe Y, propagation Z. (b) Réponse mesurée de ces mêmes transducteurs.

suivie d'une gravure ionique réactive – qui permet d'assurer une "fabrication collective" de ces cristaux. Nous restons bien évidemment conscients que ce facteur peut se révéler limitant dans le cadre d'un usinage trou par trou du réseau par exemple.

Les transducteurs ont été dimensionnés *via* un logiciel dont le développement a été initié par Thomas Pastureauud lors de sa thèse au LPMO [143], développement qu'il a ensuite poursuivi au sein de la société TEMEX S.A. Le logiciel en question, fondé sur la méthode de la matrice mixte [144], permet de simuler la réponse d'un transducteur à peignes interdigités sur un substrat piézoélectrique quelconque en prenant en compte l'intégralité de ses caractéristiques géométriques (nombre de doigts total, nombre de doigts par longueur d'onde, ouverture acoustique, rapport et épaisseur de métallisation, etc. ). Nous avons ainsi opté pour la configuration suivante :

- huit transducteurs à peignes interdigités,
- 10 paires de doigts par transducteur,
- ouverture acoustique : 200  $\mu\text{m}$ ,
- longueurs d'onde d'émission : 12,2 - 13,4 - 14,6 - 16,4 - 18,2 - 20,6 - 23,0 et 26  $\mu\text{m}$  respectivement,
- rapport de métallisation : 0,5,
- épaisseur de métallisation : 150 nm.

Les peignes ont été réalisés par un procédé de lithographie optique suivi par gravure directe d'une couche d'aluminium déposée par pulvérisation cathodique. La réponse simulée des transducteurs sur un substrat en niobate de lithium en coupe Y, propagation Z, est donnée sur la figure 5.3a. Comme le montre par ailleurs la figure 5.3b, ces prédictions théoriques sont en très bon accord avec les mesures de transmission des dispositifs fabriqués. Ces derniers permettent de couvrir une bande passante s'étendant de 110 à 300 MHz variable suivant la direction de propagation considérée.

Pour mettre en évidence le caractère complet de la bande interdite, il est nécessaire d'effectuer ce type de mesure suivant les trois directions de propagation caractéristiques de la zone irréductible

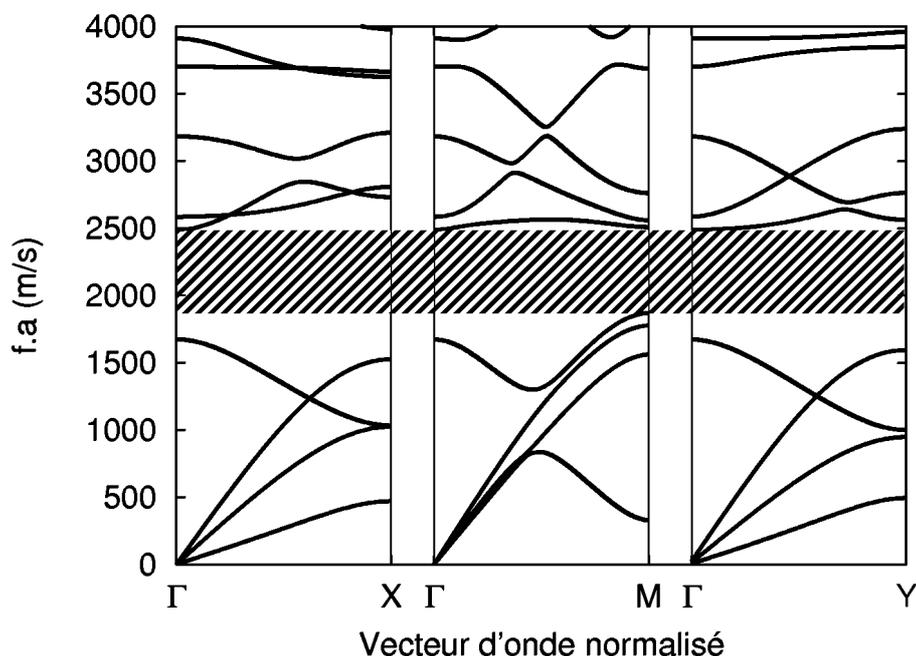


FIG. 5.4 – Diagrammes de bandes théoriques obtenus par méthode des éléments finis pour des ondes de volume se propageant dans le plan d'un cristal phononique en niobate de lithium à maille carrée présentant un rapport diamètre sur période de 90% le long des directions  $\Gamma X$ ,  $\Gamma M$  et  $\Gamma Y$  de la première zone de Brillouin irréductible.

de Brillouin pour un réseau carré, c'est-à-dire suivant les directions  $\Gamma X$ ,  $\Gamma Y$  et  $\Gamma M$ . Ces axes sont assimilés aux directions de propagation de l'onde de surface dans le cristal, définies par la norme *IEEE* [145], suivant la correspondance :

- $\Gamma X$  à  $YX$
- $\Gamma Y$  à  $YZ$
- $\Gamma M$  à  $(YXt)/45$

Le diagramme de bandes pour chacune de ces directions, pour un cristal de rapport diamètre sur période de 0,9 est donné sur la figure 5.4. Une caractérisation complète du cristal phononique suivant la méthode adoptée nécessite donc la fabrication de trois séries de huit réseaux de trous, chacun étant entouré d'un transducteur émetteur et d'un transducteur récepteur, ainsi que d'une série de lignes à retard simples (sans cristal phononique intercalé) pour établir un signal de référence. Une image prise au microscope électronique à balayage d'une telle série de dispositifs phononiques est montrée sur la figure 5.5.

### 5.1.2 Mesures en transmission d'un cristal phononique de rapport $d/a = 0,9$

Les réponses en réflexion comme en transmission des dispositifs permettent d'apporter des informations complémentaires sur la propagation d'ondes dans le cristal. On attend en effet une extinction complète du signal transmis entre 180 et 230 MHz, conformément aux prédictions théoriques, contre un signal identique au signal de référence en dehors de cette gamme de fré-

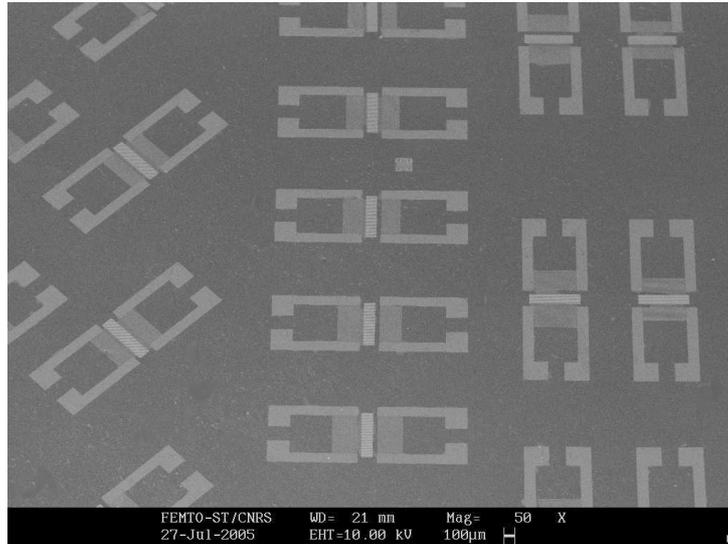


FIG. 5.5 – Image prise au microscope électronique à balayage d’une série de cristaux phononiques à ondes de surface fabriqués sur un substrat de niobate de lithium permettant d’assurer une propagation suivant les trois directions principales de la première zone de Brillouin.

quence. On espère par ailleurs un phénomène de réflexion exaltée dans la bande interdite et une transmission totale du signal aux autres fréquences.

Les spectres de transmission des ondes de surface à travers le cristal phononique sont donnés sur les figures 5.6 et 5.7 suivant les trois directions considérées. Dans les trois cas, la ligne en trait épais représente la réponse du dispositif phononique alors que la ligne en trait fin représente la réponse de la ligne à retard de référence. Si l’on s’intéresse tout d’abord aux résultats observés suivant les directions  $\Gamma Y$  et  $\Gamma M$  (figure 5.6), on observe un très bon recouvrement entre signal émanant du dispositif phononique et signal de référence pour des fréquences se situant *a priori* en amont de la fréquence d’entrée théorique de la bande interdite, c’est-à-dire en dessous de 180 MHz suivant  $\Gamma Y$  et en dessous de 200 MHz suivant  $\Gamma M$ . La propagation de l’onde de Rayleigh ne semble donc en rien affectée par la présence du cristal. Au-delà de ces fréquences, on observe une forte atténuation due au réseau périodique (de l’ordre de 20 dB suivant chacune des directions, pour un cristal de 10 périodes de long). En revanche, et contrairement aux prédictions théoriques, le signal transmis à travers le cristal phononique ne recouvre pas son amplitude initiale au-delà de 230 MHz. Il semblerait donc que les modes appartenant à la partie supérieure des diagrammes de bandes représentés sur la figure 5.4 ne soient pas transmis par le cristal. L’extinction du signal est complète suivant  $\Gamma Y$ . On observe néanmoins la présence d’un pic de transmission étroit (de largeur d’environ 5 MHz) autour de 230 MHz suivant  $\Gamma M$ , mais la propagation de modes de fréquence supérieure semble prohibée suivant cette direction également. Des résultats similaires ont été obtenus suivant  $\Gamma X$ . L’interprétation des mesures est toutefois ici quelque peu plus délicate, puisqu’additionnellement à l’onde de Rayleigh attendue, il convient de prendre en compte l’existence d’une onde de surface à pertes, également appelée pseudo-onde

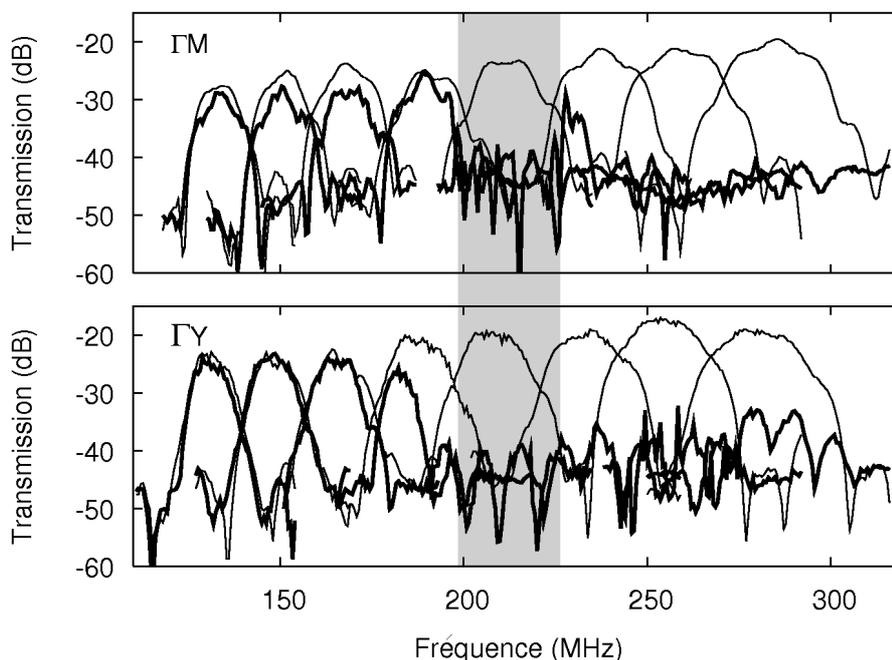


FIG. 5.6 – Mesure en transmission (paramètres  $S_{12}$ ) des huit dispositifs de référence (traits fins) et des huit cristaux phononiques (traits épais) dans le cas d'une propagation suivant les directions  $\Gamma M$  et  $\Gamma Y$  respectivement.

