



HAL
open science

Développement d'une plateforme électro-photonique pour le contrôle de la polarisation : application à la mesure de champ électrique

Florent Behague

► **To cite this version:**

Florent Behague. Développement d'une plateforme électro-photonique pour le contrôle de la polarisation : application à la mesure de champ électrique. Optique [physics.optics]. Université Bourgogne Franche-Comté, 2021. Français. NNT : 2021UBFCD028 . tel-03699193

HAL Id: tel-03699193

<https://theses.hal.science/tel-03699193>

Submitted on 20 Jun 2022

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

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

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉTABLISSEMENT UNIVERSITÉ BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ

PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

École doctorale n°37

Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat d'Optique et Photonique

par

FLORENT BEHAGUE

Développement d'une plateforme électro-photonique pour le contrôle de la polarisation : application à la mesure de champ électrique

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 25 Mars 2021

Composition du Jury :

GHIBAUDE ÉLISE	Maître de conférence, Université Joseph Fourier, Grenoble	Rapporteur
ROYER FRANÇOIS	Professeur, Université Jean Monet, Saint-Étienne	Rapporteur
JACQUOT MAXIME	Professeur, Université Bourgogne Franche-Comté, Besançon	Président du jury
COURJAL NADÈGE	Maître de conférence, Université Bourgogne Franche-Comté, Besançon	Directeur de thèse
BAIDA FADI	Professeur, Université Bourgogne Franche-Comté, Besançon	Co-directeur de thèse
GABORIT GWENAËL	Maître de conférence, Université Savoie-Mont-Blanc, Grenoble	Examineur
SUAREZ MIGUEL	Ingénieur de recherche, Université Bourgogne Franche-Comté, Besançon	Invité

Titre : Développement d'une plateforme électro-photonique pour le contrôle de la polarisation : application à la mesure de champ électrique

Mots-clés : Optique intégrée, contrôle de polarisation, BSO, LiNbO_3 , métasurfaces, couches minces, capteur de champ électrique

Résumé :

Alors que la photonique se substitue à l'électronique pour nombres d'applications allant des cités intelligentes aux objets connectés, il existe un besoin d'architectures très spécifiques et difficilement accessibles à la fabrication en salle blanche. Des verrous majeurs sont à lever, tels que la production de guides d'ondes dans des matériaux électro-optiques (EO) non standards ou le contrôle de polarisation par lames minces. Ma thèse propose des solutions à ces défis par deux innovations, dans le but, à terme, d'ouvrir vers les circuits photoniques intégrés 3D hybrides.

La première innovation est le développement de technologies d'usinages génériques pour la production d'une nouvelle gamme de guides électro-photoniques. Nous nous intéresseront particulièrement au matériau EO cubique qu'est le BSO (Oxyde de Bismuth et de Silicium) et le niobate de lithium (LN).

En particulier nous montrerons les premiers modulateurs EO dans le BSO, réalisés à partir de techniques de fabrications originales exploitant la scie circulaire de précision. La deuxième innovation repose sur les techniques de contrôle de polarisation intégrées compatibles avec une fabrication industrielle, à base de couches minces pour développer lames à retard ou polariseurs ultra-fins basé sur des métasurfaces.

Une application industrielle est ciblée pour démonstration : la détection faiblement invasive et indépendante en température des champs électriques. En prenant appui sur deux technologies complémentaires : la première à base de BSO, et la deuxième à base de LN, nous montrerons comment développer des capteurs électro-optiques à faible biréfringence, assurant ainsi une faible dépendance en température. Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'ANR CEPAGE.

Title: Development of an electrophotonic platform for polarization control: Application to electric field measurement

Keywords: Integrated optics, polarization control, BSO, LiNbO_3 , metasurfaces, thin layers, electric field sensors

Abstract:

Photonics is replacing electronics for a number of applications ranging from smart cities to the Internet of Things. There is a need for very specific architectures that are not easily accessible to clean room manufacturing. Major bottlenecks need to be overcome, such as the production of waveguides in non-standard electro-optical (EO) materials or polarization control with thin waveplates. My thesis proposes solutions to these challenges through two innovations, with the ultimate goal of opening towards hybrid 3D photonic integrated circuits. The first innovation is the development of generic machining technologies of substrate for the production of a new range of electro-photonic guides. We will be particularly interested in the cubic EO material BSO (Bismuth and Silicon Oxide) and lithium niobate (LN).

In particular, we will show the first EO waveguide modulators in BSO, realized from original fabrication techniques using the precision dicing saw. The second innovation is based on integrated polarization control techniques compatible with industrial fabrication, based on thin films to develop waveplates blades or ultra-thin polarizers based on metasurfaces.

An industrial application is targeted for demonstration: low-invasive and temperature-independent detection of electric fields. Based on two complementary technologies: on BSO and on LN, we will show how to develop electro-optical sensors with low birefringence, thus ensuring a low temperature dependence. This thesis is part of the ANR CEPAGE.

"Aristotle said a bunch of stuff that was wrong. Galileo and Newton fixed things up. Then Einstein broke everything again. Now, we've basically got it all worked out, except for small stuff, big stuff, hot stuff, cold stuff, fast stuff, heavy stuff, dark stuff, turbulence, and the concept of time."

Zach Weinersmith (1982-)

"Mundi placet et spiritus minima."

Loth d'Orcanie, Roi d'Orcanie

"Le roseau plie, mais ne cède... qu'en cas de pépin."

Traduction du même auteur, (*Traduction vraisemblablement incorrecte, NDRL*)

"C'est pas faux"

Perceval de Galles ou Provençal le Gaulois (selon les sources, NDLR)

REMERCIEMENTS

Merci tout d'abord à mon jury de thèse : Élise Ghibaudo et François Royer merci d'avoir rapporter mon manuscrit. Merci aussi à Maxime Jacquot, Miguel Suarez, Fadi Baida et Nadège Courjal d'avoir fait parti de mon jury. Enfin un IMMENSE merci à Gwenaël Gaborit, véritable sauveur de la matinée, d'avoir pu lancer les vidéos. Merci aussi à Vugar pour l'organisation de la visio.

Une thèse est un exercice qui s'inscrit sur plusieurs années, au cours de celles-ci de nombreuses personnes ont croisé ma route et m'ont accompagné durant cette étape. Je tiens donc à les remercier ici.

Tout d'abord je souhaite remercier l'ensemble du laboratoire FEMTO-ST et particulièrement l'ensemble du personnel du bâtiment TEMIS, et plus particulièrement les membres du département d'Optique et surtout le personnel administratif qui sont d'une aide cruciale : Valérie, Sarah et Aline.

Je tiens aussi à remercier Florent Bassignot pour les échantillons de BSO, et à Ludo pour son travail de polissage et découpe. Merci aussi à Gwenn Ulliac pour ces petites discussions dans le bureau, et Fadi Baida pour ces discussions scientifiques. Miguel Suarez tient aussi une place très importante dans ces remerciements, véritable clé de voute des salles de manips, sans lui rien ne fonctionnerait, un grand merci à toi ! Merci aussi à Alexis Caspar pour les dispositifs, j'espère que tu arriveras à trouver le temps de finir le manuscrit. Enfin merci aussi à Adrien et Antoine d'avoir pris la relève.

Je souhaite aussi remercier les partenaires industriels du projet CEPAGE, notamment iXblue et Kapteos qui m'ont permis d'avoir un pied dans la recherche R&D en entreprise.

Enfin un énorme remerciement à Nadège Courjal qui m'a accompagné pendant ces années, qui m'a énormément appris sur un plan aussi bien personnel que professionnel. Merci pour ta patience et ton suivi.

Une thèse est aussi l'occasion de rencontres qui vous marquent profondément :

J'adresse une pensée toute particulière aux 3 mousquetaires du bureau à savoir Venancio, Bruno et Étienne, Dieu que le bureau est calme depuis que vous êtes partis ! Au passage, je tiens à vous rappeler qu'il y a toujours des affaires à vous dans le bureau, notamment du pâté...

Je me souviens aussi de nos longues pauses café, véritable institution du fou rire, où passer alternativement de blagues graveleuses aux sujets les plus sérieux était obligatoire. Merci aux permanents Alexis, Laurent, Franck, à Solveig, Vincent, Benoît, Nicolas et Cyril, ainsi que les divers stagiaires ou doctorants invités de passage, d'avoir parta-

ger ces moments avec nous. Ces moments de convivialité et de partage me manqueront énormément.

Si faire une thèse demande un certain degré de masochisme, assister aux cours de self et JJB de Senseï Ludo (oui oui le même que tout à l'heure) en ajoute une sacré couche. J'ai arrêté de compter les journées passées à maudire Ludo, Benoît, Clément et Yannick pour leurs cours dont la qualité incroyable engendre malencontreusement de nombreuses courbatures et ecchymoses. Une spéciale dédicace à ces moments d'étranglements, de clés, de coups de pieds dans les abdos, de prises de triangle ou Juji etc... Un très grand merci à tout le club et plus particulièrement aux enseignants pour cette ambiance bonne enfant, joyeuse, studieuse et poulpesque !

Remerciements aussi à Benoît et Clément pour ces après-midi suspendus à des falaises sur les vias.

Merci aux doctorants d'Optique et de MN2S pour les goûters, pots de thèse, pause café et autres Biergartens. Ces moments si agréables m'ont manqués à l'heure du Covid.

Enfin, on ne serait que trop remercier ses amis et sa famille :

Un grand merci aux Bizontins : Étienne, Louis, Rémi, Aurore, Coralie et aux Dijonnais : Marion, Adrien et Mimi. Enfin merci à ma famille pour le soutien et l'enthousiasme pour ces longues études.

Lulu on attend la tienne maintenant...

Enfin, je souhaite remercier les potentiels lecteurs, et m'excuse par avance de cette fastidieuse (ou fastueuse ?) lecture...

SOMMAIRE

1	Introduction	5
1.1	Introduction	5
1.2	La nécessité de mesure des champs électriques	5
1.2.1	Les différents besoins :	5
1.2.1.1	Premier exemple : domaine médical	5
1.2.1.2	Deuxième exemple : compatibilité électromagnétique	6
1.2.1.3	Troisième exemple : environnements sévères	7
1.2.2	Déport optique pour la détection de signal IRM	8
1.2.3	Bilan : les besoins en capteurs EM	9
1.3	Les solutions actuelles	10
1.3.1	Les différents types de capteurs de champ électrique	10
1.3.2	Capteurs électro-optiques (EO)	11
1.3.2.1	Capteurs basés sur un cristal massif	12
1.3.2.2	Intérêt de l'optique intégrée	15
1.3.2.3	Capteurs intégrés	17
1.3.3	Bilan	20
1.4	Élaboration du capteur	20
1.4.1	Réponse EO du capteur	20
1.4.2	Dépendance en température : choix des cristaux	23
1.5	Développement du projet	24
1.5.1	Conception du capteur	24
1.5.2	Développement d'une plateforme photonique sur BSO	25
1.5.2.1	État de l'art de l'optique intégrée sur BSO et BGO	26
1.5.2.2	La polarisation de la lumière en optique guidée	28
1.6	Conclusion	29
2	Chapitre II : BSO	31

2.1	Introduction	31
2.2	Recherche de la configuration optimale pour le capteur	31
2.2.1	Propriétés optiques des cristaux EO	31
2.2.1.1	L'ellipsoïde des indices	31
2.2.1.2	Effet Pockels	32
2.2.2	Choix des directions de propagation et problématique liée à l'optique guidée	34
2.2.2.1	Choix des directions de propagation	34
2.2.2.2	Mise en équation de la faible anisotropie modale	36
2.2.3	Modélisation du comportement EO de la propagation (100)	37
2.2.4	Modélisation du comportement EO de la propagation (110)	42
2.2.4.1	Application de concentrateurs de champs	45
2.2.5	Conclusion	46
2.3	Fabrication des guides d'ondes	48
2.3.1	Mise en place du cahier des charges	48
2.3.2	Principales étapes de fabrication	49
2.3.2.1	Report et amincissement du BSO sur un substrat	50
2.3.2.2	Découpe des guides rubans	51
2.3.2.3	Ajout d'électrodes	52
2.3.3	Simulation des propriétés optiques des guides d'ondes	54
2.3.4	Bilan	57
2.4	Caractérisation optique des guides d'ondes	57
2.4.1	Visualisation des modes optiques	58
2.4.1.1	Protocole de mesure	58
2.4.1.2	Modes des guides en propagation (100)	59
2.4.1.3	Modes des guides avec électrodes, propagation (110)	59
2.4.2	Mesure des pertes	60
2.4.2.1	Pertes optiques	60
2.4.2.2	Pertes optiques dans une cavité Fabry-Perot	61
2.4.2.3	Méthode de mesure	62
2.4.2.4	Pertes de propagation sur des guides en BSO	63
2.4.3	Mesure de la biréfringence	65
2.4.3.1	Principe	66

2.4.3.2	Tomographie Cohérente Optique	66
2.4.3.3	Résultats sur le BSO	67
2.4.4	Conclusion	68
2.5	Comportement EO du BSO	69
2.5.1	Méthode de mesure	69
2.5.2	Modulation EO sur guide d'ondes en BSO	70
2.5.3	Polarimétrie	72
2.5.3.1	Introduction	73
2.5.3.2	Recherche des axes neutres d'un guide d'ondes	75
2.5.3.3	Méthode de mesure des axes et du déphasage	75
2.5.3.4	Résultats	76
2.5.3.5	Hypothèses concernant l'origine du phénomène	77
2.5.4	Évolution de la polarisation lors de la modulation EO	78
2.5.5	Conclusion	79
2.6	Conclusion	80
3	Développement d'une sonde EO en niobate de lithium	81
3.1	Introduction	81
3.1.1	Développement d'un transducteur de signal RMN à base de LN	81
3.1.2	Présentation du capteur pour IRM	82
3.2	Modélisation du comportement EO	84
3.2.1	Application de concentrateurs de champs	85
3.2.2	Modélisation des mesures EO	87
3.2.3	Amincissement du substrat	90
3.2.4	Indépendance en température	94
3.2.5	Conclusion	96
3.3	Fabrication et caractérisation du guide d'onde optique	97
3.3.1	Fabrication de la puce	97
3.3.2	Caractérisations optiques	100
3.3.2.1	Qualité des guides	101
3.3.2.2	Mesures de la biréfringence	103
3.3.2.3	Mesures électro-optiques	109
3.3.3	Conclusion	112

3.4	Fibrage d'un capteur EO	113
3.4.1	Assemblage des différents composants	113
3.4.2	Protocole de fibrage	114
3.4.3	Principaux fibrages	116
3.4.3.1	1er Fibrage :	117
3.4.3.2	2ème Fibrage, guide aminci	118
3.4.3.3	3ème Fibrage : essai sur un guide avec angle	119
3.4.3.4	4ème Fibrage : validation du concept	121
3.4.4	Bilan	122
3.5	Conclusion	124
4	Contrôle de la polarisation pour l'optique intégrée	125
4.1	Introduction	125
4.2	Polarisation circulaire et lame à retard	126
4.2.1	État de l'art	126
4.2.2	Les différents types de lames à retard	127
4.2.2.1	Choix du cristal	127
4.2.2.2	Fabrication	128
4.2.3	Polariseur intégré	131
4.2.3.1	État de l'art	131
4.2.3.2	Cahier des charges	133
4.2.3.3	Simulation FDTD	134
4.2.3.4	Fabrication du polariseur	135
4.2.3.5	Résultats expérimentaux	137
4.2.4	Bilan	140
4.3	Contrôle passif de la biréfringence du guide d'onde	140
4.3.0.1	Augmentation de la biréfringence par amincissement	141
4.4	Contrôle actif de la polarisation	143
4.4.1	Comportements optiques des membranes	143
4.4.2	Exaltation des propriétés des guides amincis	147
4.4.2.1	Apparition de propriétés optomécaniques	147
4.4.2.2	Modification des axes neutres	148
4.4.3	Analyse des phénomènes	151

4.4.4 Bilan	152
4.5 Conclusion	152
5 Conclusion et perspectives	155
5.1 Conclusion	155
5.2 Perspectives	158
A Annexes A	161
A.1 La scie circulaire de précision	161
B Annexes B	163
B.0.1 Modulation de la cavité optique	163
B.0.2 Méthode de mesure des pertes optiques	164

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Dans nos sociétés de communication et du numérique, les composants et circuits photoniques ont vocation à s'imposer face à leurs homologues électroniques dans les applications nécessitant de très hauts débits et une faible consommation d'énergie ou dès lors qu'une bonne résistance aux environnements difficiles est nécessaire.

La voie la plus directe vers les circuits photoniques est l'intégration monolithique, où de multiples fonctionnalités dont le contrôle électrique de la lumière sont intégrés sur un même matériau. De nombreuses plateformes monolithiques existent désormais, parmi lesquelles on peut citer le silicium, l'InP (Phosphure d'Indium), LiNbO₃ (niobate de lithium) désormais décliné en couches minces, GaP (Phosphure de gallium) ou le verre. Ainsi, les circuits photoniques monolithiques ont désormais une place reconnue pour diverses applications allant du LIDAR aux réseaux neuronaux ou à l'aérospatial pour ne citer que quelques exemples. Cependant des limitations doivent être surmontées pour réaliser des fonctionnalités toujours plus avancées dans les circuits photoniques. Par exemple, il existe un besoin non satisfait de guides d'ondes ou de résonateurs électro-optiques (EO) non biréfringents ou à faible biréfringence. La biréfringence intrinsèque est en effet notamment une cause de fluctuations parasites. Un autre aspect important qui reste encore à adresser est le contrôle de polarisation par des composants intégrés compacts, qui est particulièrement critique pour les systèmes reposant sur l'analyse de polarisation tels que certains capteurs.

Parmi les matériaux à biréfringence intrinsèque faible les cristaux cubiques et notamment le BSO (Oxyde de Bismuth Silicium) sont des candidats idéaux pour la photonique grâce à leurs multiples propriétés : photoréfraction, effet Pockels, électro-giration *etc.* Ainsi, la réalisation de microguides optiques canaux dans des matériaux EO cubiques permettrait le développement de nouvelles plateformes photoniques dites "isotropes" c'est-à-dire que la biréfringence intrinsèque est alors faible ($< 10^{-5}$ RIU.¹) ou nulle. Mais le conditionnement de ces matériaux, souvent en *wafers* de 3x3 cm², est un des facteurs pénalisant leur structuration en guides par des technologies classiques de type lithographie. Un premier défi de ma thèse est, dans ce contexte, de développer une nouvelle génération de composants à guides canaux BSO électro-optiques (EO), et les outils de caractérisation associés.

Le deuxième défi est le développement de solutions intégrées compactes pour le contrôle de polarisation. Le développement de membranes fines à intégrer dans le guide ou à ses extrémités représente une solution très attractive pour répondre à cette deuxième

1. Refractive Index Unit : RIU.

problématique : c'est une deuxième approche que j'aborderai dans ce manuscrit.

Ma thèse vise à proposer des solutions à ces deux défis en ciblant, pour preuve de concept, une application qui pourra avoir ensuite une suite industrielle : la détection faiblement invasive et indépendante en température des champs électriques. Elle s'inscrit dans le contexte de l'ANR² PRCE CEPAGE débuté en 2016, dont l'acronyme signifie Circuits Electro-Photoniques hybrides par usinAge, manipulation et assemblaGe dynamiquEs. L'objectif général de cet ANR est de développer une nouvelle génération de circuits photoniques hybrides 3D par le biais de technologies génériques de fabrication et d'assemblage dynamique. L'ANR s'inscrit dans un partenariat avec trois industriels : iXblue, KYLia et Kapteos ainsi qu'une plateforme de technologie - Femto-Engineering. CEPAGE vise à réaliser deux types de composants : des capteurs de champs électriques et des gyroscopes *on-chip*. Mes travaux sont consacrés à la première application, en partenariat avec la société Kapteos spécialisée dans la détection électro-optique des champs électromagnétiques.

Il s'agit ici de développer des capteurs intégrés qui reposent sur des configurations qui permettent d'obtenir des guides d'ondes avec une biréfringence faible (10^{-5} RIU) pour limiter la dépendance en température de la réponse optique. Ces capteurs incluront des solutions compactes pour l'analyse de la variation de polarisation induite par les champs électriques. Ainsi, les deux axes de ma thèse : développement de guides EO à faible biréfringence et contrôle de polarisation visent l'amélioration des performances actuelles des capteurs EO en combinant simultanément faible dépendance en température, robustesse et résolution latérale micrométrique.

Dans le premier chapitre, je présenterai plus particulièrement le contexte de la détection des champs électriques, et les besoins croissants de mesure liés notamment à l'explosion des télécommunications sans fil, de la 5G à la e-santé. Un état de l'art permettra de repérer ce qui existe déjà dans le domaine, en laboratoire ou en industrie. Cela mettra aussi en évidence le besoin de systèmes de détection robustes et miniatures montrant une faible dépendance aux perturbations en température. De cet état de l'art, je déduirai la configuration privilégiée pour cette thèse : un guide électro-optique à faible biréfringence détectant les champs électriques par modulation de la polarisation. Le premier chapitre est également l'occasion de justifier les choix de matériaux qui seront ensuite repris dans les chapitres suivants. Enfin, un aperçu du contrôle de polarisation sera effectué pour clore cet état de l'art.

Dans deuxième chapitre, je détaillerai comment nous avons réussi à démontrer les premiers microguides canaux électro-optiques en BSO. Je commencerai par préciser les configurations d'intérêt en termes d'orientation du cristal et choix des optiques, puis les procédés de fabrication des guides. Finalement, je montrerai comment les caractériser en pertes, biréfringence et en réponse EO.

2. ANR : Agence National de la Recherche

Le troisième chapitre est consacré une autre configuration à faible biréfringence à base de niobate de lithium (LiNbO_3 , abrégé LN). L'enjeu de ce chapitre repose ici, sur la livraison d'un dispositif fibré et packagé et correspondant au cahier des charges, de notre partenaire industriel Kapteos. Après avoir présenté la configuration d'intérêt, je montrerai un banc de caractérisation original de mesure de biréfringence. En effet, il permet de mesurer la biréfringence avec une précision de l'ordre de 10^{-6} RIU. Les différentes évolutions des guides d'ondes fibrés seront présentées en fin de chapitre.

Enfin, le dernier chapitre permet d'ouvrir les possibilités du contrôle de polarisation en optique intégrée via des moyens passifs et actifs. Une première partie est dédiée à la fabrication et la caractérisation de lames à retards ultra-fines et d'un polariseur en métamatériaux. Une étude des effets d'un amincissement des guides en niobate de lithium sur la biréfringence est ensuite menée. Enfin, je traiterai les processus d'exaltation des propriétés de ces guides amincis par différents moyens.

Cette thèse met en lumière le développement d'architectures photoniques 3D permettant un contrôle fin de la polarisation aussi bien aux extrémités qu'à l'intérieur des guides d'ondes. Une fois fibrés, ces dispositifs visent une robustesse face aux contraintes mécaniques et thermiques et à être utilisés en environnement extrême.

INTRODUCTION

1.1/ INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous montrons l'omniprésence des champs électriques dans notre quotidien et la nécessité d'appareils de mesure adaptés. Nous commençons par détailler différents exemples d'exposition aux champs électriques pour en déduire le cahier des charges idéalement visé pour un capteur de champs électriques performant. Un état de l'art permet ensuite de balayer les différentes solutions existantes, dans la littérature ou l'industrie. Cet état de l'art, comparé au cahier des charges visé à terme, permet de déduire la configuration ciblée pour cette thèse. Cette configuration : un capteur de champ électro-optique à modulation de polarisation, met en évidence deux besoins forts, que l'on retrouve dans d'autres domaines de l'optique intégrée :

- Besoin de guides électro-optique à faible biréfringence intrinsèque.
- Besoin d'éléments en contrôle de polarisation intégrés.