de surface (PSAW – *Pseudo-Surface Acoustic Wave* ou LSAW – *Leaky Surface Acoustic Wave*). Il s'agit là d'une onde à polarisation transverse, présentant un coefficient d'atténuation non nul à la différence des ondes de surface "pures" de type Rayleigh. Nous avons vu en section 3.3.1 que dans le cas du niobate de lithium en coupe Y, leur existence est limitée à une gamme angulaire très faible autour de l'axe de propagation (YX) (soit autour de la direction  $\Gamma X$  de la zone du Brillouin suivant le repère du cristal). Ces PSAW sont souvent beaucoup plus couplées que les ondes de Rayleigh, et présentent une profondeur de pénétration dans le substrat bien plus conséquente (de l'ordre de plusieurs dizaines de fois la longueur d'onde). La profondeur des trous usinés dans le substrat de niobate de lithium étant dans le cas présent de l'ordre d'une longueur d'onde seulement, on attend une influence très limitée, voire difficilement quantifiable, de la structure périodique sur la propagation de ces ondes. La vitesse de propagation de la PSAW étant relativement proche de celle de la SAW (4600 contre 3700  $m.s^{-1}$ ), les réponses électriques de ces deux types d'ondes se recouvrent partiellement, ce qui limite la pertinence de l'utilisation de transducteurs à peignes interdigités en éventail. En effet, s'il est possible, comme nous allons le voir un peu plus loin, de discriminer les réponses respectives des ondes de Rayleigh et des ondes à pertes sur la réponse de dispositifs individuels émettant autour d'une fréquence centrale donnée, la réponse électrique d'un SFIDT n'aurait guère permis de procéder à une telle différenciation. Pour les mêmes raisons, et afin d'ainsi assurer une meilleure lisibilité des courbes expérimentales, nous nous sommes contentés de tracer sur la figure 5.7 la superposition des réponses électriques des dispositifs de référence et des cristaux phononiques seulement pour quatre des huit trans-

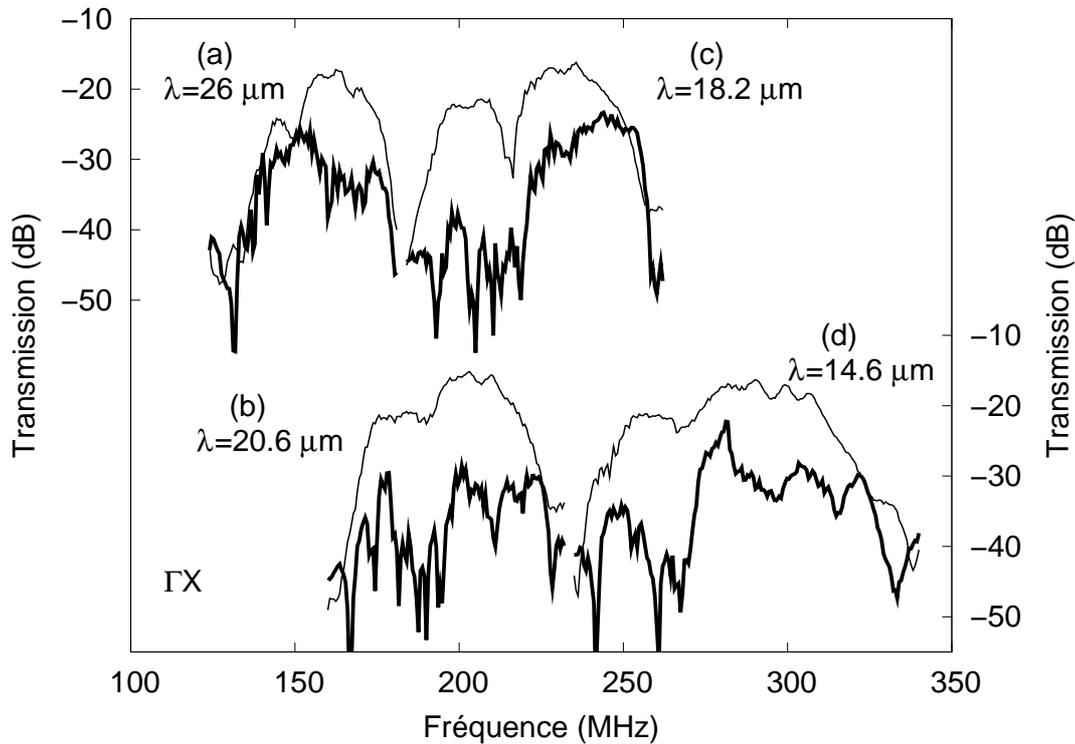


FIG. 5.7 – Mesure en transmission (paramètres  $S_{12}$ ) de quatre dispositifs de référence (traits fins) et de quatre cristaux phononiques (traits épais) suivant la direction  $\Gamma X$ . En plus de l'onde de Rayleigh attendue, on observe l'existence d'une onde de surface à pertes se propageant à une vitesse suffisamment proche de celle de l'onde de Rayleigh pour pouvoir donner naissance à des réponses électriques adjacentes.

ducteurs interdigités employés. Ces transducteurs émettent à une longueur d'onde de 26, 20,6, 16,4 et 14,6  $\mu\text{m}$  respectivement. Dans le cas par exemple de la figure 5.7a, on observe la présence de deux lobes sur la réponse électrique. Le premier lobe centré à une fréquence de 145 MHz (et donc de vitesse autour de  $3770 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) correspond à l'onde de Rayleigh, alors que le second lobe centré autour de 175 MHz (soit présentant une vitesse aux alentours de  $4550 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) correspond à la pseudo-onde de surface. Cette dernière est d'ailleurs très peu affectée sur la gamme de fréquence considérée. Si elle subit en effet une perte en amplitude de l'ordre de 8 dB lors de sa propagation dans le cristal phononique, cette atténuation reste observable quelle que soit la fréquence du signal considéré. La pseudo-onde de surface semble globalement ressentir la structuration du milieu propagatif, sans que l'on puisse pour autant imputer cet effet à la périodicité du milieu au sens strict. En revanche, si l'on s'attache maintenant à l'évolution du signal correspondant à l'onde de Rayleigh, on observe ici encore un excellent recouvrement entre le signal issu du cristal phononique et le signal de référence sur le dispositif opérant à  $\lambda = 26 \mu\text{m}$  par exemple, alors qu'une atténuation de l'ordre de 20 dB du signal à travers le cristal phononique peut être constatée sur la figure 5.7c, à des fréquences théoriquement situées dans la bande interdite du système. Un examen des courbes de transmission obtenues pour la totalité des huit

transducteurs à peignes interdigités met en évidence pour l'onde de Rayleigh un comportement très similaire à celui observé le long de la direction de propagation suivant  $\Gamma Y$  : pas d'effet du cristal phononique en dessous de 190 MHz, qui correspondrait à la limite théorique de la bande interdite, quasi-extinction du signal par la structure périodique au-delà de cette valeur et absence de recouvrement de l'énergie transmise à haute fréquence.

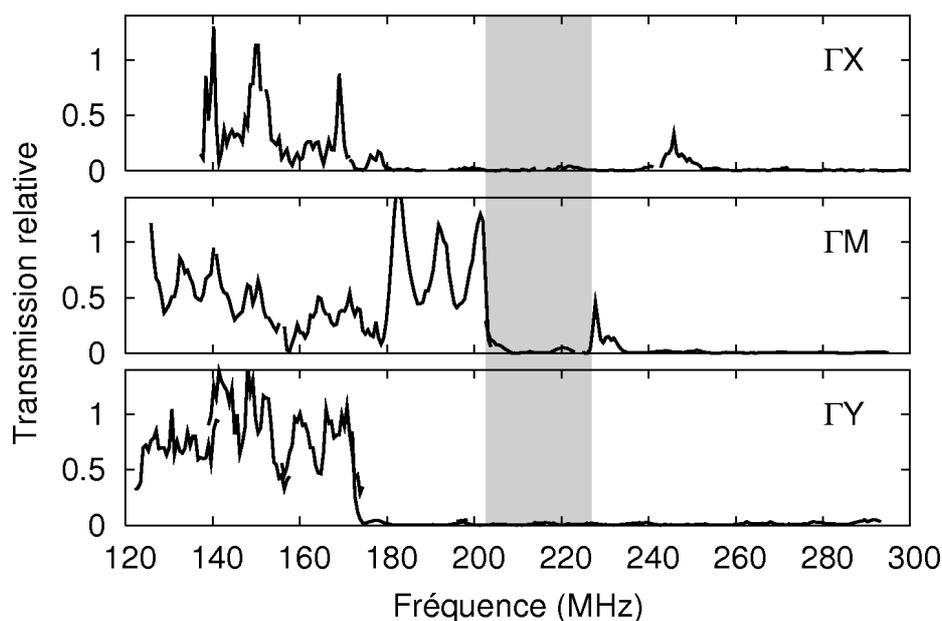


FIG. 5.8 – Transmission relative, définie comme le rapport entre les transmissions mesurées sur des lignes à retard avec et sans cristal phononique interposé. La bande interdite complète s'étend de 203 à 226 MHz.

La figure 5.8 résume les résultats obtenus en termes de transmission relative à travers le cristal suivant les trois directions de propagation. S'ils sont en accord à basse fréquence avec les prédictions théoriques, les modes élastiques de la structure qui devraient se propager à haute fréquence n'ont pu être observés lors d'une propagation suivant  $\Gamma X$  ou  $\Gamma Y$ . Seule la direction  $\Gamma M$ , pour laquelle on observe un signal transmis à des fréquences au-delà de la bande d'arrêt attendue peut laisser penser que l'extinction du signal correspond bien à un phénomène de bande interdite.

Ces pertes à hautes fréquences peuvent être interprétées de deux façons. Dans les deux cas, les explications avancées mettent en jeu les relations de dispersion des modes de volume de plus faible vitesse, telles que reportées sur le diagramme de bande de la figure 5.9. La première consiste à expliquer ces pertes à hautes fréquences en termes de rayonnement dans le substrat. On s'attend en effet à ce que les modes élastiques se propageant dans la structure avec des fréquences situées au-delà de cette droite de dispersion, même s'il s'agit de modes initialement de surface, subissent un couplage avec les modes de volume du substrat. Il n'y aurait donc pas d'ondes de surface transmises à haute fréquence par le cristal, même dans le cas d'une structure parfaite.

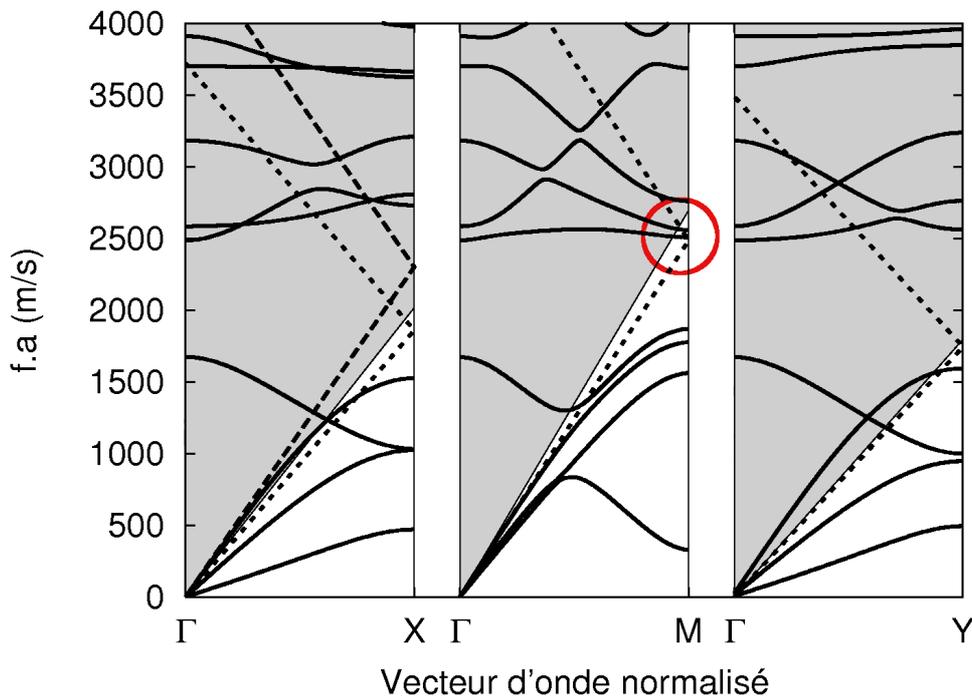


FIG. 5.9 – Diagrammes de bandes théoriques des ondes de volume du cristal phononique. Les lignes du son sont cette fois représentées. On attend un couplage des modes de surface se propageant dans la structure dans les modes de volume du substrat dans les zones grisées situées au dessus des lignes du son pour les modes de volume à vitesse lente. Les relations de dispersion des ondes de Rayleigh (en pointillés courts) et pour les pseudo-ondes de surface (pointillés longs, suivant  $\Gamma X$ ) sont également indiquées.