1.2/ LA NÉCESSITÉ DE MESURE DES CHAMPS ÉLECTRIQUES

1.2.1/ LES DIFFÉRENTS BESOINS :

Les besoins de détection de champs électromagnétiques (EM) sont multiples et touchent tous les secteurs industriels, le monde médical ainsi que notre quotidien. Les champs EM, transitoires, statiques ou RF peuvent être déclenchés par quantités de phénomènes : foudre, décharges électrostatiques, allumage d'un appareil électrique (lampe), pylônes hautes tensions, radio, télévision, téléphones portables, Wi-Fi *etc.* Avec autant d'ondes EM autour de nous, il est crucial de déterminer leurs impacts sur la santé des individus et sur les appareils électroniques environnants. Nous nous intéresserons particulièrement ici au domaine des radiofréquences (RF) s'étalant de quelques kHz au THz.

1.2.1.1/ PREMIER EXEMPLE : DOMAINE MÉDICAL

Les effets des ondes EM RF sur les tissus biologiques, qui sont fonction de la fréquence de l'onde, de sa puissance et de sa polarisation, posent certains problèmes de santé

publique. A l'inverse des rayons gamma, X et UV qui provoquent des effets délétères rapides sur l'ADN, les ondes RF sont des rayonnements non ionisants. Lorsque une onde RF pénètre dans un système biologique, les molécules polaires se mettent à vibrer sous l'effet du champ électrique. Cette agitation provoque alors un échauffement local des tissus qui est susceptible de créer des dommages à plus long terme. L'absorption des ondes EM dans le corps humain est éminemment complexe et dépend de beaucoup de facteurs comme la fréquence de l'onde, sa polarisation, l'éloignement par rapport à la source et enfin le type de tissus [1, 2] .

Des études pointent qu'une exposition continue à une puissance inférieure à 10 mW/cm² a peu de chance d'affecter la biologie humaine [3, 4]. Néanmoins, par précaution plusieurs organismes tels que l'organisation mondiale de la santé et l'union européenne ont établi des normes encadrant l'exposition du corps humain en établissant le Débit d'Absorption Spécifique (DAS) ¹. Le DAS mesure le flux d'énergie déposée par les ondes RF dans le corps d'une personne. Ces normes ont été établies par la recommandation européenne 1999/519/CE, basée sur les recommandations de la Commission Internationale de Protection Contre les Rayonnements Non Ionisants (ICNIRP).

L'ICNIRP préconise un DAS de 0,08 W/kg pour une exposition du corps entier à tout champ électrique entre 100 kHz et 6 GHz. Cette valeur définie en 1998 a été actualisée une nouvelle fois en 2020 grâce à une veille continue de la commission sur l'état des connaissances actuelles [5].

1.2.1.2/ DEUXIÈME EXEMPLE : COMPATIBILITÉ ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Outre les tissus biologiques, un champ EM tend aussi à agir sur les composants électroniques. C'est pourquoi il est important de s'assurer de la compatibilité électromagnétique (CEM) des appareils électroniques et électriques. La CEM mesure leurs facultés à fonctionner dans un environnement soumis à différentes perturbations EM et à ne pas polluer leur environnement avec leurs propres émissions. Dans l'union européenne la mesure de la CEM est une obligation pour chaque appareil électrique et électronique (Directive 2014/30/EU) [6]. Elle doit prouver à la fois, l'immunité de l'appareil face aux émissions internes et externes à celui-ci et que il limite ses émissions EM.

Les sources des perturbations EM peuvent aussi provenir de perturbations permanentes lorsque l'appareil est soumis à des ondes provenant d'un émetteur (radio, téléphonie) et de champ EM produit par les câbles d'alimentation, voire des propres composants de l'appareil. Un exemple largement connu de la CEM est l'interdiction de laisser son téléphone portable activé lors du décollage ou l'atterrissage d'un avion de ligne, car les émissions EM du téléphone peuvent perturber les instruments de bord. Les signaux parasites peuvent être véhiculés aussi bien par induction, par radiation, par couplage

1. *Specific Absorption Rate (SAR)* en anglais

capacitif qu'à travers les câbles d'alimentation ou de communication, d'où l'importance du blindage pour immuniser les appareils.

La CEM est un marché gigantesque et en perpétuelle expansion. Une étude établit une croissance prévisionnelle du marché mondial de la CEM de 2,1 milliards en 2019 à 2,8 milliards de dollars américains en 2024 [7]. Comme tous les appareils électroniques et électriques doivent être testés, les secteurs industriels dépendant de la CEM sont multiples : aérospatiale, militaire, médicale, automobile, télécommunications, *etc.*

Cependant un test de CEM coûte au minimum 1000 dollars², le prix dépendant de la complexité du système et peut-être bien supérieur à ce montant. Ce coût est en partie dû au temps nécessaire aux différentes mesures qui doivent être effectuées sur une large gamme de fréquences. Or les antennes métalliques, classiquement utilisées ont des bandes spectrales passantes limitées à quelques décades et doivent être calibrées, d'où le coût élevé. Un moyen de réduire ces coûts est d'utiliser un capteur unique pouvant fonctionner sur une large bande spectrale idéalement supérieure à 10 décades pour dépasser les 10 GHz. De plus au fur et à mesure que les nouvelles technologies utilisent des fréquences de plus en plus élevées (25 GHz par exemple pour la 5G), la résolution spatiale des capteurs doit diminuer en conséquence pour être inférieure largement inférieure au millimètre.

C'est la particularité des sondes électro-optiques, que nous étudierons dans cette thèse.

1.2.1.3/ TROISIÈME EXEMPLE : ENVIRONNEMENTS SÉVÈRES

Outre les mesures de DAS et CEM, on voit aussi l'apparition de besoins en caractérisation de champ EM intenses, statiques ou transitoires, générés par exemple par les plasmas [8] ou aux alentours des lignes à haute tension [9]. Cela implique un capteur devant fonctionner sur une large bande de température (de -20 à +70 °C), ainsi qu'une large bande passante (plusieurs GHz). Quant aux mesures dans des plasmas, elles doivent s'effectuer à faible pression sous l'influence de puissants champs électriques ou magnétiques.

Dans les deux cas, une absence de métal est un prérequis, car l'utilisation de matériaux isolants ne perturbe pas l'arc électrique ainsi que le champ créé, comme montré en Figure 1.1a. Le capteur doit aussi posséder une excellente résolution spatiale et pouvoir fonctionner en champ proche, c'est pourquoi les antennes métalliques sont généralement contre-indiquées pour ce genre de mesures [10, 11].

Des mesures de DAS peuvent être effectuées dans des fantômes, sortes de mannequins dont la composition permet de reproduire les propriétés EM des tissus biologiques, dont un exemple est montré en Figure 1.1b. La sonde doit donc aussi pouvoir s'adapter à

2. dollars américains

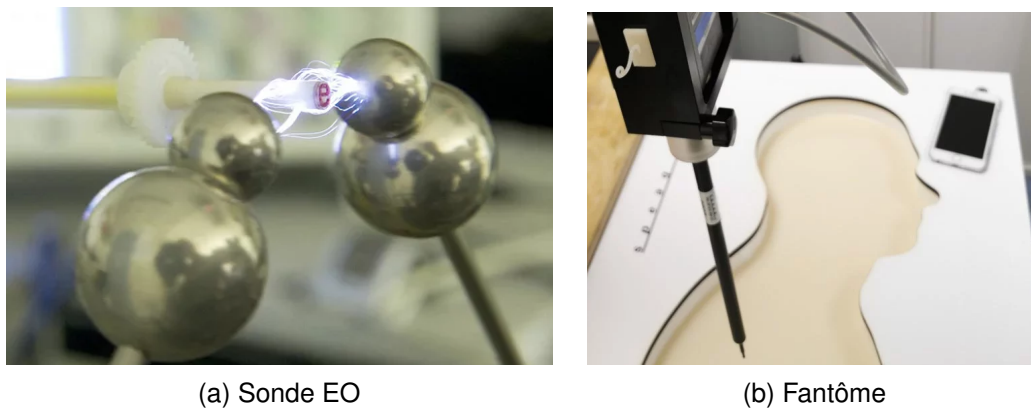


FIGURE 1.1 – (a) Une sonde EO fibrée de l'entreprise Kapteos ne perturbe pas l'arc électrique grâce à l'absence d'éléments métalliques, source : [12]. (b) Fantôme utilisé pour les mesures du DAS, la cavité est remplie d'un liquide dont la permittivité approche celle d'une tête humaine : source [13].

ce type de milieu. Elle doit aussi pouvoir fonctionner en présence de très forts champs magnétiques statiques et RF, comme lors d'une IRM. D'autres spécifications, comme une sélectivité vectorielle, c'est-à-dire la capacité du capteur à séparer les différentes composantes du champ à mesurer ainsi que la possibilité d'une mesure en champ proche, sont particulièrement attractives pour discriminer les effets des champs électriques [1].

1.2.2/ DÉPORT OPTIQUE POUR LA DÉTECTION DE SIGNAL IRM

Outre la mesure de champ électrique RF, il existe aussi un besoin pour la mesure de champ magnétique lors d'un examen par Imagerie par Résonance Magnétique (IRM). Cette mesure permet la détection du signal de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) tout en respectant les valeurs du DAS.

Depuis quelques années, l'IRM est devenue une technique d'imagerie médicale incontournable de nos systèmes de santé. Elle permet de voir les structures molles des tissus du corps humain de manière non invasive et surtout de dissocier les tissus sains des tissus cancéreux [14]. L'IRM repose sur le principe de la résonance magnétique de certains noyaux atomiques comme l'hydrogène, abondamment présent dans le corps humain. Elle utilise de forts champs magnétiques, statiques et radiofréquences afin de provoquer un signal de RMN dans le corps du patient, la détection et le traitement de ce signal servant au diagnostic.

La recherche constante d'augmentation de sensibilité des IRM a mené à l'utilisation de champs magnétiques de plus en plus puissants, avec un passage de 3T en clinique à des IRM précliniques de 4,7 et 7 voire même 11,7-Tesla [15, 16]. Cette augmentation du champ magnétique s'accompagne d'une augmentation de la fréquence de résonance : de 128 MHz pour une IRM de 3 T à 500 MHz pour 11,7 T. La montée en gamme de ces deux grandeurs soulève donc des questionnements quant à la sécurité du patient soumis à ces champs RF. Outre le patient, l'électronique est aussi mise à rude épreuve dans cet en-

vironnement. En effet le champ magnétique tend à créer des parasites dans les signaux transmis, notamment dans les câbles de transmissions. De plus, des courants induits peuvent être créés dans les connexions galvaniques et engendrer des échauffements [17, 18, 19, 20]. De tels échauffements peuvent être dangereux au contact du patient. Il

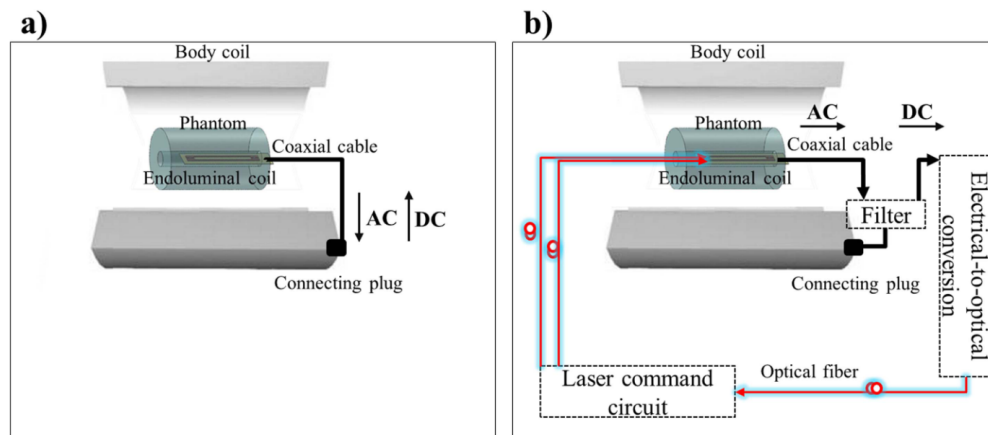


FIGURE 1.2 – Représentations schématiques du déport optique proposées par Saniour *et al.* en utilisant une connexion galvanique (a) et un circuit optique (b) [21].

existe donc un besoin important de trouver des alternatives aux sondes galvaniques (voir Figure 1.2a), notamment en utilisant des systèmes passifs de façon à réduire l'encombrement des sondes endoluminales. Le moyen retenu ici consiste à effectuer un déport optique du signal RMN. Un dipôle magnétique placé dans la sonde endoluminale mesure le signal RMN. Celui-ci est acheminé jusqu'au modulateur électro-optique qui convertit la force électromotrice (f.e.m.) induite par les champs magnétiques en variations de puissances optiques. Le signal est alors immunisé aux interférences dues à l'IRM. Le schéma d'un capteur endoluminal fonctionnant sur ce principe est montré en Figure 1.2b. L'absence d'éléments actifs et de courants induits limite l'exposition du patient à des risques de brûlure et à une surexposition aux champs RF. En revanche les modulateurs commerciaux ne sont pas adaptés pour un environnement IRM, que ce soit en termes de packaging, d'encombrement ou de fréquence de travail. Il faut donc concevoir un modulateur adapté.