La seconde consiste à imputer ces pertes de propagation à la profondeur finie du cristal. On s'appuie plutôt ici sur des considérations propres aux modes acoustiques guidés, voire sur des analogies optiques. En effet, les diagrammes de bandes obtenus par simulations en éléments finis du cristal phononique sont ceux d'une structure bidimensionnelle idéale, consistant en un réseau d'inclusions d'air parfaitement cylindriques de profondeur supposée infinie devant la longueur d'onde de l'onde de surface. Or la profondeur des trous dans le cristal fabriqué n'est que de l'ordre de  $10\ \mu\text{m}$ , soit un rapport profondeur des trous sur longueur d'onde acoustique s'échelonnant entre 0,38 et 0,82 (0,61 à 200MHz) seulement dans notre cas. Une façon pertinente de décrire le cristal réel pourrait donc être de l'assimiler à une couche structurée d'épaisseur de  $10\ \mu\text{m}$  superposée à un substrat massif. On s'attend ainsi à ce que cette profondeur finie du cristal, à laquelle vient s'ajouter la forme conique des trous gravés tende à favoriser une diffusion hors-plan de l'onde acoustique de surface, résultant ainsi en des pertes de propagation par couplage à des modes de volume du substrat. Ces phénomènes de rayonnement sont bien connus pour les ondes de Love. Nous avons brièvement évoqué au chapitre 1 que ces ondes étaient susceptibles de se propager dans une plaque d'épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde reposant sur une couche semi-infinie. Une telle structure autorise le guidage partiel de plusieurs modes, évanescents dans le substrat.

Les ondes de Love ne restent guidées que si la vitesse transverse du substrat est supérieure à celle de la couche. Dans le cas contraire, elles présentent une forte tendance à rayonner dans le substrat. Il n'est pas impossible que le profil des trous gravés conduise à l'apparition d'un phénomène similaire pour les ondes de Rayleigh cette fois-ci. On conçoit alors bien que le modèle idéal adopté ne permet de prendre en compte la propagation des ondes élastiques de surface dans le substrat que de façon limitée, et qu'une correction tenant compte de l'aspect fini du cristal est à apporter. Cette explication peut être reformulée par comparaison avec les matériaux à bandes interdites photoniques. À ce titre, nous avons poussé l'analogie en comparant le cristal en niobate de lithium à une structure stratifiée consistant en une couche phononique sur un substrat massif. Cette configuration est très proche de celle observée dans les cristaux photoniques 2,5D, encore appelés cristaux photoniques quasi-3D (ou *photonic crystal slabs*, tels qu'introduits au chapitre 1). Dans ce type de système, une structure périodique bidimensionnelle est usinée à travers une couche guidante d'indice de réfraction élevé reposant elle-même sur un substrat d'indice plus faible. Dans une telle configuration coexistent des modes guidés dans la couche d'une part ainsi que des modes rayonnant dans le substrat d'autre part. La limite entre ces deux types de modes est fixée par la ligne (ou le cône) de lumière (ou *light line* en anglais), définie comme étant la droite de dispersion du mode guidé, c'est-à-dire correspondant à l'équation  $\omega = ck$  où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le milieu considéré et  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  est le vecteur d'onde. On pourrait alors être tenté de définir de manière similaire une *ligne du son* qui correspondrait dans le cas présent à la droite de dispersion du mode de volume de plus faible vitesse se propageant dans le substrat. Si l'on retrace maintenant les diagrammes de bandes suivant les trois directions de propagation de la figure 5.4 en incluant ces lignes de son (comme sur la figure 5.9), on peut établir une corrélation certaine entre les résultats expérimentaux observés et le diagramme de bandes rectifié.

L'interprétation précédente, qu'elle soit exprimées en termes d'ondes de Love ou de ligne du son, laisse supposer que le phénomène d'atténuation à haute fréquence serait essentiellement dû à la profondeur finie du cristal phononique, et donc que la réalisation d'une structure bidimensionnelle infinie au sens des ondes de surface permettrait de s'affranchir de ces effets et d'obtenir une transmission pour des fréquences supérieures à celle de sortie de la bande interdite. La première prévoit pour sa part l'existence d'un effet de rayonnement quel que soit le cristal étudié. Notre structure sur niobate de lithium ne nous permet malheureusement pas de trancher sur cet aspect. Les deux théories formulées interprètent jusqu'à présent de manière tout aussi satisfaisante nos résultats expérimentaux.

En effet, si l'on considère la direction  $\Gamma Y$ , on constate que la limite entre modes guidés en surface et modes rayonnés dans le substrat définie par la droite de dispersion de ce mode de volume (ou de cette ligne du son) se situe quasiment à l'entrée de la bande d'arrêt. Les modes à plus haute fréquence étant, suivant cette hypothèse, rayonnés dans le substrat, on ne devrait pas pouvoir observer d'ondes se propageant en sortie du cristal après la sortie de la bande d'arrêt, ce qui a effectivement été constaté lors des mesures électriques.

Il est possible de faire une observation presque identique suivant  $\Gamma X$  : dans ce cas aussi, la posi-

tion de la ligne du son place la fréquence limite du rayonnement suffisamment bas pour inhiber la propagation des modes appartenant à la partie supérieure du diagramme de bandes présenté sur les figures 5.4 ou 5.9. En revanche, cette fois-ci, les fréquences limites d'entrée de bande interdite et de rayonnement sont distinctes : l'entrée de la bande interdite a été mesurée expérimentalement à 180 MHz, fréquence à laquelle elle se situe également théoriquement, alors que la ligne du son ne devrait, elle, couper les modes qu'au-delà de 230 MHz. Si l'on pouvait douter de l'existence réelle d'une bande interdite par la seule étude des résultats obtenus en  $\Gamma Y$ , le cas de la direction  $\Gamma X$  est plus rassurant.

L'interprétation des mesures réalisées le long de  $\Gamma M$  confirme de manière encore plus solide l'existence d'une bande interdite pour les ondes de surface et l'influence du phénomène de radiation dans le substrat. Si l'on compare cette fois-ci le diagramme de bandes de la figure 5.9 avec la courbe en transmission relative de la figure 5.8, on constate que le pic de transmission étroit mesuré autour de 230 MHz correspond en fait aux modes de la partie supérieure du diagramme de bandes situé en deçà de la ligne du son, et qui sont donc susceptibles d'être transmis. En revanche, les modes de fréquences supérieures sont eux au delà de la ligne du son et sont perdus par rayonnement dans le substrat.

Enfin, la vitesse de la pseudo-onde de surface étant plus élevée que celle du mode de volume le plus lent de la structure, elle reste dans tous les cas au-dessus de la ligne du son, et subit ainsi une atténuation traduisant sa forte tendance à rayonner dans le substrat, et ce quelle que soit la fréquence considérée.

La caractérisation électrique réalisée semble donc montrer l'existence d'une bande interdite complète pour les ondes de surface, c'est-à-dire pour toute direction de propagation de l'onde incidente, dans un cristal phononique piézoélectrique en niobate de lithium. Elle s'étend de 203 à 226 MHz, contre 190 à 246 MHz selon les prédictions théoriques (soit une largeur de bande relative de 14% contre 26%). Cette largeur de bande réduite peut s'expliquer par la forme conique des trous gravés. En effet, si la structure présente bien un rapport  $d/a$  de 0,9 à la surface du substrat, celui-ci diminue dans la profondeur, ce qui contribue certainement à réduire la largeur de bande. Nous avons donc réalisé des structures de rapports diamètre sur période différents afin de confirmer ces résultats.

## 5.2 Variation du rapport diamètre sur période

Nous avons réitéré les expériences précédentes sur des structures présentant un facteur de remplissage différent. Il s'agit ici d'une part de confirmer l'existence de la bande interdite sur un dispositif de  $d/a$  égal à 0,94, et d'autre part de vérifier que l'on parvient bien à fermer la bande interdite pour des rapports  $d/a$  autour de 0,82.

### 5.2.1 Transmission d'un cristal phononique de rapport $d/a = 0,94$

Le cristal phononique a été fabriqué avec un rapport diamètre sur période légèrement différent ( $d/a = 0,94$ ) dans le but principal de vérifier l'existence de la bande interdite. Le diagramme de bandes correspondant ainsi qu'une image MEB de la gravure sont présentés sur la figure 5.10. Les réponses électriques tracées sur les figures 5.11 et 5.12 ont été obtenues comme précédemment. Elles sont d'ailleurs très similaires à celles du cristal précédent, comme le laissait présager le diagramme de bandes : celui-ci prédit en effet l'existence d'une bande interdite complète entre 175 et 230 MHz (contre 180 et 230 MHz précédemment). Expérimentalement, la bande s'étend de 200 à 225 MHz, ce qui est quasiment identique au cas  $d/a = 0,9$ .

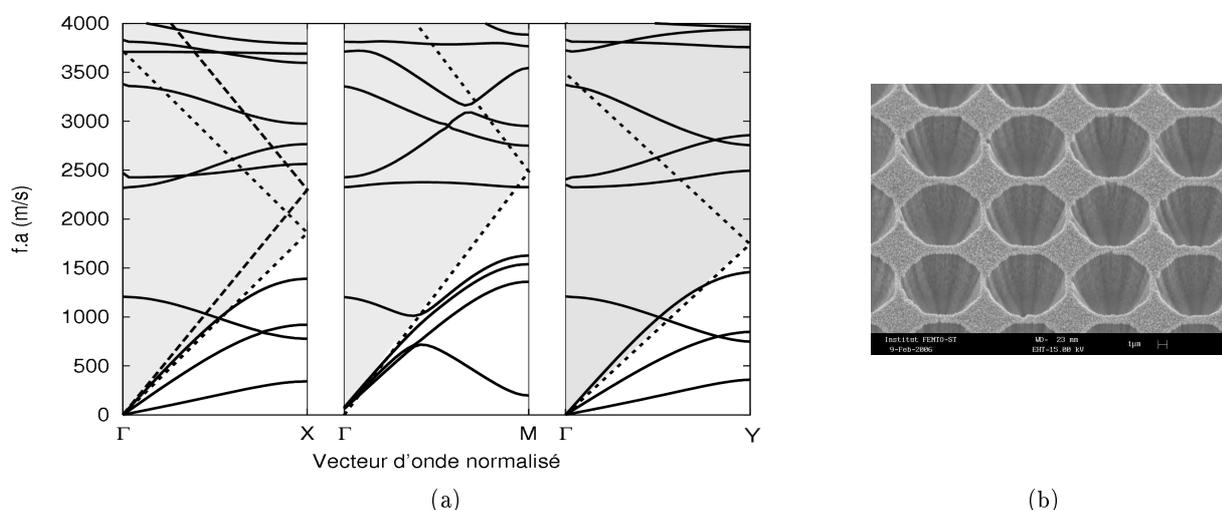


FIG. 5.10 – (a) Diagramme de bandes théorique obtenu par la méthode des éléments finis pour des ondes de volume se propageant dans le plan d'un cristal phononique en niobate de lithium à maille carrée présentant un rapport diamètre sur période de 94% le long des directions  $\Gamma X$ ,  $\Gamma M$  et  $\Gamma Y$  de la zone de Brillouin irréductible. (b) Image prise au microscope électronique à balayage de trous de diamètre  $9,4 \mu\text{m}$  dans le réseau périodique de constante de maille  $a=10 \mu\text{m}$ .

Ce dispositif, s'il n'apporte pas de renseignement supplémentaire du fait de la très forte similitude de la dispersion que les deux types de cristaux induisent, permet en tout cas de confirmer les résultats obtenus avec la première structure. De façon générale, l'augmentation du facteur de remplissage ne peut fournir qu'une information limitée sur l'influence de l'arrangement périodique sur la propagation des ondes de surface, du fait de la relative stabilité en termes de valeur en fréquence de la sortie de bande d'arrêt (qui se situe généralement autour de 230-240 MHz lorsque  $d/a$  excède 0,9). L'entrée de la bande demeure pour sa part trop proche de la fréquence de coupure imposée par la ligne du son. Si l'on additionne à ces deux points le fait que la conicité des trous, et la réduction du facteur de remplissage effectif qu'elle induit, ne nous permet pas de travailler effectivement avec des rapports  $d/a$  très élevés, on comprend que la réduction de la largeur de la bande interdite induite rend difficile la quantification exacte de l'influence du facteur de remplissage en lui-même. Il est donc finalement plus judicieux de procéder à l'étude

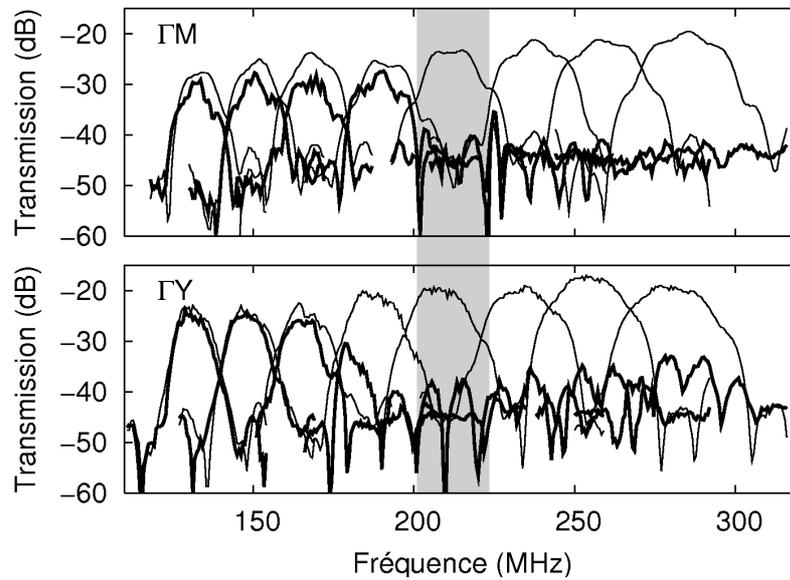


FIG. 5.11 – Mesure en transmission des huit dispositifs de référence (traits fins) et des huit cristaux phononiques de rapport  $d/a = 0,94$  (traits épais) suivant  $\Gamma M$  et  $\Gamma Y$ .