1.2.3/ BILAN : LES BESOINS EN CAPTEURS EM

La mesure des champs électriques est un besoin dans de nombreux domaines, et les exigences associées sont de plus en plus contraignantes. Le capteur de champ électrique idéal est celui qui peut couvrir les spécifications suivantes :

- résolution latérale micrométrique, afin de repérer les points chauds dans un plasma par exemple,
- bande de fréquences large, idéalement du DC au THz,
- sensibilité inférieure à $100 \mu\text{mV}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ pour des applications de type CEM
- faible invasivité : faible encombrement (de l'ordre du mm) et peu perturbatif,
- robustesse aux environnements sévères,

- faible dépendance en température,
- coûts de production réduits.

Nous avons pour ambition de développer des solutions qui répondront à terme à ce cahier des charges. Dans le cadre de ma thèse, nous avons visé deux priorités : la faible dépendance en température et une résolution latérale micrométrique. Nous devons aussi veiller au choix de configurations qui permettront à terme d'évoluer vers les autres performances. Nous allons donc à présent lister les configurations existantes.

1.3/ LES SOLUTIONS ACTUELLES

L'état de l'art concernant les capteurs de champs EM est vaste, on peut distinguer :

1.3.1/ LES DIFFÉRENTS TYPES DE CAPTEURS DE CHAMP ÉLECTRIQUE

Les Antennes métalliques : Les antennes métalliques sont les outils de mesure du champ électrique les plus utilisés. En effet leur fabrication est aisée et abordable.

La sensibilité et la gamme d'amplitude des antennes sont limitées par la bande passante [22]. Pour une sensibilité de l'ordre de quelques $\mu\text{V}/\text{m}$, la bande passante s'étend de quelques dizaines de MHz autour de la fréquence de résonance. Par exemple, pour le modèle "Electric Field Probe EP-33B" vendu par Gruppompb la gamme de fonctionnements s'étale de 1805 à 1880 MHz et peut mesurer des champs de 0,03 à 30 V/m [23]. En revanche une bande passante plus large limite la sensibilité comme pour la sonde RSS2010H de Raditeq qui fonctionne sur une bande de fréquences de 9 kHz à 10 GHz mais avec une sensibilité de 0,1 V/m [24]. Plusieurs antennes sont donc nécessaires pour couvrir le spectre de DC à 100 GHz.

Par ailleurs, les parties métalliques induisent une perturbation importante du champ électrique à mesurer puisque le métal repousse les lignes du champ électrique. De plus, si la connexion entre le capteur et l'instrument de mesure est électrique, des perturbations sont également induites dans les câbles. C'est pourquoi de plus en plus de capteurs sont maintenant reliés par fibres optiques au système d'analyse afin de limiter les perturbations et d'éviter de parasiter le signal [24, 25]. Depuis une vingtaine d'années, on utilise des dipôles métalliques placés en bout de fibres optiques pour moduler directement le signal optique par une photodiode. La société Speag commercialise un tel capteur, qui est muni d'un dipôle métallique de 3 mm de long (modèle : E1TDSx SNI) [26]. Le capteur possède une bande passante de 10 MHz à 6 GHz, et permet de mesurer une gamme de champ électrique de 0,3 mV/m à 150 V/m. Malgré ces bonnes performances, le capteur génère des courants induits et s'échauffe légèrement lorsqu'il est soumis à des champs magnétiques de 3 à 7 T [27]. De plus, la taille imposante (décimétrique) des antennes métalliques limite également la résolution spatiale.

Nano antennes optiques : Les développements de la plasmonique et des boîtes quantiques³ ont menés à diverses applications, dont la mesure de champ électrique, notamment pour le domaine médical. En effet, de par leur dimension nanométrique, ces dispositifs possèdent une résolution spatiale de l'ordre de la centaine de nanomètres, idéale pour des études *in vivo* [28, 29].

Néanmoins leur utilisation semble pour le moment cantonnée au laboratoire, car ces nano antennes ne sont efficaces que sur de très courtes distances (quelques dizaines de microns). De plus ; comme ces antennes fonctionnent grâce à un processus d'absorption, cela limite leur bande passante.

Atomes de Rydberg : Méthode émergente de détection de champ électrique, l'utilisation des états atomiques de Rydberg semble prometteuse [30]. Un atome excité dans un état de Rydberg possède un ou plusieurs de ces électrons avec un nombre quantique principal n très élevé. Dans cet état, ces électrons sont alors très fortement influencés par des perturbations électriques ou magnétiques. Cette méthode allie une sensibilité très élevée (jusqu'à $55 \text{ nV.cm}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$) à une mesure absolue, peu perturbatrice et vectorielle du champ électrique [31].

Cependant, les fréquences accessibles à la mesure sont limitées au domaine des micro ondes et cela sur une relative faible bande passante de l'ordre de quelques centaines de MHz. De plus même si des progrès sur la portabilité du capteur ont été fait, cela reste une méthode complexe et coûteuse à mettre en place, nécessitant notamment deux lasers et un spectromètre à haute résolution. [32].

Les différents types de capteurs présentés ici possèdent une bande passante relativement étroite s'élevant au maximum au GHz. Grâce à différentes innovations, des capteurs possédant des bandes passantes au-delà du THz sont en pleine expansion : les capteurs basés sur l'effet électro-optique.

1.3.2/ CAPTEURS ÉLECTRO-OPTIQUES (EO)

L'effet EO ou effet Pockels est une propriété optique des cristaux non linéaires d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$) dont la structure cristalline est non centro-symétrique. Cela implique une modification de l'ellipsoïde des indices du cristal sous l'influence d'un champ électrique externe. Cette propriété est utilisée pour moduler électriquement une information optique ou mesurer un champ électrique puisque le changement d'indice est proportionnel au champ électrique externe. La possibilité d'exploiter cette propriété pour mesurer un champ électrique remonte aux années 1970 [33].

La bande passante spectrale de l'effet Pockels s'étend sur plus de 10 décades et est essentiellement limitée par le temps de vie des photons dans le cristal, ce qui permet

3. *Quantum dots*

une mesure sur un spectre s'étalant d'une fréquence DC à quelques dizaines de THz. Certaines techniques comme l'*electro-optic sampling* permettent même une mesure jusqu'à 230 THz [34].

On peut alors distinguer deux principaux types de capteurs EO : ceux basés sur de l'optique libre dans des cristaux massifs et les capteurs intégrés basés sur l'optique guidée.

1.3.2.1/ CAPTEURS BASÉS SUR UN CRISTAL MASSIF

Les capteurs EO massifs sont ceux résultent de l'assemblage d'éléments optiques. Cet assemblage peut désormais être fibré : ce type de capteur est désormais commercialisé, notamment par la société Kapteos.

Parmi les capteurs EO, nous pouvons distinguer plusieurs types de configurations qui utilisent différents types de modulation.

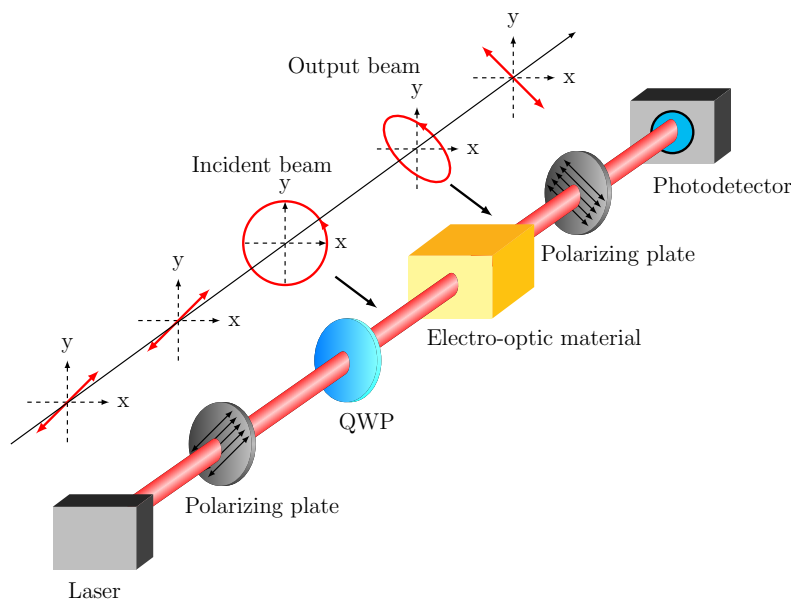


FIGURE 1.3 – Représentation schématique de l'évolution de la polarisation de la lumière dans une configuration de modulation de l'état de polarisation.

Modulation de l'état de polarisation : En optique libre, la configuration principalement utilisée pour mesurer le champ électrique est la modulation de l'état de polarisation (PSM)⁴, où le cristal EO est placé entre polariseurs croisés⁵, dont les axes sont situés à un angle de 45° des axes propres du cristal. La linéarité du capteur est obtenue en ajoutant une lame quart d'onde généralement insérée entre le polariseur et le cristal afin de rendre la polarisation circulaire en l'absence de champ électrique extérieur [35]. Le

4. PSM : *Polarization State Modulator*

5. L'analyseur de sortie transforme ici la modulation de polarisation en modulation d'intensité.

schéma représentant la modulation de l'état de polarisation est représenté en Figure 1.3.

En l'absence d'éléments métalliques, ces capteurs possèdent un caractère faiblement invasif : les cristaux EO sont donc des atouts majeurs pour la détection des champs électriques. Ils permettent par exemple de cartographier le champ électrique émis par une antenne, sans le perturber [36]. Ce type de capteur est aussi utilisé pour mesurer les champs transitoires intenses (de l'ordre de la centaine de kV) grâce à un cristal de niobate de lithium [37], ou pour des mesures de DAS pour l'IRM [38]. Une autre application est la détection d'ondes THz [39, 40].