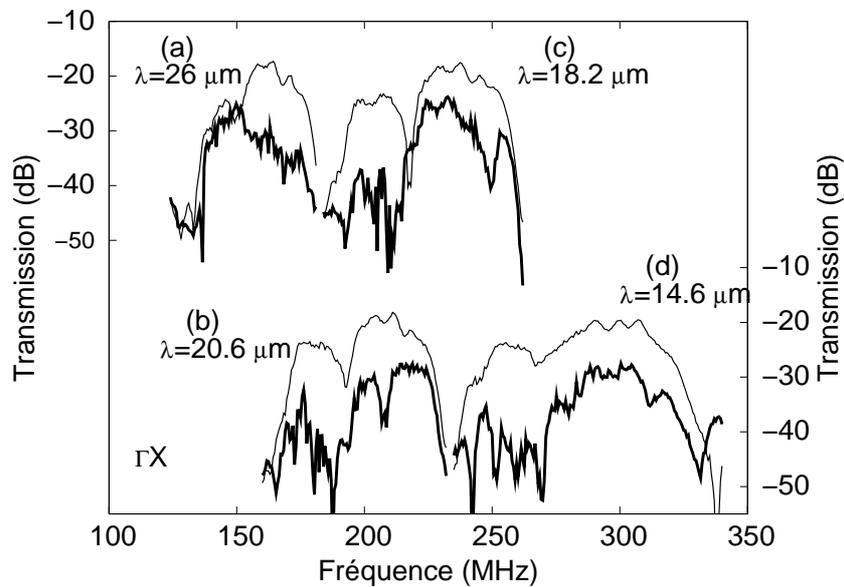


FIG. 5.12 – Mesure en transmission de quatre dispositifs de référence (traits fins) et de quatre cristaux phononiques (traits épais) suivant  $\Gamma X$  pour un cristal de rapport  $d/a = 0,94$ .

d'un cristal pour lequel on attend une fermeture de la bande interdite complète.

### 5.2.2 Transmission d'un cristal phononique de rapport $d/a = 0,82$

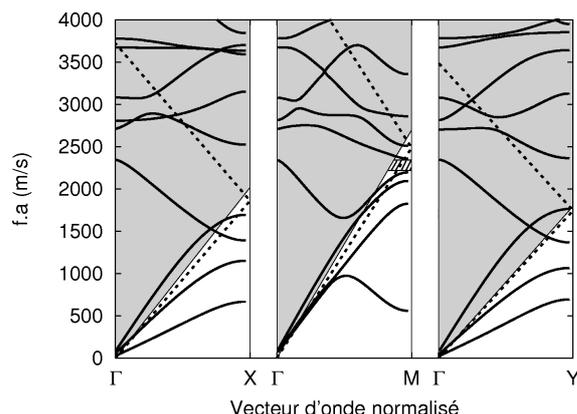


FIG. 5.13 – Diagrammes de bandes théoriques obtenus par méthode des éléments finis pour des ondes de volume se propageant dans le plan d'un cristal phononique en niobate de lithium à maille carrée présentant un rapport diamètre sur période de 82%.

Nous nous sommes ensuite placés en limite d'ouverture de la bande interdite en fabriquant un dispositif de rapport diamètre sur période de 82%. Si l'on prévoit tout de même dans ce cas une bande d'arrêt suivant la direction  $\Gamma M$  s'étendant d'environ 230 à 280 MHz, comme le montre la figure 5.13, on s'attend à réduire encore cette bande, voire à la fermer complètement du fait de la conicité des trous gravés, à l'image de ce qui a été constaté pour les deux systèmes précédents. Cette fermeture de la bande n'est certes pas des plus évidentes suivant la direction  $\Gamma Y$ , du fait de la position de la ligne du son, qui inhibe la propagation des modes quasiment dès la sortie de la bande d'arrêt (figure 5.14). La fréquence de coupure est dans ce cas pratiquement la même que pour la structure en  $d/a = 0,9$ , c'est-à-dire autour de 180 MHz. Le changement de la position et de la largeur de la bande interdite se fait quelque peu plus manifeste suivant  $\Gamma X$ . On observe selon cette direction un décalage vers les plus hautes fréquences de la fréquence de coupure des modes de surface (190 MHz contre 180 MHz précédemment, voir figure 5.15). Or, cette fréquence de 190 MHz semble correspondre à la limite définie par la ligne du son suivant  $\Gamma X$ . Confirmation est finalement donnée par la direction  $\Gamma M$ . La valeur d'entrée de la bande d'arrêt s'est donc déplacée de 200 MHz pour  $d/a = 0,9$  à 223 MHz dans le cas présent : on observe suivant cette direction une atténuation, quoique moins marquée que celles obtenues précédemment, se produisant jusqu'à 230 MHz environ. La figure 5.14 montre que signaux des cristaux phononiques et signaux de référence se superposent, si l'on excepte cette bande d'arrêt de 7 MHz, soit d'une largeur relative de 3% seulement, jusqu'à la fréquence de 248 MHz.

Enfin, comme dans le cas  $d/a = 0,9$ , les ondes de surface à plus haute fréquence ne sont pas transmises par le cristal. Ces résultats concordent une fois encore avec les positions fréquentielles limites définies par la ligne du son, en l'occurrence autour de 250 MHz le long de  $\Gamma M$ .

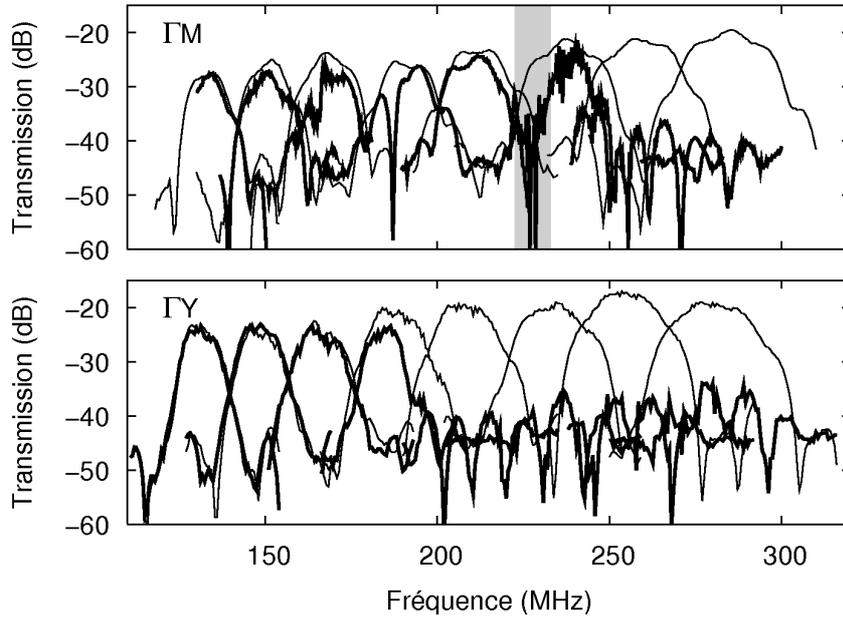


FIG. 5.14 – Mesure en transmission (paramètres  $S_{12}$ ) des huit dispositifs de référence (traits fins) et des huit cristaux phononiques de rapport  $d/a = 0,82$ . (traits épais) dans le cas d'une propagation suivant les directions  $\Gamma M$  et  $\Gamma Y$  respectivement.

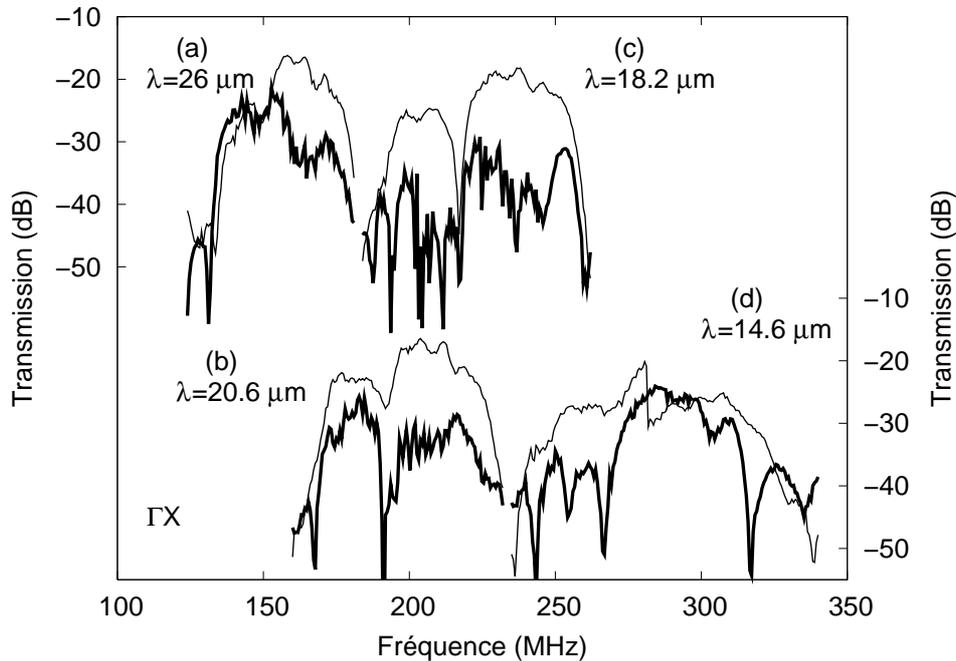


FIG. 5.15 – Mesure en transmission (paramètres  $S_{12}$ ) de quatre dispositifs de référence (traits fins) et de quatre cristaux phononiques (traits épais) suivant la direction  $\Gamma X$  pour un cristal de rapport  $d/a = 0,82$ .

### 5.3 Caractérisations électriques : bilan

Les forts coefficients de couplage du niobate de lithium nous ont permis de procéder à la mise en évidence de bandes interdites pour les ondes de surface de manière très illustrative. Il a en

effet été possible de couvrir une bande passante suffisamment large pour permettre l'observation de fréquences situées en amont, en aval et dans les différentes bandes d'arrêt, de façon quasiment continue et avec un nombre limité de dispositifs. La structuration de la seule surface peut donc induire une quasi-extinction des signaux émanant de transducteurs interdigités émettant dans la gamme de fréquence interdite. Les expériences se sont révélées reproductibles, et relativement conformes à la théorie. Néanmoins, les difficultés d'usinage du niobate de lithium mentionnées précédemment ont constitué un paramètre limitant de l'étude des phénomènes se produisant en sortie de bande interdite. Des expériences supplémentaires doivent donc être menées afin de dissiper les derniers doutes relatifs à cet effet de bandes interdites. Deux pistes peuvent être poursuivies à ce titre :

- obtenir une cartographie des ondes de surface par un système d'imagerie optique ou électronique,
- éliminer les pertes de rayonnement liées à la profondeur finie du cristal et au concept de *ligne du son* que nous avons introduit.

Des études menées en collaboration avec différents groupes de recherche ont été initiées à cette fin.