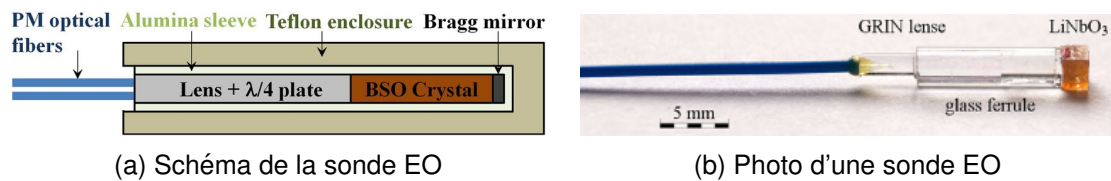


FIGURE 1.4 – (a) Représentation schématique d'une sonde EO massive en BSO utilisée par Consoli *et al.* pour la mesure de fortes impulsions EM, source : [35]. (b) Photographie d'une sonde fonctionnant sur le même principe que (a) mais en utilisant un cristal de LiNbO_3 massif, utilisée par Reiss *et al.* pour la mesure de champ électrique en environnement IRM, source : [38].

Cependant, l'usage de cristaux massifs ne permet pas de confiner faisceaux sur de grandes longueurs d'interaction (> 1 cm). L'usage de lentilles en entrée permet de pallier ce problème comme montré en Figure 1.4 [35, 38], mais en augmentant les difficultés d'assemblage.

Le capteur montré en Figure 1.4a, est basé sur un cristal de BSO et possède une très large bande passante (de 30 Hz à 60 GHz) et une bonne sensibilité de $40 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. La résolution spatiale ici est de l'ordre de la centaine de μm en résolution latérale et 1 mm de résolution longitudinale. Cette sonde de petite taille et entièrement diélectrique développé par Kapteos ne perturbe que faiblement le champ électrique à mesurer. Cette sonde est aussi dite vectorielle et peut distinguer les différentes composantes du champ électrique. Les performances de cette configuration sont ici limitées par la taille du faisceau optique qui diverge avec la longueur du cristal. La dépendance en température dépend quant à elle du cristal EO utilisé.

L'assemblage de différents éléments optiques : lentille, lame quart d'onde, cristal peut mettre à mal la robustesse du système, ce qui a mené à des propositions alternatives limitant le nombre d'éléments à assembler.

Modulateur de phase : Dans cette configuration la polarisation du faisceau est alignée avec l'axe cristallin exhibant le plus large coefficient EO du cristal qui est l'unique élément intervenant dans la sonde. Lorsque le cristal est sous l'influence d'un champ électrique externe, l'indice du cristal change, ce qui modifie le déphasage de l'onde optique. La

mesure se fait en convertissant la modulation de phase en modulation d'amplitude par interférences, par exemple entre la face avant et la face arrière du cristal, ou en utilisant un spectromètre à très haute résolution pour mesurer spectralement l'amplitude de modulation.

Hisatake *et al.* ont utilisé ce principe pour la détection d'ondes millimétriques (30-300 GHz) et téraHertz (0,1-10 THz) en utilisant un cristal de LiTaO_3 et une détection homodyne, ainsi qu'un spectromètre haute résolution [41, 42], ce qui implique un coût élevé.

Modulation en amplitude : La modulation en amplitude exploite un phénomène de résonance dans la fraction de la lumière transmise ou réfléchi par le dispositif [43]. Dans une cavité optique, de type Fabry-Perot par exemple, les intensités transmises et réfléchies dépendent de la longueur d'onde, de la longueur de la cavité et de son indice de réfraction. Or si le champ électrique modifie l'indice de réfraction, il modifie de fait le déphasage du signal et donc la position spectrale de la résonance. Ainsi, pour une longueur d'onde fixée, l'intensité de sortie varie en fonction du champ électrique.

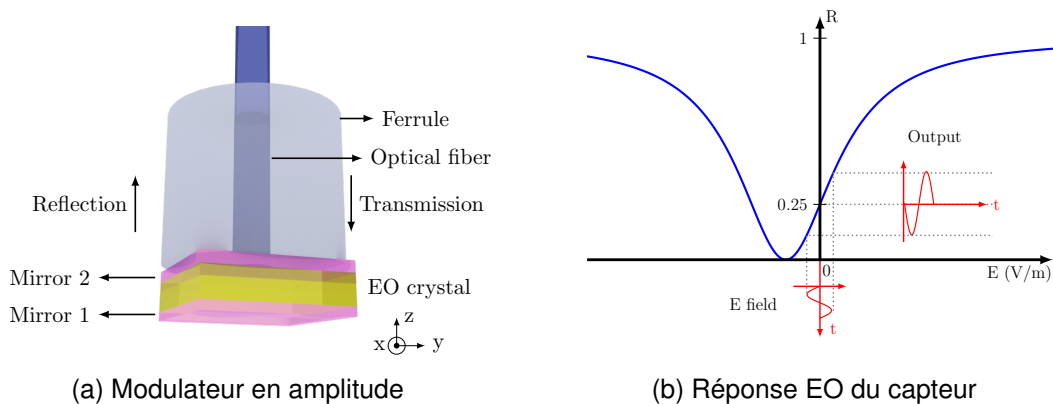


FIGURE 1.5 – (a) Représentations schématiques d'un capteur EO en amplitude basé sur une résonance Fabry-Perot dans un cristal EO. (b) Réponse EO de ce type de modulateur.

Ce dispositif peut être d'une extrême compacité, notamment grâce à l'absence d'élément contrôlant la polarisation, tel que le montre la Figure 1.5a. La résolution longitudinale en est ainsi améliorée, tout en assurant une sensibilité d'autant plus forte que le facteur de qualité est élevé.

En revanche le facteur de qualité dépend lui-même de la qualité du miroir formant la cavité Fabry-Perot. Ainsi Lee *et al.* ont produit un capteur basé sur une cavité Fabry-Perot constitué de LiNbO_3 , dont le facteur de qualité $Q = 1,1 \cdot 10^5$, avec une sensibilité de $1,2 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ [44]. Malheureusement la cavité optique est extrêmement sensible aux variations de température [45].

Bilan : La mesure de champ électrique peut se faire à travers divers moyens. Si l'on s'attache à une large bande passante et une faible invasivité tant en terme d'encombrement, de résolution spatiale et de perturbations du champ électrique à mesurer, alors les capteurs EO sont des candidats idéaux. Duvillaret *et al.*, ont étudié théoriquement et comparé ces trois configurations EO pour un capteur de champ électrique [46, 47]. Aucune de ces trois configurations ne l'emporte sur les autres en terme de performances, chacune possédant des avantages et des inconvénients. Le choix de la configuration s'effectue donc en fonction du cahier des charges. Nous mettons ici la priorité sur l'indépendance en température, propriété essentielle pour un capteur utilisable en extérieur et dans des environnements sévères. Cette contrainte élimine les configurations à modulation de phase et d'amplitude et nous mène à privilégier la configuration à modulation de polarisation.

Un capteur basé sur un cristal EO permet donc de remplir le cahier des charges, en revanche les configurations massives ont l'inconvénient d'une résolution spatiale limitée à quelques 100 μm , et de résulter d'un assemblage d'éléments, ce qui peut les fragiliser. L'idéal serait alors de confiner la lumière dans le cristal EO afin de pallier ces défauts, à condition de ne pas sacrifier la dépendance en température et de garder un coût de production raisonnable.

1.3.2.2/ INTÉRÊT DE L'OPTIQUE INTÉGRÉE

L'optique intégrée est une discipline dont le but est la miniaturisation et l'assemblage de fonctions optiques, à l'instar des circuits électroniques intégrés. Elle a pris de l'ampleur grâce à l'essor des premiers lasers dans les années 1960 et le développement des microtechniques dans les années 1970. Depuis lors, les technologies utilisées par l'industrie de la micro électronique sont utilisées pour concevoir des fonctions optiques similaires à celles de l'électronique, à des échelles micrométriques. Différents matériaux comme le silicium, la silice et le LN sont utilisés pour réaliser des dispositifs optiques.

L'engouement pour l'optique intégrée a plusieurs origines. D'une part, contrairement à l'optique en espace libre, un guide d'onde permet de contenir la divergence d'un faisceau lumineux. Son énergie reste alors confinée en deux dimensions et peut se propager sur une plus grande distance tout en gardant sa taille initiale, permettant l'obtention d'énergies très importantes sur des sections micrométriques. D'autre part, on peut alors miniaturiser les installations et équipements nécessaires à l'accomplissement de certaines fonctions optiques, tout en augmentant drastiquement leur efficacité. Par exemple, la réduction de l'énergie ou des tensions appliquées de plusieurs ordres de grandeur des modulateurs optiques [48].

Le phénomène de guidage souvent privilégié consiste à utiliser un milieu diélectrique d'indice plus réfringent que le milieu extérieur et à le structurer en guide. La différence d'indice peut se faire par gradient comme pour les fibres optiques actuelles ou par saut.

Dans le premier cas, représenté en Figure 1.6 (a), le procédé de fabrication permet d'élever localement et de façon continue l'indice du matériau par dopage, diffusion ou implantation d'espèces chimiques, ou enfin par contraintes mécaniques et thermiques. Dans le second cas, il y a une discontinuité entre le milieu guidant plus réfringent et son environnement moins réfringent, comme montré sur le guide ruban sur la Figure 1.6b.

Un guide d'onde est défini par certaines caractéristiques telles que ces pertes, le profil d'intensité au cours de sa propagation, les indices effectifs ainsi que le nombre de modes pouvant se propager à une longueur d'onde donnée. Les guides qui nous intéressent ici sont monomodes, c'est-à-dire que seul le mode fondamental peut se propager à la longueur d'onde voulue, ici 1550 nm. Le mode fondamental est souvent composé de deux modes dégénérés appelés : mode quasi transverse électrique appelé TE_0 et mode quasi transverse magnétique TM_0 ⁶. Il est important de noter que hormis le cas théorique d'une fibre optique circulaire, les indices effectifs associés aux modes TE et TM sont dans le cas général différent. C'est pourquoi tous les guides d'ondes présentent une légère biréfringence modale⁷ notée dans ce manuscrit : Δn_m .

Il existe plusieurs types de guides d'ondes définis par leur profil d'indice ainsi que leur géométrie. Voici représentés en figure 1.6 les deux principaux guides d'ondes rencontrés dans ce manuscrit :

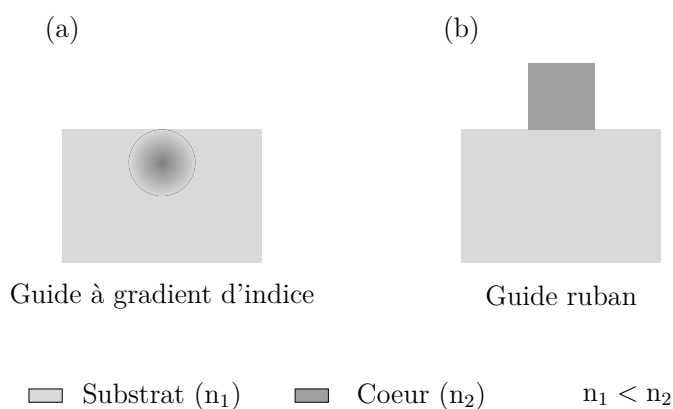


FIGURE 1.6 – Représentation schématique des profils d'indice des guides d'ondes rencontrés dans ce manuscrit. Les dimensions des structures sont typiquement de l'ordre du micromètre.

- (a) : Le guide à gradient d'indice peut être obtenu par diffusion d'atomes, implantation ionique, *etc.* Dans ce cas de figure, les atomes migrent à l'intérieur du matériau et créent un gradient de concentration qui se traduit par un gradient d'indice sous sa surface. C'est le procédé que nous utilisons pour fabriquer des guides en LN, où l'on diffuse des atomes de titane déposés en rubans par évaporation sous vide. Dans ce cas, on se place dans des conditions dites de guidage faible, l'énergie

6. Abrégés dans ce manuscrit TE et TM par abus de langage

7. En pratique les fibres optiques, de types SMF-28, présentent aussi une légère biréfringence modale, créées par les contraintes exercées sur la fibre.

lumineuse s'étale sur une section de plusieurs micromètres de large.

- (b) : Le guide ruban est généralement obtenu par gravure ou par ablation mécanique du matériau guidant d'indice n_2 .