## 5.4 Cartographie des ondes de surface

Les mesures électriques des dispositifs à ondes de surface ne fournissent donc qu'une information partielle et indirecte sur les propriétés liées à la propagation des ondes dans la structure périodique. Nous avons pu constater, dans notre cas en particulier, qu'elles ne nous permettaient pas de déterminer de manière totalement irréfutable l'origine des pertes en transmission observées en sortie du cristal. Des méthodes alternatives de mesure s'imposent donc, de façon à remonter aux informations relatives au comportement mécanique et propagatif des ondes de surface. Parmi celles proposées dans la littérature, l'utilisation de sondes optiques interférométriques, ou encore de visualisation de la propagation d'ondes élastiques générées par impulsions lasers picosecondes constituent des moyens efficaces et flexibles de procéder à la mesure de tout champ de déplacement normal à la surface. Nous avons de ce fait initié deux collaborations, d'une part avec le *Materials Physics Laboratory* de l'université technologique d'Helsinki en Finlande qui dispose d'une sonde interférométrique hétérodyne capable de mesurer des champs de déplacements acoustiques à des fréquences jusqu'à 5 GHz ; et d'autre part avec le *Laboratory of Applied Solid State Physics* de l'université d'Hokkaido (Japon) pour la caractérisation par acoustique picoseconde. Nous ne présentons ici que des résultats préliminaires issus de ces collaborations.

### 5.4.1 Mesures par sonde interférométrique hétérodyne

#### Principe de la mesure

La mesure des amplitudes de déplacements générées par les ondes de surface nécessite un système suffisamment sensible pour pouvoir détecter des variations d'amplitude de vibration

de l'ordre du nanomètre. L'interférométrie optique permet d'atteindre une telle résolution et présente par ailleurs l'avantage d'être une technique non-intrusive, sans influence donc sur le comportement propagatif des ondes à mesurer.

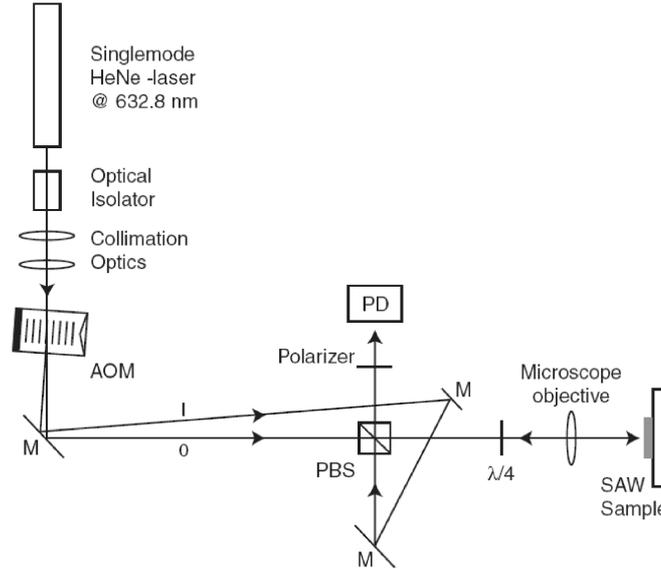


FIG. 5.16 – Partie optique du montage expérimental de l'interféromètre hétérodyne. D'après [146].

Le montage optique actuellement mis en place à l'université technologique d'Helsinki est représenté schématiquement sur la figure 5.16. Il s'agit d'un interféromètre de Mach-Zehnder légèrement modifié. Le faisceau lumineux issu d'un laser hélium-néon est scindé en deux après passage dans un modulateur acousto-optique. Le faisceau diffracté à l'ordre 1, défléchi et décalé en fréquence par rapport à celui à l'ordre 0 (qui est transmis à travers le modulateur sans être affecté), fait office de référence. Le second faisceau est envoyé sur l'échantillon à caractériser. Une lame séparatrice permet de recollecter les signaux issus du bras de référence et du bras sonde sur une photodiode rapide. La somme des champs au niveau du détecteur conduit à l'expression de l'intensité suivante :

$$I(t) = I_0 + I_1 + 2\sqrt{I_0 I_1} \cos(\omega_{mod}t + \phi(t)) \quad (5.1)$$

$I_0$  et  $I_1$  sont les intensités mesurées sur chacun des bras et  $\omega_{mod}$  est le décalage en fréquence induit par le modulateur acousto-optique. Le terme de phase  $\phi(t)$  dépend de la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre, mais également de celle due au déplacement (supposé sinusoïdal) de l'onde acoustique :

$$\phi(t) = \phi_0 + I_1 - \frac{4\pi}{\lambda} A \cos(\omega_{SAW}t + \phi) \quad (5.2)$$

où  $A$  est l'amplitude de la composante normale de l'onde acoustique,  $\lambda$  est la longueur d'onde du faisceau laser incident et  $\omega_{SAW}$  et  $\phi$  sont respectivement les phase et pulsation de l'onde de

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

$$I(t) = I_0 + I_1 + 2\sqrt{I_0 I_1} [\cos(\omega_{mod} t + \phi_0) + \frac{2\pi}{\lambda} A \sin((\omega_{mod} - \omega_{SAW}) t + \phi_0 - \phi) + \frac{2\pi}{\lambda} A \sin((\omega_{mod} + \omega_{SAW}) t + \phi_0 + \phi)] \quad (5.3)$$

On peut déduire de cette équation que la réponse de l'interféromètre hétérodyne dans le domaine fréquentiel consiste en un premier pic à une fréquence  $f_{mod}$  et en deux raies latérales de fréquences  $(f_{mod} \pm f_{SAW})$ . Il est ainsi possible de retrouver les informations d'amplitude et de phase de l'onde acoustique propagative.

### Caractérisation d'un cristal phononique

Nous avons donc fait parvenir à cette équipe finlandaise trois cristaux phononiques identiques, entourés de part et d'autre par des transducteurs à peignes interdigités émetteur et récepteur. Les cristaux ont été fabriqués sur un substrat de niobate de lithium en coupe Y et présentent un rapport diamètre sur période de 94% environ. Les mesures électriques correspondantes ont été présentées en 5.2.1. Nous nous sommes pour l'instant contentés de réemployer les géométries de dispositifs utilisées jusqu'à présent pour ces expériences préliminaires. Les cristaux choisis émettent suivant la direction  $\Gamma M$  de la zone irréductible de Brillouin, direction suivant laquelle nous avons pu observer la sortie de bande d'arrêt.

Les fréquences centrales de fonctionnement des paires de transducteurs se situent respectivement en amont, en aval, et à l'intérieur de la bande interdite théoriquement prédite, à savoir :  $f_1 = 133$  MHz,  $f_2 = 212$  MHz et  $f_3 = 260$  MHz. Les échantillons ont été fixés sur un circuit imprimé comme le montre la figure 5.17. Les deux transducteurs sont connectés aux pistes élec-

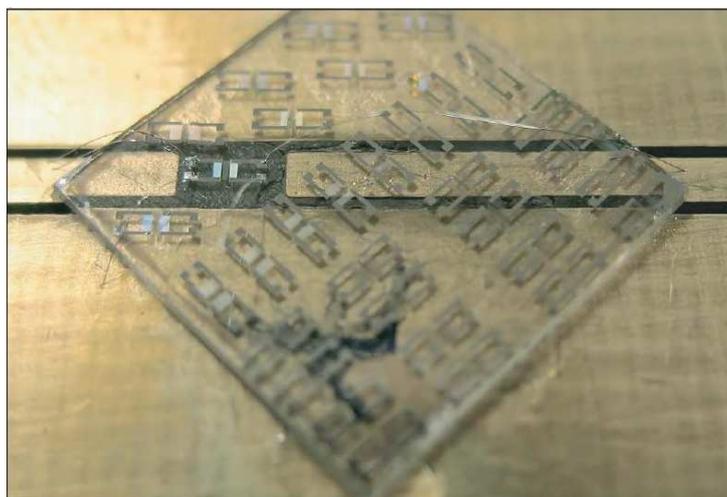


FIG. 5.17 – Exemple de connections réalisées pour la mesure de la transmission d'un cristal phononique par interférométrie hétérodyne.

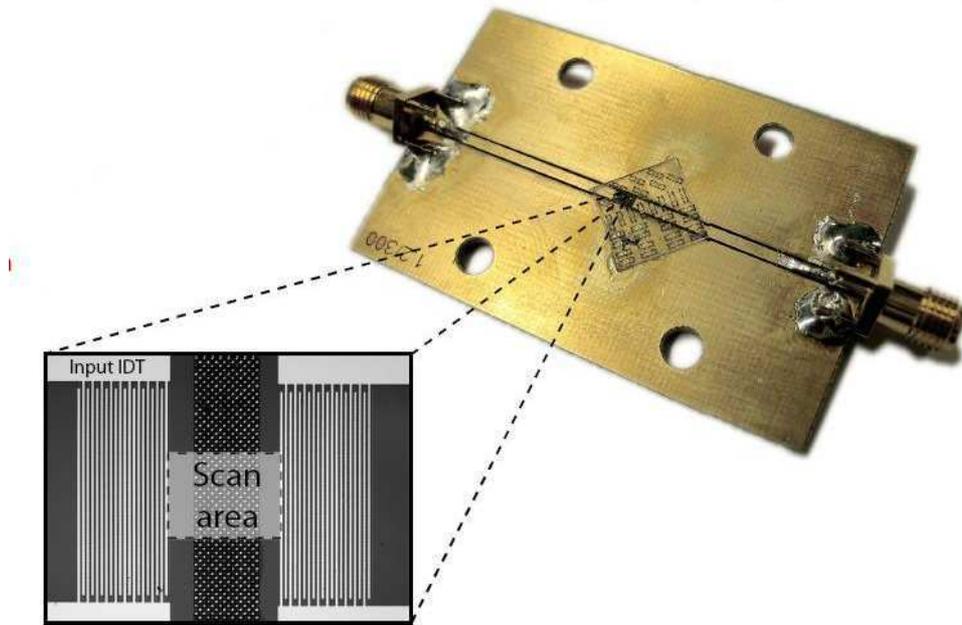


FIG. 5.18 – Détail de la zone visualisée au moyen de la sonde hétérodyne.

triques par connexion filaire par soudure thermomécanique (ou *wire bonding*), mais seul l'un des deux réseaux de peignes est destiné à être alimenté, la détection étant assurée par voie optique. La figure 5.18 précise la fenêtre de visualisation du signal. Celle-ci est un carré de dimension  $x_L = y_L = 205.7 \mu\text{m}$ . Jusqu'à présent, seuls deux des trois transducteurs ont pu être mesurés : le premier émet à une fréquence plus faible que celle d'ouverture théorique de la bande interdite. On attend, conformément aux mesures électriques, une transmission du signal, et donc l'existence d'une onde propagative traversant le cristal sans être affectée. Le second transducteur émet à une fréquence autour de 210 MHz, soit au centre de la bande interdite expérimentalement mesurée. Si l'atténuation observée par mesure électrique de la transmission est effectivement due à un phénomène de bandes interdites pour les ondes élastiques de surface, on attend en revanche la formation d'une onde stationnaire entre la sortie du transducteur et l'entrée du cristal. Dans le cas contraire, c'est-à-dire si l'atténuation électriquement mesurée n'est liée qu'à des pertes de propagation, par exemple par rayonnement dans le substrat, on ne devrait pouvoir observer qu'une onde propagative en entrée du cristal et un signal quasiment nul en sortie. Les mesures effectuées sur les premiers dispositifs sont rapportées sur la figure 5.19. La partie (a) de la figure montre l'amplitude du signal mesuré. Le faible nombre de doigts du transducteur émetteur (dix paires seulement) limite la dynamique de mesure, inférieure à 30 dB, ce qui nuit quelque peu à la visualisation du signal. On observe pourtant clairement l'existence d'une onde propagative de part et d'autre du cristal : l'onde acoustique est donc bien transmise à cette fréquence particulière. Cette réponse en amplitude est d'ailleurs confirmée par mesure de la phase (figure 5.19b). Les résultats obtenus pour le dispositif émettant à une fréquence autour de 210 MHz sont encore plus concluants. La figure 5.20 montre que l'on observe clairement dans ce cas la formation d'une

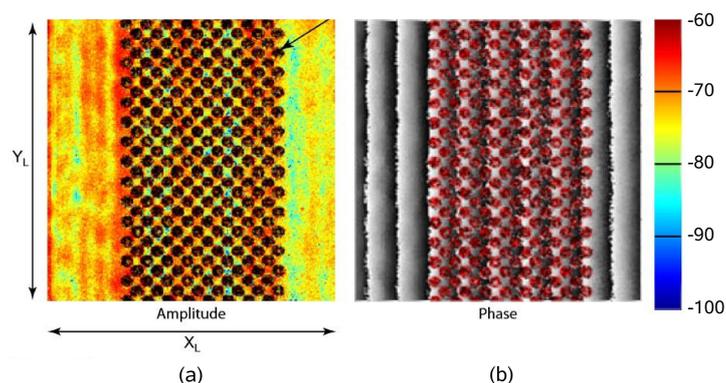


FIG. 5.19 – Images obtenues par interférométrie laser de l’amplitude (a) et de la phase (b) d’une onde acoustique de surface se propageant à travers le cristal phononique en niobate de lithium à une fréquence de 133 MHz, soit en dessous de la bande interdite définie par mesures électriques.

onde stationnaire entre la sortie du transducteur et l’entrée du cristal, preuve de l’existence d’un effet de réflexion dû à la structuration périodique du substrat. En revanche, en sortie, l’amplitude du signal mesurée est quasiment nulle (-70 dB à -80 dB contre -50 dB au moins en entrée). Ces mesures confirment donc que l’extinction du signal mesurée au moyen des paramètres  $S$  correspond bien à une réflexion de l’onde acoustique sur la face d’entrée et non à des pertes de propagation.