Lorsque le mode optique du guide d'onde est de la même taille et de la même forme que celui d'une fibre optique, il est alors très facile de coupler très efficacement la lumière dans un sens ou dans l'autre, sans besoin de lentilles ou de fibres spéciales. Cela présente un avantage considérable pour obtenir des pertes d'insertions faibles.

1.3.2.3/ CAPTEURS INTÉGRÉS

Inscrire un guide d'onde dans un cristal EO permet donc de propager la lumière, confinée, sur une distance nettement supérieure à ce qui est possible en optique libre : résolution latérale et sensibilité s'en retrouvent améliorés. Ceci explique l'engouement pour ce type de configurations, qu'on peut distinguer en trois grands types :

Dispositifs résonants : L'amélioration de la sensibilité des dispositifs EO ainsi que la résolution spatiale peut être obtenue par l'utilisation de dispositifs nano photoniques résonants tels que les cristaux photoniques et les résonateurs à modes de galeries (WGMs)⁸. Ces capteurs fonctionnent sur le principe de la modulation en amplitude et exploitent une résonance des puissances transmises ou réfléchies à une longueur d'onde donnée. L'application d'un champ électrique en modifiant l'indice du cristal décale la résonance et entraîne une modification de la puissance optique détectée.

Les cristaux photoniques possèdent une structuration périodique et sub longueur d'onde à 1, 2 ou 3 dimensions. Ils offrent alors des propriétés inédites, tel qu'un "ralentissement" de la lumière par exemple qui exalte l'interaction EO [49, 50]. Ainsi Calero *et al.* ont réussi à fabriquer un capteur basé sur un cristal photonique à deux dimensions gravé sur une couche mince de niobate de lithium, montré en Figure 1.7. Ils ont ainsi obtenu une sensibilité de $32 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$, tout en possédant une résolution spatiale très fine de $14 \times 14 \times 0,7 \text{ }\mu\text{m}^3$ et avec une bande passante théorique supérieure au THz [50]. Zhang *et al.* ont obtenu une meilleure sensibilité estimée à $0,5 \text{ V/m}$, mais sur une bande de fréquences centrée à $8,4 \text{ GHz}$ [51].

Une autre configuration résonante utilise des disques, dits à modes de galerie, fabriqués dans un cristal EO. La bande passante d'un tel capteur est limitée par le facteur de qualité du résonateur. En effet un facteur de qualité élevé entraîne une bande passante faible, mais périodique [52]. Sasagawa *et al.* rapportent la fabrication de résonateurs en LiNbO_3 , possédant un rayon de $3,3 \text{ mm}$ avec une bande passante de $6,7 \pm 0,2 \text{ GHz}$ et $13,46 \pm 0,2 \text{ GHz}$ et possédant une sensibilité de $0,13 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ grâce à un facteur de

8. *Whispering Gallery Modes* : WGMs

qualité de $2 \cdot 10^6$. Mais cette configuration résulte d'un compromis en sensibilité et bande passante : pour augmenter la sensibilité, il faut augmenter le facteur de qualité, ce qui diminue la bande passante [52].

Bien que très prometteurs, ces capteurs sont limités par la difficulté et le coût de fabrication, ainsi que des pertes d'insertions élevées nécessitant plusieurs amplificateurs optiques [52]. Les dispositifs sont par ailleurs asservis en longueur d'onde afin de corriger les dérives du point de fonctionnement [51, 52] : ils ne permettent pas d'assurer l'indépendance en température recherchée pour cette thèse.

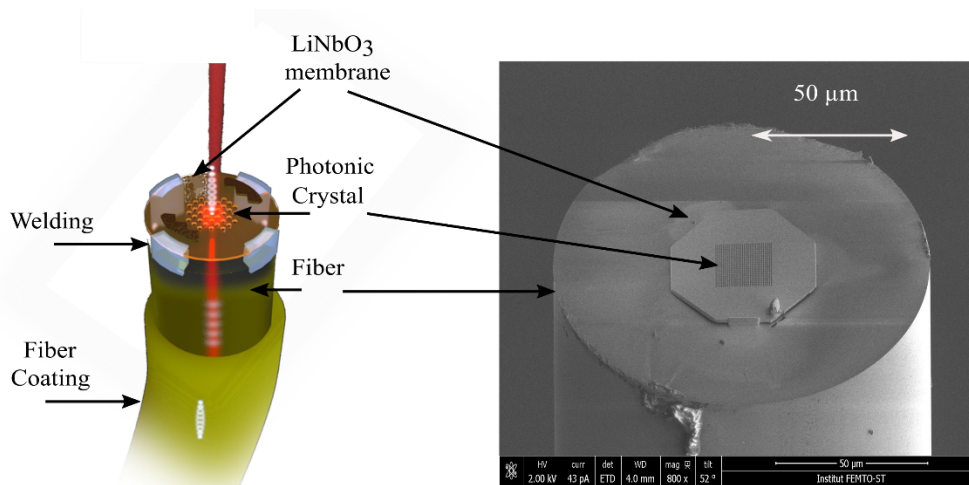


FIGURE 1.7 – Cristal photonique inscrit dans un cristal de LiNbO₃ disposé en bout de fibre optique. La résolution latérale de ce dispositif est de l'ordre de la dizaine de μm et la résolution longitudinale de quelques centaines de nm, source : [50].

Interféromètre de Mach-Zehnder : Les interféromètres de type Mach-Zehnder (MZI) sont très utilisés, notamment pour moduler les signaux de télécommunications longue distance à haute fréquence, comme ceux utilisés par la société iXblue [53]. Le développement de guides d'ondes à faibles pertes a permis l'utilisation de guides d'ondes centimétriques. Il est aussi possible d'obtenir une modulation à 15 GHz avec une très faible tension de commande sur du LN (2 V environ par exemple) [54]. Cette configuration est populaire, car elle ne requiert aucun élément de contrôle de la polarisation autre que les fibres optiques.

La Figure 1.8a est une représentation schématique d'un modulateur d'un capteur de champ électrique intégré, basé sur un interféromètre Mach-Zehnder. Une fois la lumière couplée dans le guide d'onde, le guide est séparé en deux branches par une jonction Y. Les deux bras sont déséquilibrés, ce qui signifie que les deux faisceaux interféreront en fonction de la différence de phase lorsqu'ils seront recombinaés par une deuxième jonction Y. La différence de longueur entre les deux bras est ajustée pour que le modulateur opère dans sa zone linéaire, bien que cela représente une étape difficile [55].

Il est courant qu'un des deux bras soit pourvu d'antennes segmentées (*cf* Figure 1.8a)

pour augmenter la sensibilité du capteur [56, 57]. La société SRICO produit un détecteur de champ électrique de 5 cm de long et possédant une sensibilité de $100 \mu\text{V}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ [58].

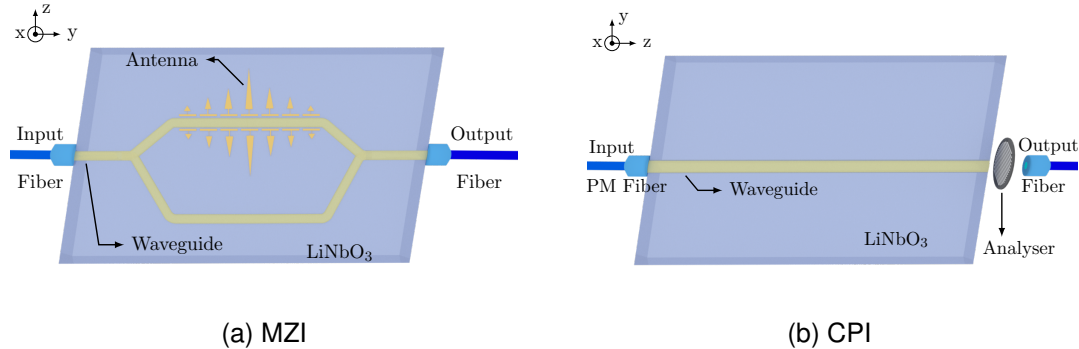


FIGURE 1.8 – Représentations schématiques (a) d'un interféromètre de Mach-Zehnder intégré, (b) d'un interféromètre optique à chemin commun intégré.

L'emploi de couche mince, en LN⁹ permet d'accroître l'efficacité EO du capteur par un confinement intense du mode optique grâce à des couches de cristal nanométriques (300-1200 nm). Cependant, les pertes d'insertions des couches minces sont élevées (environ 8 dB), ce qui limite l'exploitation de ces dispositifs à un niveau industriel [59, 60].

Un MZI est donc performant et possède une résolution latérale de l'ordre de la dizaine de microns, cependant sa résolution longitudinale est beaucoup trop élevée (plusieurs cm). De plus le déphasage dû à la différence entre les longueurs des deux bras induit une dépendance en température, qui entraîne notamment une dérive du point de fonctionnement. Les corrections des dérives du *bias* en température existent, mais elles se révèlent encombrantes et complexes à mettre en œuvre et ne sont pas toujours compatibles aux environnements sévères comme l'IRM [61, 62].

Interféromètre optique à chemin commun : Un interféromètre optique à chemin commun (CPI)¹⁰ est ici l'équivalent de la configuration de modulation de l'état de polarisation, à ceci près que la lumière est confinée dans un guide d'onde. À l'instar du MZI la lumière peut alors être propagée sur de longues distances avec un minimum de pertes optiques. Le schéma de principe est représenté en Figure 1.8b. Ici ce sont les polarisations quasi-TE et quasi-TM qui interfèrent en sortie de guide grâce à un polariseur qui recombine les deux polarisations. Si elles sont soumises à des pertes en propagation identiques, et si la différence entre leurs indices est faible, alors les interférences en sortie ont une visibilité optimale et faiblement dépendante en température [63, 64].

Bien que possédant une bonne résolution latérale et une sensibilité comparable au MZI, le besoin d'éléments polarisants limite quelque peu le développement des CPI. Ils permettent en revanche une bien meilleure résistance aux variations de la température

9. Thin Film LN (TFLN)

10. Common path interferometer : CPI

que les MZI et les dispositifs résonants.

Ainsi, à partir d'un guide d'onde en LiNbO_3 , Li *et al.* ont conçu un capteur de champ électrique pouvant mesurer des champs de 100 V/m à 27 kV/m sur une bande passante de 20 Hz à 10 MHz¹¹ [65]. Cette architecture attractive sera détaillée en chapitre 2, où nous montrerons les évolutions possibles pour applications en environnement IRM.

1.3.3/ BILAN

J'ai établi les besoins de détection de champ électrique, en mettant en avant une perturbation minimale du champ électrique à mesurer, une indépendance en température ainsi qu'une bonne sensibilité sur une large gamme de fréquences et une faible résolution latérale. Puis j'ai brièvement présenté les principales méthodes de mesures du champ électrique et en particulier les capteurs basés sur l'effet EO qui correspondent le mieux au cahier des charges exprimé. Ces capteurs présentent une grande diversité puisqu'il existe différentes méthodes de modulation : intensité, phase, polarisation en optique libre ou guidée. Le Tableau 1.1 résume les différentes spécificités des principaux capteurs que j'ai répertoriés dans cet état de l'art. D'après ce tableau, il n'existe pas à l'heure actuelle de dispositif répondant intégralement à notre cahier des charges. Les dispositifs les plus performants en termes de sensibilité ou de résolution latérale sont en effet souvent limités en termes de bande passante, très dépendants des variations de température et souvent onéreux. Toutefois d'après la littérature, une modulation de polarisation sur un CPI est la configuration permettant le meilleur compromis entre les caractéristiques. Tout l'enjeu de ma thèse consiste donc à développer un capteur basé sur un CPI qui permet faible dépendance en température, résolution latérale micromètre et sensibilité optimisée, pour une application en environnement IRM.

1.4/ ÉLABORATION DU CAPTEUR

La dépendance en température et la sensibilité sont intrinsèquement liées au cristal EO dans lequel sera inscrit le guide d'onde. Examinons à présent les différents cristaux EO pouvant allier ces propriétés.