Les mesures de la variation de l’amplitude du signal le long de la direction de propagation fournissent également des renseignements intéressants, comme le montre la figure 5.21. Cette amplitude est évaluée à chaque pas du balayage suivant la direction de propagation  $x$  en moyennant les valeurs de l’amplitude correspondantes obtenues suivant l’axe  $y$ . Après traversée du cristal, l’onde acoustique présente une amplitude autour de -75 dB, contre une amplitude d’entrée légèrement inférieure à 50 dB. Cette atténuation de l’ordre de 25 dB est conforme aux mesures électriques obtenues en 5.2.1. Les phénomènes se produisant à l’intérieur du cristal sont en revanche un peu plus délicats à interpréter. On observe bien une atténuation graduelle du

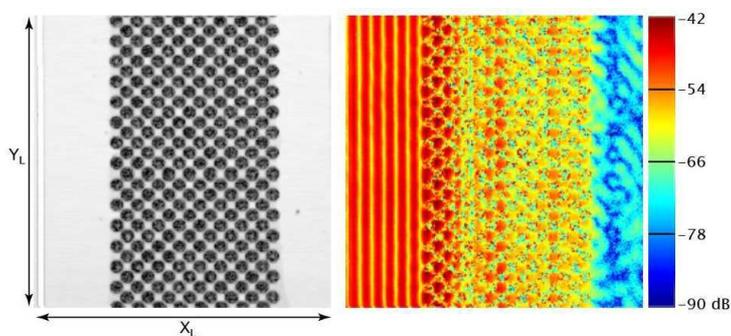


FIG. 5.20 – Images obtenues par interférométrie laser de l’amplitude d’une onde acoustique de surface se propageant à travers le cristal phononique en niobate de lithium à une fréquence de 212 MHz, comprise dans la bande interdite définie par mesures purement électriques.

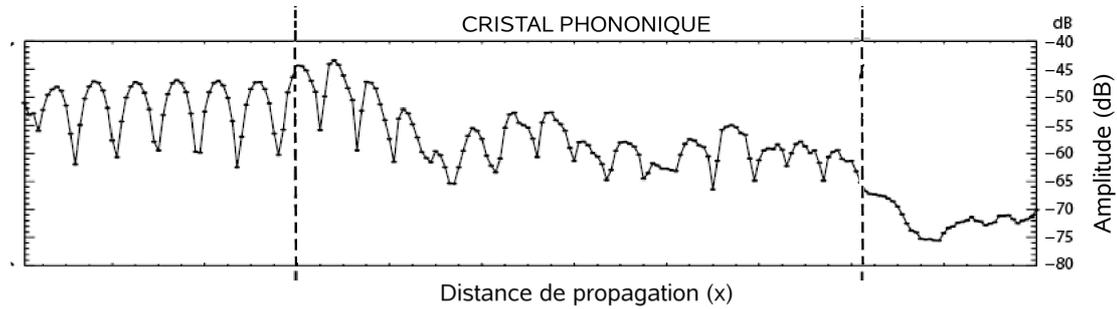


FIG. 5.21 – Évolution de l’amplitude du signal le long de la direction de propagation ( $x$ ) mesurée à une fréquence de 213 MHz. La ligne pointillée délimite la zone dans laquelle se situe le cristal phononique.

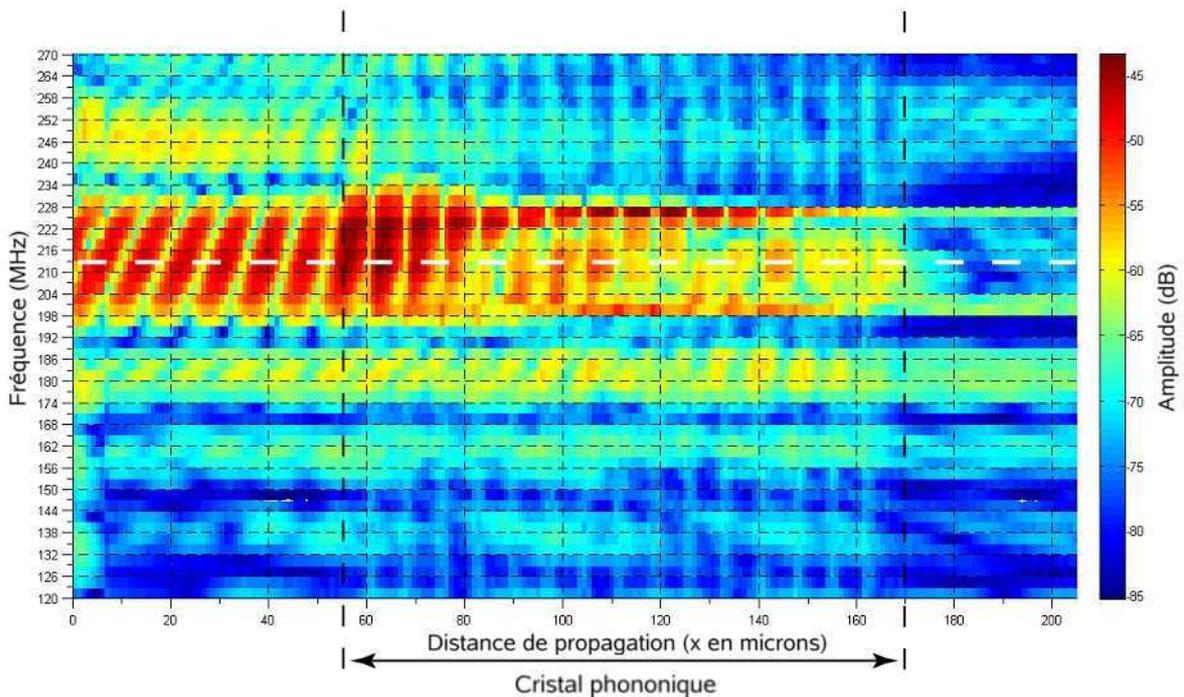


FIG. 5.22 – Évolution de l’amplitude du signal le long de la direction de propagation ( $x$ ) mesurée à une fréquence de 213 MHz.

signal au cours de sa propagation dans le cristal, mais il semble, au-delà de ce simple fait, se former un système d’interférences au sein même du réseau de trous. Des analyses supplémentaires se révéleraient nécessaires ici pour interpréter plus correctement ce phénomène que l’on peut *a priori* imputer à des réflexions successives aux interfaces cristal/air.

Ces différents résultats nous ont permis d’apprécier le potentiel de ces méthodes de mesures optiques pour la caractérisation des cristaux phononiques. Les relevés d’amplitudes sont en effet des vecteurs d’information importants dans la mesure où ils autorisent une bien meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu lors de la propagation de l’onde acoustique à travers la structure périodique. Là où les mesures électriques ne nous ont donné que des informations sur la transmission du cristal, les mesures optiques nous permettent de remonter à ses propriétés de

réflexion. Cette possibilité d'imager de façon directe les ondes de surface nous a permis de lever définitivement le doute sur l'existence effective d'une bande interdite pour les ondes élastiques de surface dans un cristal phononique en niobate de lithium : la formation d'une onde stationnaire très marquée entre l'entrée du cristal et la sortie du transducteur émetteur à des fréquences pertinentes témoigne de l'effet de bande interdite pour les ondes de surface. Nous avons également pu confirmer qu'à basse fréquence, l'onde acoustique était transmise sans altération particulière à travers le cristal. Cette collaboration n'en étant qu'à ses débuts, nombre d'analyses sont encore à effectuer. Des mesures similaires avec le dispositif restant, qui possède une fréquence d'émission plus élevée que celle de sortie de la bande interdite, sont d'ailleurs actuellement en cours. On s'attend dans ces conditions à observer plus clairement la perte du signal en transmission, qui cette fois-ci ne serait pas accompagnée par la présence d'une onde stationnaire. Un résultat préliminaire a d'ailleurs été obtenu en dressant la cartographie complète de l'amplitude de propagation à travers le système sur toute la gamme de fréquence d'émission du transducteur émettant autour de 210 MHz, présentée sur la figure 5.22. On voit ici clairement apparaître le profil d'amplitude en sinus cardinal typique d'un transducteur à peignes interdigités dans la zone située avant le cristal phononique : le lobe principal est centré autour de 216 MHz, et les deux lobes secondaires autour de 180 MHz et 250 MHz respectivement. L'amplitude de l'onde à ces deux fréquences d'émission secondaires est bien sûr beaucoup plus faible qu'à la fréquence centrale, mais malgré la faible dynamique de mesure, il est possible de tirer des informations intéressantes quant au comportement des ondes à des fréquences au-delà de la sortie de la bande interdite, tout en confirmant les résultats précédemment évoqués aux fréquences ponctuelles de 133 MHz et 212 MHz. On retrouve en effet autour de cette dernière fréquence le comportement déjà décrit pour l'onde acoustique : une réflexion totale à l'entrée du cristal, un phénomène d'interférence au sein de la structure périodique, et un signal quasi-nul au-delà du réseau. De même, autour de 180 MHz, fréquence située en dessous de la bande interdite théorique, on constate à nouveau l'existence d'une onde propagative, avant, dans et après le cristal phononique. En revanche, au niveau du troisième lobe, celui autour de 250 MHz, l'onde acoustique semble s'atténuer très rapidement, quasiment dès son entrée dans le cristal. L'amplitude mesurée en sortie est quasi-nulle, ce qui est conforme avec les mesures électriques présentées en 5.2.1. Il est possible d'améliorer encore les mesures obtenues en redimensionnant les transducteurs à peignes interdigités : un plus grand nombre de paires de doigts nous permettraient par exemple de gagner en dynamique de mesure. De plus, en réitérant des mesures similaires, à condition de disposer de transducteurs adaptés à une émission large bande, il est possible de dresser une cartographie complète de l'amplitude de propagation à travers le système sur toute une gamme de fréquence, nous autorisant à visualiser directement, le cas échéant, la position et la largeur de la bande interdite ainsi que les phénomènes de propagation qui s'y rapportent.

Enfin, cette méthode de mesure offre d'intéressantes perspectives quant à la caractérisation de guides d'onde ou encore de cavités, quand bien même ces dernières fonctions gagneraient grandement à être implémentées dans un cristal véritablement bidimensionnel au sens des ondes de surface.

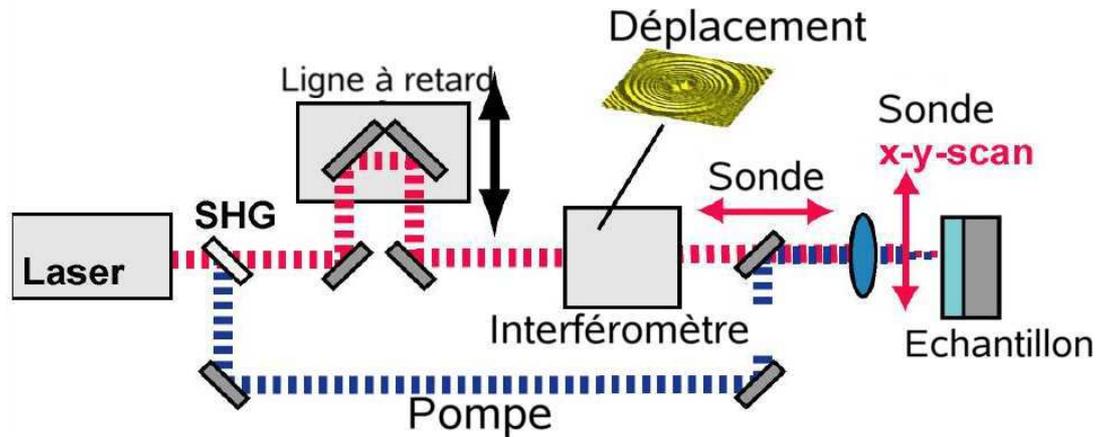


FIG. 5.23 – Montage expérimental employé pour la génération et la détection d'ondes de surface par impulsions laser picosecondes (Source : Dieter Profunser, Université d'Hokkaido)

#### 5.4.2 Mesures par acoustique picoseconde : s'affranchir du cône du son

Les méthodes développées jusqu'à présent pour l'usinage du niobate de lithium ne permettent pas, du moins à notre connaissance, d'obtenir des structures à haut rapport de forme à l'échelle de quelques microns. La réalisation d'un cristal phononique semi-infini du point de vue d'ondes de surface se propageant sur le substrat n'est donc que très difficilement envisageable par usinage d'un substrat massif. Une alternative possible consisterait à utiliser comme matériau de base un autre matériau piézoélectrique plus aisément usinable à l'image du quartz. Mais la solution quasiment idéale en termes de fabrication de microstructures profondes reste d'employer le silicium. Dans le cadre d'une application réelle aux ondes de surface, il est alors bien évidemment nécessaire de déposer un film mince piézoélectrique, d'épaisseur typiquement de l'ordre du micron, afin d'assurer la transduction des ondes élastiques. Nous reviendrons d'ailleurs sur ce point dans les perspectives de ces travaux. Mais du point de vue de la caractérisation seulement, il est envisageable de procéder à une excitation d'ondes de surface sans pour autant avoir recours à la piézoélectricité.

Il est en effet possible d'exciter des ondes acoustiques dans les solides par utilisation d'impulsions lasers ultrabrèves, technique très largement employée en physique du solide pour la caractérisation de matériaux. Le substrat doit être opaque à la longueur d'onde de travail, pour permettre un échauffement de la surface (typiquement des 20 premiers nanomètres). L'effet thermo-élastique va alors conduire à la propagation d'une onde acoustique, dont la longueur d'onde dépend directement du diamètre du faisceau laser à la surface. Ce dernier étant de l'ordre de quelques microns, les fréquences acoustiques générées s'échelonnent de la centaine de mégahertz au gigahertz. Les paquets d'ondes générés sont constitués d'une superposition de modes de surface. La répartition en termes de direction de ces vecteurs d'onde permet de couvrir tout l'espace de propagation. Les vibrations hors plan sont détectées au moyen d'un système interférométrique mettant en jeu l'impulsion initiale et un faisceau sonde, comme l'illustre le montage de la figure 5.23 actuellement mis en place à l'université d'Hokkaido, et qui a été employé pour réaliser les mesures présentées

dans la suite de ce document. C'est en fait la mesure de la différence de phase entre les deux faisceaux sondes à un temps fixé  $t$  qui permet de remonter au déplacement de l'onde acoustique de surface. En incrémentant graduellement la valeur de  $t$ , il est même possible d'obtenir une animation retraçant le déplacement de l'onde<sup>1</sup>.

Ce type de montage permet donc de remonter aux informations relatives à l'amplitude et à la phase d'une onde de surface se propageant dans un solide quelconque. Cette technique de mesure permet de s'affranchir de la nécessité d'employer un substrat piézoélectrique, mais ne permet pas de caractériser un cristal phononique pour les ondes en configuration réelle de fonctionnement, c'est-à-dire pour des ondes de surface cette fois-ci générées par un transducteur à peignes interdigités. En ce sens, ces expériences sont complémentaires à celles réalisées en collaboration avec l'université technologique d'Helsinki.

### Conception et fabrication du cristal phononique en silicium

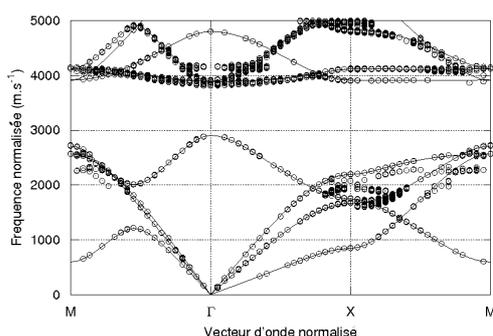


FIG. 5.24 – Diagramme de bandes pour les ondes de surface pour le même cristal calculé par méthode de décomposition en ondes planes. Les 'o' marquent les modes de surface, les lignes pleines marquent les modes de volume de la structure.

Nous nous sommes une nouvelle fois appuyés sur les modèles de décomposition en ondes planes pour les ondes de surface et sur ceux en éléments finis pour les ondes de volume pour procéder au dimensionnement du cristal phononique. La figure 5.24 montre le diagramme de bandes pour les ondes de surface et pour les ondes de volume obtenu dans le cas d'un cristal phononique en silicium, à géométrie de maille carrée présentant un rapport diamètre sur période de 0,85. On remarque à nouveau que les courbes de dispersion pour les deux types de modes sont très proches : la majorité des branches se superposent parfaitement, et bien qu'il existe quelques modes de surfaces susceptibles de se propager malgré l'absence de modes de volume, les positions et largeurs des bandes interdites de volume et de surface sont les mêmes. Nous procédons donc ici de la même façon que dans le cas du niobate de lithium : c'est la méthode en éléments finis pour les ondes de volume qui sera préférentiellement employée pour dimensionner le cristal.

La structure choisie et fabriquée présente un paramètre de maille de  $6,3 \mu\text{m}$  pour un diamètre d'inclusions de  $5,8 \mu\text{m}$  (soit un rapport  $d/a$  autour de 0,92). Le diagramme de bandes pour les ondes de volume dans une telle configuration géométrique est reporté sur la figure 5.25. On

<sup>1</sup>Quelques-unes de ces animations sont en ligne sur le site de l'*Applied Solid State Physics Laboratory* de l'université d'Hokkaido : <http://kino-ap.eng.hokudai.ac.jp>

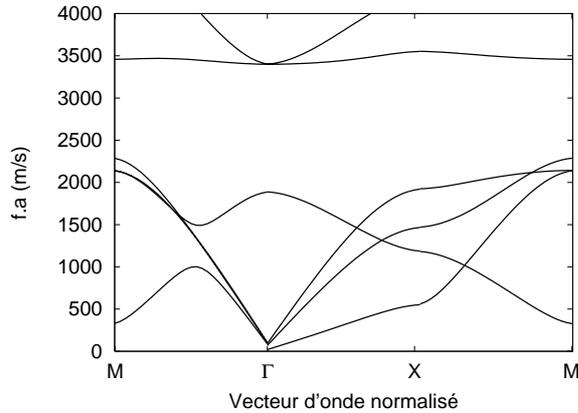


FIG. 5.25 – (a) Diagramme de bandes obtenu par méthode des éléments finis pour les ondes de volume dans un cristal phononique bidimensionnel en silicium, de rapport  $d/a = 0,9$ .

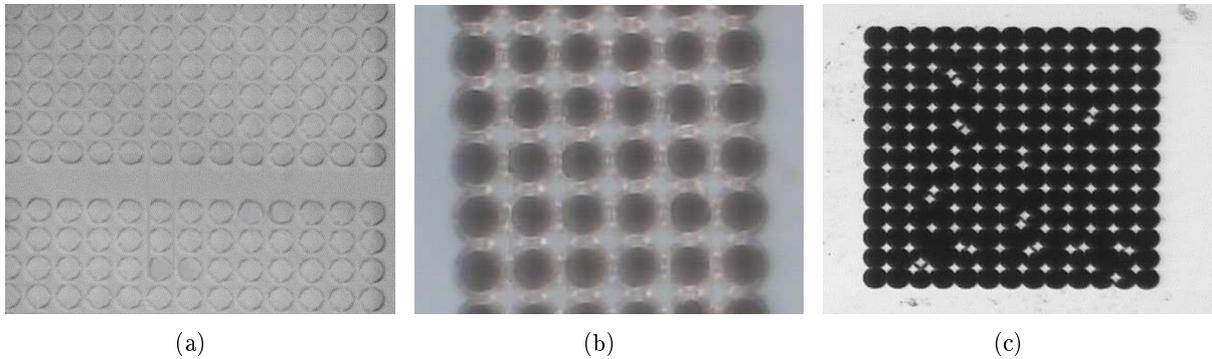


FIG. 5.26 – Images au microscope optiques des différentes étapes de gravure de cristaux phononiques en silicium en utilisant un masque résine SPR. (a) Après développement de la résine et avant gravure. (b) Après gravure, avec le masque résine toujours en place. (c) Après élimination de la résine.

prévoit ainsi l'existence d'une bande interdite de 360 à 540 MHz, soit une largeur relative de 20 %. Le cristal a ensuite été fabriqué par gravure ionique réactive profonde (Deep-RIE) du silicium suivant un procédé Bosch standard. Notons ici que deux masques différents ont été employés :

- Un masque SPR-220 3.0 du fait, encore une fois, de la simplicité de mise en œuvre,
- Un masque aluminium d'épaisseur de l'ordre de 200 nm déposé par pulvérisation cathodique (les structures ayant été définies indifféremment par *lift-off* ou par gravure directe humide de la couche d'aluminium).

En effet, la SPR, si elle s'est révélée pertinente dans le cas de structures présentant une distance inter-trous supérieures au micron, est en revanche assez peu adaptée à l'usinage de réseaux où cette distance est encore réduite. Il se produit dans ce cas une sous-gravure qui conduit à une ouverture des trous sur ceux adjacents. La séparation entre les motifs est en revanche conservée au niveau du masque de résine, comme le montre la figure 5.26. Le masque métallique s'est donc imposé comme l'alternative la plus intéressante. La gravure profonde a alors été effectuée suivant un procédé Bosch standard (alternance de deux étapes, une de passivation de durée trois secondes par introduction de  $C_4F_8$  destinée à polymériser la surface, et une autre de gravure à

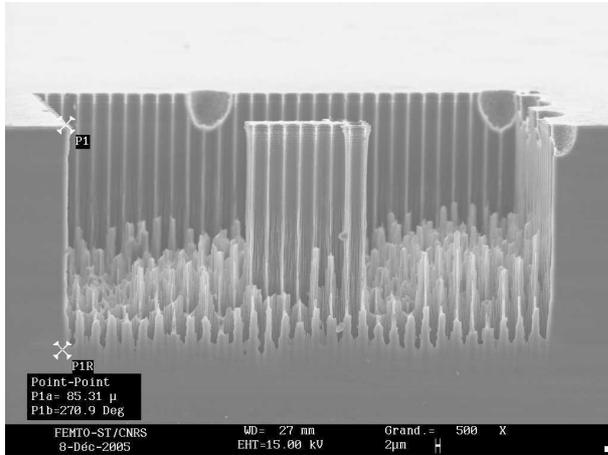


FIG. 5.27 – Image au microscope électronique à balayage d’un cristal phononique en silicium. L’effondrement de certains des trous est dû au clivage effectué pour réaliser cette vue en coupe.

l’hexafluorure de soufre  $\text{SF}_6$  de durée 7 secondes, à une température de  $20^\circ\text{C}$ ) ou un procédé Bosch rapide (2 secondes de passivation pour 7 secondes de gravure) à  $15^\circ\text{C}$ . Après élimination du masque métallique par gravure humide, et nettoyage du substrat de silicium dans un bain Piranha à 1 : 1, une couche de chrome a ensuite été déposée par pulvérisation cathodique pour faciliter la détection optique. Une profondeur de  $80\ \mu\text{m}$  a ainsi pu être atteinte, sans difficulté particulière, comme l’illustre la figure 5.27. Le cristal phononique est donc bien cette fois-ci bidimensionnel au sens des ondes de surface.

### Résultats préliminaires

Deux séries de dispositifs ont été fabriquées et envoyées à l’heure de la rédaction de ce manuscrit. La première, la seule à avoir été caractérisée jusqu’à présent, comporte essentiellement des cristaux phononiques parfaits (sans défauts) de 12 périodes de long. Cette longueur de cristal excédant les dimensions de la zone qu’il est possible d’imager au moyen du système expérimental précédemment évoqué, seules des caractérisations en réflexion ont pu être effectuées.

La figure 5.28 montre une image obtenue dans le cas de la propagation d’une onde de surface de fréquence égale à  $534\ \text{MHz}$  (comprise dans la bande interdite) à travers le cristal phononique. Le point en bas au milieu de la figure correspond au point d’impact du laser, et les anneaux concentriques au front d’onde de l’impulsion générée. Nous avons donc bien ici à faire à une source ponctuelle, conduisant à la propagation d’ondes sphériques omnidirectionnelles. La partie supérieure du cristal correspond au réseau de trous : on constate très clairement que l’onde de surface ne pénètre pas dans le cristal, mais qu’elle est au contraire réfléchi, comme en témoignent la présence d’une onde contra-propagative et les interférences qui en résultent.