1.4.1/ RÉPONSE EO DU CAPTEUR

Commençons par examiner la fonction de transfert d'un CPI, et de démontrer certains résultats énoncés précédemment sur la modulation de polarisation. Elle se présente sous

11. La bande passante réelle pourrait être supérieure à 10 MHz, les auteurs ayant arrêtés les mesures aux première résonances piézoélectriques du LN.

Ref.	Auteurs	Configuration	Bande Passante	Sensibilité ($V \cdot m^{-1} \cdot Hz^{-1/2}$)	E_{max} (kV/m)	Résolution (mm^3)	Indépendance en T
[27]	Winter <i>et al</i>	Laser modulé	10 MHz-6 GHz	10^{-5}	10^3	-	-
[66]	Kapteos	PSM, BSO	30 Hz - 60 GHz	$4 \cdot 10^{-2}$	10^4	$\approx (0,1)^2 \times 1$	+
[44]	Lee <i>et al</i>	F-P Etalon LiNbO ₃	DC-1,8 GHz	0,5	-	$(0,05)^2 \times 2,8$	-
[50]	Calero <i>et al</i>	PhC LiNbO3	DC-5.9THz (estimée)	32	-	$(0,014)^2 \times 7 \cdot 10^{-4}$	-
[44]	Lee <i>et al</i>	FP LiNbO3	DC à 1,8 GHz	0,5	$> 10^4$	$(0,05)^2 \times 0,35$	-
[52]	Sasagawa <i>et al</i>	LiNbO3 WGM	$6,7 \pm 0,2$ GHz et $13,46 \pm 0,2$ GHz	$0,13 \cdot 10^{-3}$	-	$\pi \times 3,3^2 \times 2$	-
[58]	SRICO	MZI, LiNbO3	DC - 20 GHz	10^{-4}	10	$\approx (0,01)^2 \times 30$	-
[67]	Zhang <i>et al</i>	Half-MZI	10 kHz - 20 GHz	10^{-2}	0.7	$\approx (0,01)^2 \times 12$	-
[65]	Li <i>et al</i>	CPI, LiNbO3	20 Hz - 10 MHz	-	27	$\approx (0,01)^2 \times 18$	+

TABLE 1.1 – Récapitulatif des différentes spécifications et performances des capteurs utilisés dans l'état de l'art.

la forme suivante [11] :

$$I_{out} = A \cdot [1 + b \cdot \cos(\phi_0 + \phi_E)], \quad (1.1)$$

où A représente l'intensité optique mesurée en l'absence de champ électrique externe, b le taux d'extinction de l'analyseur (idéalement tendant vers 1), ϕ_0 le point de fonctionnement du capteur, ou *bias*, en l'absence de champ électrique externe .

Le terme ϕ_E est quant à lui le terme de déphasage induit par le champ électrique à mesurer E défini par la relation suivante :

$$\phi_E = \frac{E}{E_\pi} \pi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_E L \quad (1.2)$$

Où E_π est le champ électrique "demi-onde" théorique. En d'autres termes, E_π est le champ électrique qui induit un déphasage ϕ_E de π entre les deux polarisations qui interfèrent.

Quant au déphasage ϕ_0 , il est dû à la biréfringence du guide et est défini de la façon suivante :

$$\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_m L \quad (1.3)$$

$$(1.4)$$

Avec L la longueur du dispositif et Δn_m la différence d'indice effectif entre le mode quasi-TE et le mode quasi-TM en l'absence de champ électrique appliqué.

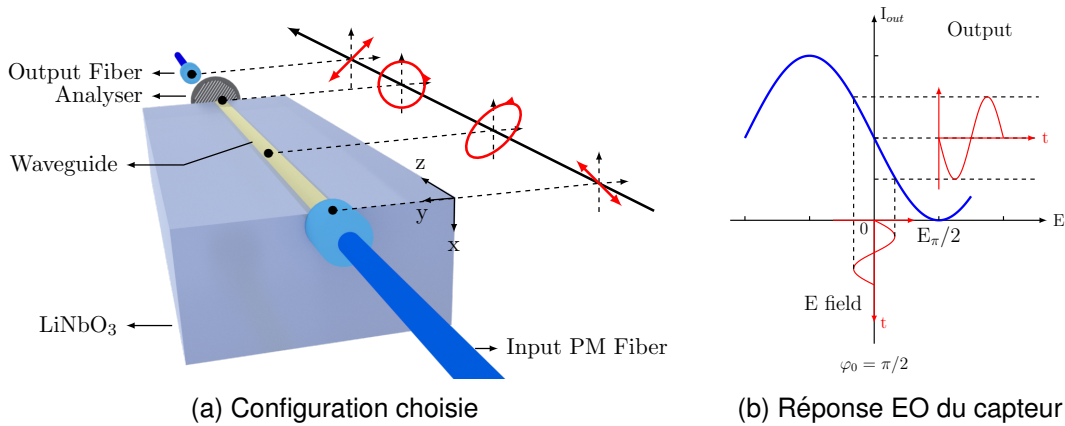


FIGURE 1.9 – (a) Représentation schématique d'un capteur EO intégré à modulation de polarisation. (b) Réponse EO associée à ce type de modulation.

Pour obtenir une réponse optique linéaire avec le champ électrique appliqué la relation 1.1 indique que le déphasage doit être égal à $\pi/2$. Physiquement parlant, un déphasage de $\pi/2$ correspond à une situation où la polarisation en sortie du guide cristal EO est circulaire, le cosinus de la relation 1.1 se transforme en sinus. La fonction de transfert est alors représentée par la Figure 1.9b, où l'on peut voir que le point de fonctionnement se situe bien dans la partie linéaire de la fonction de transfert.

On est alors face à deux cas de figure :

- la biréfringence modale est suffisante pour utiliser le guide d'onde comme une

lame quart d'onde.

- la biréfringence est trop faible, il faut employer des lames de phases préalablement sélectionnées pour que le déphasage total amène à une polarisation circulaire en sortie de guide.

L'objectif est donc pour nous de développer un guide à biréfringence faible, dont la longueur est ajustée pour obtenir $\phi_0 = \pi/2$ en sortie de guide. Il sera alors impératif de développer une méthode précise de contrôle et de mesure de la biréfringence. Il est aussi nécessaire de prévoir l'utilisation de lame de phases ultra-fines pour ajuster la polarisation, tout en gardant les pertes d'insertions faibles.

1.4.2/ DÉPENDANCE EN TEMPÉRATURE : CHOIX DES CRISTAUX

Un des points les plus importants du cahier des charges étant la dépendance en température, commençons par étudier la variation de la fonction de transfert établie précédemment, afin de déterminer les éléments clés qui engendreraient le plus de variations face à la température.

Si on note n_1 l'indice de réfraction vu par la première polarisation et n_2 l'indice de réfraction vu par la deuxième polarisation, alors le bias en sortie de guide vaut :

$$\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1 - n_2)L. \quad (1.5)$$

On peut alors déterminer sa dépendance en température :

$$\frac{\partial \phi}{\partial T} = \frac{2\pi L}{\lambda} \left[\frac{\partial n_1}{\partial T} - \frac{\partial n_2}{\partial T} + \alpha_L(n_1 - n_2) \right] \quad (1.6)$$

où $\alpha_L = 1/L \cdot \partial L / \partial T$ et représente le coefficient d'expansion thermique le long de la direction de propagation.

On peut donc d'ores et déjà voir que réduire la dépendance en température du capteur implique d'utiliser un guide d'onde dont les indices effectifs sont identiques : $n_1 = n_2$. Si cette condition peut être trouvée, quelque soit le type de cristal : isotrope, uniaxe et même biaxe [68], il est préférable d'exploiter une configuration possédant une biréfringence faible. Ainsi, une valeur de $4 \cdot 10^{-5}$ R.I.U. semble un compromis idéal pour assurer une faible dépendance en température et l'obtention d'un déphasage $\phi_0 = \pi/2$ pour un guide centimétrique.

Grâce à ceci, il est alors possible de déterminer le cristal idéal. Le choix doit tenir compte de certains points comme : la maturité technologique, l'efficacité EO et des propriétés thermiques. Ce travail préliminaire de choix de cristal a été, en partie, effectué en amont par le partenaire Kapteos durant le travail de doctorat de Pierre Jarrige [69] dont la thèse a été soutenue en 2013.

Deux cristaux ont été retenus, le premier étant le BSO, un cristal isotrope de symétrie

cubique de la famille des sillénites. Peu utilisée en optique intégrée, l'inscription de guides d'ondes dans le BSO semble, d'après le peu de littérature disponible à ce sujet, un verrou délicat à lever. Le développement de l'optique intégrée sur BSO à un niveau suffisant pour être utilisé comme capteur étant à risque, retenir un second cristal, plus mature technologiquement parlant, pourrait s'avérer utile. Les cristaux anisotropes uniaxes sont largement préférés, mais leurs forts coefficients EO vont de pair avec une forte dépendance en température, liée à leur anisotropie voir aussi à leurs propriétés pyroélectriques. Il est néanmoins possible de contourner cela en propageant la lumière selon l'axe extraordinaire (axe Z). Ainsi la polarisation n'est sensible qu'à l'indice ordinaire du cristal [11].

Si Pierre Jarrige avait sélectionné le tantalate de lithium pour ses travaux, nous avons sélectionné le niobate de lithium à sa place¹². Ce choix du LN en propagation Z pour la mesure du champ électrique a d'ailleurs été entériné par plusieurs équipes [63, 64, 65].

Nous avons donc sélectionné deux cristaux EO complémentaires. Le BSO garantit une grande stabilité en température grâce à sa structure cubique, mais la fabrication est potentiellement risquée, car aucune démonstration n'existe dans la littérature. Par opposition le LN est déjà utilisé dans ce type de configuration, mais de par ses propriétés anisotropes il présente une sensibilité à la température légèrement supérieure au BSO.

1.5/ DÉVELOPPEMENT DU PROJET

Nous avons identifié le besoin, le cahier des charges et les outils permettant de résoudre le résoudre. Il nous reste maintenant à proposer les solutions qui permettront de réaliser ce projet, solutions qui formeront le plan de ce manuscrit.

1.5.1/ CONCEPTION DU CAPTEUR

L'objectif principal de mes travaux consiste à développer un capteur de champ électrique à partir d'un guide d'onde EO à biréfringence faible. Cet objectif principal peut alors être découpé en plusieurs objectifs :

Premièrement, effectuer une étude théorique du comportement EO des deux cristaux (BSO et LN) afin d'obtenir la configuration idéale pour le capteur. Ainsi il faudra identifier les configurations de propagation dans le BSO, facilement accessibles pour la fabrication, et permettant une mesure vectorielle du champ électrique, tout en tenant compte des effets du confinement de la lumière.

12. Le tantalate de lithium, bien qu'intéressant, ne peut être utilisé ici puisque le coefficient EO r_{22} est quasiment nul [70]

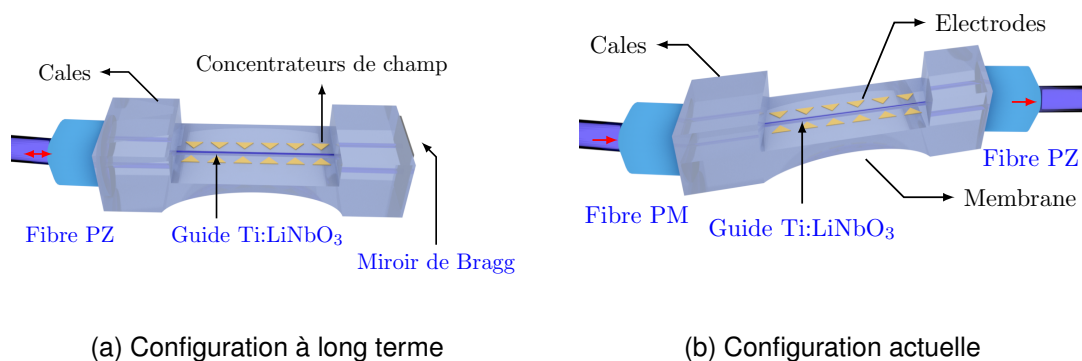


FIGURE 1.10 – Représentations schématiques des configurations : (a) du capteur basé sur un guide d'onde fibré en niobate de lithium en réflexion ; (b) du modulateur EO en polarisation en LN fonctionnant en transmission.