La figure 5.29 permet de comparer les courbes isofréquences mesurées pour des ondes de surface incidentes de fréquence respectivement en amont ( $148\ \text{MHz}$ ), à l’intérieur ( $592\ \text{MHz}$ ) et en aval ( $888\ \text{MHz}$ ) de la bande interdite théoriquement prédite, qui confirment encore ce phénomène. Ces courbes sont obtenues par transformée de Fourier du signal mesuré dans le domaine temporel, et permettent de déterminer la forme des modes dans le réseau réciproque. Les modes présentant un vecteur d’onde  $k_y$  ( $y$  étant la direction de propagation pour une onde traversant le cristal) positif

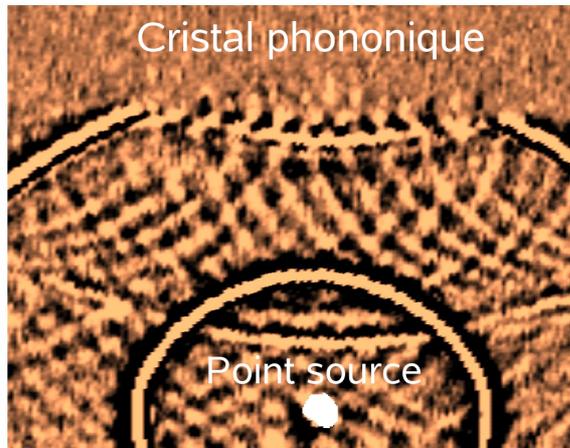


FIG. 5.28 – Image du déplacement des ondes acoustiques de surface à l'entrée du cristal phononique (en haut de la figure). Le point d'impact du laser, et donc la source de l'onde acoustique est visible en bas de la figure.

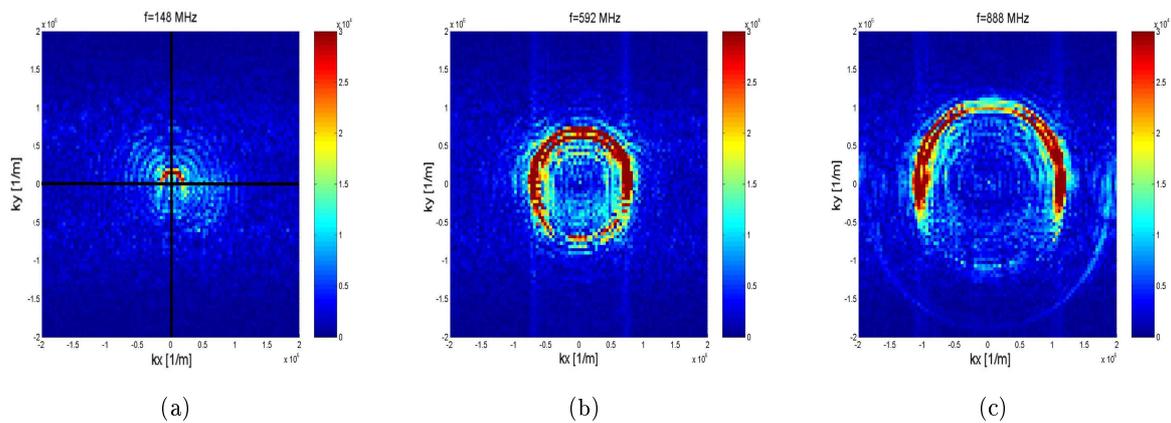


FIG. 5.29 – Courbes isofréquences obtenues par transformée de Fourier du signal temporel pour une onde de surface d'excitation de fréquence (a) inférieure à, (b) comprise dans, ou (c) supérieure à la gamme de fréquence interdite.

sont des modes propagatifs ; les modes de  $k_y$  négatifs sont contra-propagatifs et correspondent donc à des ondes réfléchies. On ne constate la présence de ces dernières que dans le second cas, preuve de l'existence d'un effet de réflexion dû au phénomène de bande interdite phononique. Ces résultats obtenus à des fréquences ponctuelles sont confirmés par la courbe de dispersion expérimentale de la figure 5.30a : il existe bien un signal réfléchi entre 350 et 650 MHz environ, témoin de l'existence d'une bande interdite complète pour les ondes de surface dans cette gamme de fréquence. Par comparaison, les courbes de dispersion mesurées dans la direction  $x$ , c'est-à-dire pour une propagation dans le milieu homogène, montrent clairement qu'il existe des vecteurs d'ondes positifs comme négatifs à toutes les fréquences, témoins d'une propagation en espace libre.

Cette première série de dispositifs ne nous a pas encore permis de procéder à des mesures en transmission sur ces structures, qui nous auraient permis de trancher sur les effets de rayonnement observés à haute fréquence. Une seconde série de cristaux phononiques présentant des dimensions adaptées (moins de périodes dans le réseau, pour permettre la visualisation du signal en sortie

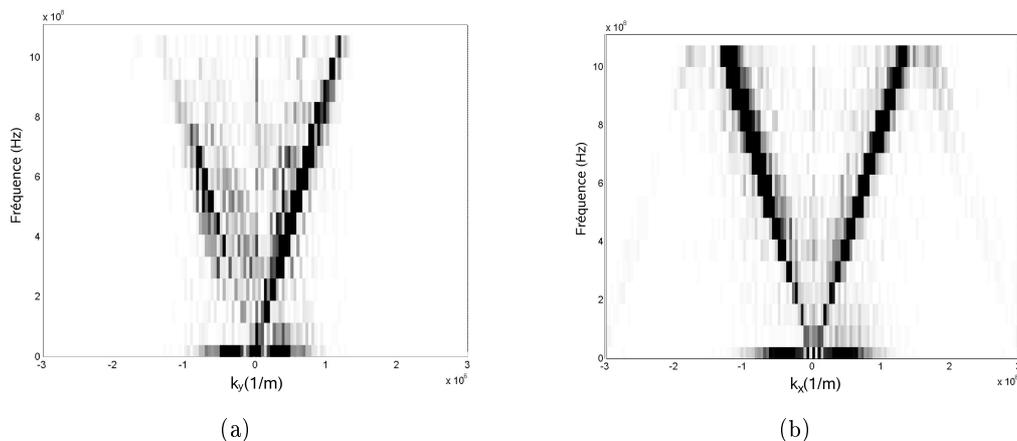


FIG. 5.30 – Courbes de dispersion expérimentales pour un cristal phononique en silicium de rapport  $d/a = 0,9$  (a) dans la direction orthogonale au cristal phononique (on constate l’ouverture d’une bande interdite de 350 à 650 MHz environ) et (b) parallèlement au cristal (la propagation se fait alors sur le milieu homogène).

du cristal) est actuellement en cours d’analyse.

## 5.5 Conclusion et Perspectives

Les cristaux phononiques en niobate de lithium fabriqués au cours de ces travaux de thèse ont été caractérisés par des méthodes électriques et optiques. Les résultats obtenus suivant ces différentes techniques nous permettent d’affirmer l’existence d’un effet d’atténuation des ondes élastiques du fait de la structure périodique dans des gammes de fréquences bien définies. Cette atténuation, de l’ordre de 20 dB, a été mesurée suivant les trois directions de propagation considérées. Si d’autres travaux expérimentaux avaient auparavant été dédiés à l’étude de ces cristaux phononiques de surface, il s’agit véritablement de la première démonstration expérimentales d’une bande interdite complète dans une telle structure. Nous avons par ailleurs pu constater que les modes à haute fréquence tendent à rayonner dans le substrat, conduisant à des pertes de propagation. Ce rayonnement semble correspondre à un couplage vers les modes de volume du substrat et peut être considéré comme étant intrinsèquement lié aux relations de dispersion des différents modes mis en jeu ou uniquement dû à la profondeur finie du cristal. Les mesures électriques ne nous autorisent pas à trancher en faveur de l’une ou l’autre des deux approches, et la difficulté de réaliser des structures à haut facteur de forme dans le niobate de lithium aux dimensions micrométriques considérées écarte ce dernier matériau comme substrat d’étude de ce dernier phénomène. Il est en effet nécessaire de pouvoir fabriquer une structure bidimensionnelle au sens des ondes de surface, c’est-à-dire avec des trous de profondeur très grande devant la longueur d’onde des SAW excitées. Le silicium est bien évidemment un candidat très pertinent. Nous avons ainsi tenté de caractériser par mesures acoustiques picosecondes un cristal phononique en silicium. Nous n’avons pour l’instant obtenu que des résultats préliminaires qui nous

permettent certes de démontrer à nouveau l'existence d'une bande interdite complète pour les ondes de surface dans ce matériau, mais la géométrie des premiers dispositifs considérés ne nous ont pas permis d'observer la propagation (ou l'absence de propagation) des ondes en sortie du cristal.

Il serait par ailleurs intéressant de fabriquer un cristal véritablement bidimensionnel sur un substrat piézoélectrique. Nous avons déjà mentionné la possibilité d'utiliser le quartz à cette fin, mais le silicium reste le matériau de base le plus intéressant. Il est alors nécessaire de déposer un film mince piézoélectrique, d'épaisseur typiquement de l'ordre du micron, à la surface du substrat afin d'assurer la transduction des ondes élastiques. Si l'on opte encore une fois pour des fréquences de travail de l'ordre de quelques centaines de mégaHertz, l'épaisseur de la couche devient négligeable devant la longueur d'onde de l'onde élastique. Les propriétés du système étudié deviendront donc très proches de celle d'un cristal phononique essentiellement constitué de silicium, pour ce qui est notamment de la forme des courbes de dispersion des modes. La couche mince induira en revanche un effet certain sur la vitesse de propagation des ondes de surface, provoquant le plus souvent un ralentissement des modes, du fait que la vitesse de propagation des ondes est plus faible dans le matériau piézoélectrique que dans le silicium, ce qui permet d'assurer leur guidage.

Nous avons vu dans le chapitre 1 que ce type d'expériences avait déjà été mis en place dans un système oxyde de zinc (ZnO) sur silicium. Il serait intéressant de pousser les expériences menées par Wu *et al.* [64] afin de démontrer l'existence d'une bande interdite complète dans le silicium, ces auteurs ayant seulement montré l'existence d'une bande interdite directionnelle. Quelques tentatives ont été menées en ce sens en faisant usage des facilités de dépôt de nitrure d'aluminium (AlN) disponibles au sein de la centrale MIMENTO. Elles ne se sont pas encore montrées concluantes, du fait de la difficulté liée à l'obtention de couches minces piézoélectriques avec des coefficients de couplage élevés, mais méritent toutefois d'être poursuivies.

Une autre possibilité consisterait à reporter une couche de niobate de lithium monocristallin d'épaisseur de l'ordre de quelques centaines de nanomètres par exemple. L'intérêt est ici double :

- On bénéficierait toujours des avantages liés à l'emploi d'un système couche mince sur silicium, comme la vitesse de propagation élevée des ondes dans ce dernier matériau permettant d'obtenir des signaux à haute fréquence,
- Un tel dispositif nous permettrait d'exploiter les possibilités offertes par le fort coefficient de couplage ou encore les différentes orientations cristallines du niobate de lithium.

De telles expériences de report de couches ont été rapportées dans la littérature par Levy *et al.* [147] notamment. En interne, la fabrication d'une série de dispositifs sur un substrat de silicium sur lequel a été reportée une couche de niobate de lithium monocristallin d'épaisseur de l'ordre de 500 nm est envisageable. Ce substrat est issu d'une ancienne collaboration entre le, alors encore, Laboratoire de Physique et de Métrologie des oscillateurs et le Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Information du Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA-LETI) à Grenoble dans le cadre du projet dit OASIS (Ondes Acoustiques de Surface Intégrées sur Silicium). Les substrats réalisés dans le cadre de cette collaboration ont été exploités dans le cadre de la thèse de Thomas Pastureaud. Ils ont été fabriqués suivant un procédé donné ci-dessous

dans ses grandes lignes, mettant en jeu la méthode dite de *Smart Cut* [148] pour l'affinage du niobate de lithium massif :

- implantation ionique d'ions hydrogène ,
- collage moléculaire du substrat de niobate de lithium à un substrat de silicium,
- rupture par choc thermique au niveau de la zone implantée,
- rodage et polissage pour atteindre une épaisseur de l'ordre de 500 nm.

Le procédé de fabrication a déjà été validé sur un échantillon particulier, en combinant une attaque par RIE de la couche mince de niobate de lithium, suivant le procédé présenté au chapitre 4, suivie d'une gravure par DRIE du silicium. Nous espérons pouvoir d'ici peu réitérer l'expérience sur un substrat complet de sorte à pouvoir réaliser une caractérisation électrique de ces dispositifs.