L'amélioration de la sensibilité, en plus du confinement optique de la lumière, doit être aussi recherchée par l'ajout de concentrateurs de champs, visibles en Figure 1.10 et qui feront l'objet d'un développement ultérieur. Nous chercherons également à former une membrane dans le guide d'onde, c'est-à-dire à amincir par le dessous le substrat du guide. À son endroit le plus fin, le guide d'onde ne fera plus que quelques microns : il devrait alors bénéficier d'une meilleure sensibilité. La forme arrondie, visible en Figure 1.10 joue le rôle de transition adiabatique et devrait garantir de faibles pertes d'insertions [71].

Pour ma thèse, je m'intéresserai exclusivement à la configuration en transmission (Figure 1.10b), en visant pour application la détection des champs magnétiques en environnements IRM. À terme, des configurations en réflexion (Figure 1.10a) pourront également être envisagées.

Le confinement de la lumière dans le guide engendre généralement une anisotropie modale faible. Les équations 1.5 et 1.6 montrent que cela induit une dépendance de la réponse EO face aux variations de température. Néanmoins cela peut aussi être utile pour obtenir une polarisation circulaire en sortie du guide d'onde pour se situer dans la zone linéaire. Il devient donc crucial de pouvoir mesurer cette biréfringence modale avec une incertitude inférieure à 10^{-5} RIU pour en estimer les effets, et potentiellement s'en servir pour transformer le guide d'onde en lame quart d'onde. Ce travail sera notamment exploité pour la fabrication du transducteur de signal IRM basé sur un guide d'onde inscrit dans du LiNbO₃ en propagation Z, en chapitre 3.

1.5.2/ DÉVELOPPEMENT D'UNE PLATEFORME PHOTONIQUE SUR BSO

Le BSO est un des principaux représentants de la famille des sillénites avec le BGO, appelé respectivement : Oxyde de Bismuth de Silicium et de Germanium, de formule chimique Bi₁₂(Si/Ge)O₂₀ et présentant des propriétés physico-chimiques et optiques

très proches. Ce sont des cristaux de classe cubique centrée avec des propriétés piézoélectriques, photo-réfractives, élasto-optiques, photo-conductives et électro-optiques. Ils sont transparents sur une très large bande spectrale, essentiellement dans le proche infrarouge, entre 0,5 à 6 μm .

Très apprécié pour ses propriétés, le BSO a été étudié dès les années 1980 et utilisé dans nombre d'applications : le traitement d'image [72], les SLM¹³ [73, 74] et la mémoire optique de lecture Pockels¹⁴ [75, 76]. Cependant, l'engouement pour le BSO a diminué à la fin des années 1990 sans doute en raison de sa difficulté à l'usiner. Le BSO possède un indice de réfraction de 2,459 à 1550 nm et un unique coefficient EO non nul, $r_{41} = 5,4$ pm/V à 1550 nm. Ce cristal est utilisé par Kapteos pour la détection de champ électrique depuis plusieurs années maintenant [21]. Tout le challenge pour ma thèse est de réussir à le structurer pour en faire un microguide EO L'état de l'art ne montrant, au début de ma thèse de telles réalisations.

1.5.2.1/ ÉTAT DE L'ART DE L'OPTIQUE INTÉGRÉE SUR BSO ET BGO

La difficulté de fabrication de guides d'ondes dans le BSO est notamment liée au fait que le conditionnement des *wafers* n'est pas classique, rendant leur emploi peu pratique pour les technologies de salle blanche. En effet, les *wafers* sont typiquement vendus en cubes de 30 x 30 x 3mm³, ce qui est très loin des dimensions 3 ou 4 pouces¹⁵ utilisées en lithographie classique. De plus, nos tests préliminaires ont montré que le BSO est chimiquement attaqué par des acides comme l'acide sulfurique, acétique, nitrique et chlorhydrique qui peuvent intervenir dans les processus de fabrication. Sa densité de 9,14 est aussi nettement supérieure à la plupart des matériaux couramment utilisés en optique. Cela risque de limiter l'utilisation de techniques de fabrication de guides d'ondes comme l'implantation ionique ou la diffusion d'atome. Malgré ces difficultés, les sillénites ont attiré l'attention de nombreux chercheurs qui ont œuvré à l'optique intégrée sur ces cristaux, stimulés par les propriétés optiques attractives de ces matériaux.

Une technique de fabrication qui a été reportée sur le BSO et le BGO¹⁶ est l'implantation ionique. Ici un faisceau d'ions est focalisé à haute énergie dans le cristal, l'implantation entraîne alors une modification du profil d'indice sur une profondeur de quelques μm sous la surface du cristal. La taille du guide d'onde peut être ajustée en modifiant la profondeur d'implantation qui dépend de l'espèce des ions utilisés ainsi que de leur énergie. En 2011, Liu *et al.* [77] ont utilisé cette méthode sur du BSO dopé au néodyme (Nd :BSO), en implantant des ions hélium et carbone.

Un procédé similaire a été utilisé pour le BGO pour des guides planaires [78] ou canaux [79]. Bien qu'ayant permis la fabrication de guides, dans ces cristaux. L'implantation

13. SLM : *Spatial Light Modulator*

14. PROM

15. 1 pouce est équivalent à 25,4 mm.

16. Comme les propriétés du BGO sont très proches du BSO, j'ai inclus le BGO dans cet état de l'art.

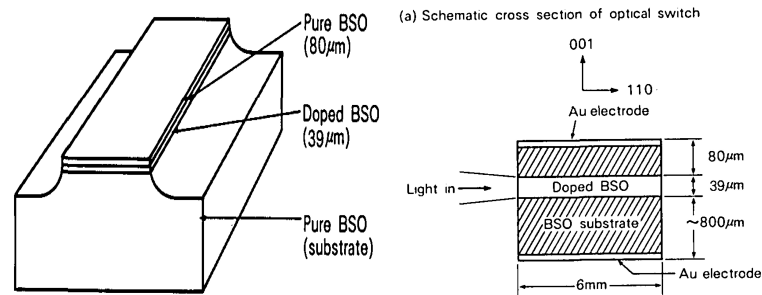


FIGURE 1.11 – Représentation schématique du guide d'onde et du commutateur optique imaginé par Tada *et al.* [82].

ionique possède quelques inconvénients. D'une part, elle nécessite un équipement coûteux et un système de protection pour les utilisateurs. D'autre part, l'implantation d'ions à hautes énergies dans le cristal peut avoir un impact sur la maille cristalline [80]. Il existe des risques de création de défauts, d'une amorphisation de la surface voire même d'un début de gravure et l'apparition de canaux ioniques. Ces défauts pourraient à terme engendrer d'importantes pertes de propagations.

Aucun des travaux ci-dessus n'a traité le comportement EO des guides usinés. En plus des propriétés photoréfractives et EO, les sillénites possèdent une forte photoconduction alliée à une haute résistance obscure. Il est alors possible de photo-inscrire un guide d'onde dans le matériau. C'est ce qu'ont montré Hayashi *et al.* [81] en 1978, en modifiant localement l'indice du BSO grâce à un motif inscrit sur la longueur du cristal. L'inconvénient majeur de cette photo-inscription réside dans le fait qu'elle n'est pas permanente. Les auteurs rapportent qu'au fil du temps, généralement après quelques minutes, le cristal reprend sa configuration initiale.

Une autre approche a été envisagée par Tada *et al.* [82] afin de créer un nouveau commutateur optique contrôlé optiquement. Ils ont ainsi réalisé un guide d'onde en BSO par croissance épitaxiale en phase liquide. La structure du guide, montrée sur la Figure 1.11 est constituée de deux couches épitaxiées sur un substrat de BSO pur. La couche du milieu, d'une épaisseur de 39 μm , assure le guidage de la lumière par un dopage de CaCO_3 ou de Ga_2O_3 , qui augmente localement l'indice de réfraction du matériau et diminue son absorption. Puis ils ont fait croître une deuxième couche épitaxiée en BSO pur de 80 μm par dessus la couche dopée. Le confinement est ici purement vertical puisque les couches épitaxiées ont une largeur de 450 μm , soit 300 fois plus large que la longueur d'onde. Le guide d'une longueur, de 6 mm, parallèle à la direction cristallographique $\langle 110 \rangle$ du BSO, présente des pertes de propagation de l'ordre de 10 dB/cm à 633 nm. Les pertes sont trop importantes pour nos spécifications : à savoir des pertes inférieures à 1 dB/cm.

Quant aux caractérisations EO, la fonction de commutation est assurée par l'application d'un champ électrique au moyen d'électrodes déposées de part et d'autre des différentes

couches et espacées d'environ 900 μm , ainsi la tension demi-onde du système est de 670 V. Tada *et al.* ont donc réussi à fabriquer un guide d'onde en BSO disposant d'électrodes, néanmoins on peut noter que la tension demi-onde est proche des configurations utilisant des cristaux massifs. La croissance épitaxiale a aussi été utilisée par Youden *et al.* sur le BGO [83].

Références	Liu et al [77]	Tada et al [82]	Youden et al [83]
Méthode	Implantation	Épitaxie	
Type de guide	planaire	planaire	planaire
Pertes	-	10 dB/cm	-
n_{eff}	2.4615 (TM)	-	2.27 et 2.40
Modes	-	multimodes	monomode
Matériaux	Nd :BSO	CaCaO ₃ :BSO	BGO

TABLE 1.2 – Comparatif entre les divers travaux les plus complets sur la fabrication de guides d'onde en BSO ou BGO. Les diverses mesures sont données pour une longueur d'onde de 633 nm.

Cette recherche bibliographique confirme l'intérêt du BSO pour la photonique intégrée grâce à ses propriétés intéressantes. On note aussi l'existence d'un verrou technologique consistant en la mise en œuvre de guides d'ondes, à faibles pertes avec un confinement latéral micrométrique. Sans celui-ci, les champs électriques appliqués pour profiter des propriétés du BSO seraient semblables à ceux appliqués sur des cristaux massifs. On perdrait alors un des bénéfices de l'optique intégrée en terme de pertes et de confinement local des champs électriques.

Un des enjeux de ma thèse était donc de développer des guides d'ondes EO en BSO avec leurs électrodes, à l'aide de techniques si possibles simples à mettre en œuvre, et permettant des pertes de propagation inférieures à 1 dB/cm, et présentant une bonne efficacité EO. Nous allons voir en chapitre 2 quelle configuration choisir, ainsi que les développements permettant d'aboutir aux premiers guides EO BSO. Le chapitre 3 montrera une alternative plus mûr technologiquement à base de LN en propagation Z.

1.5.2.2/ LA POLARISATION DE LA LUMIÈRE EN OPTIQUE GUIDÉE

Du côté des fibres optiques, les fibres à maintien de polarisation (PM), à forte biréfringence, ne modifient pas la polarisation lorsque celle-ci est alignée selon un des axes neutres de la fibre. En cas d'un mauvais alignement, la polarisation est modifiée au cours de sa propagation dans la fibre. La polarisation est alors soumise à des variations temporelles selon les contraintes mécaniques ou thermiques subies par la fibre PM. À l'inverse, les fibres polarisantes ne peuvent propager que la polarisation alignée selon l'axe passant. En revanche, le taux d'extinction de ces fibres dépend des contraintes qui sont appliquées sur celle-ci, ce qui peut être ennuyeux pour notre application puisque

nous les utilisons comme analyseur.

Obtenir une polarisation circulaire en sortie d'une fibre optique n'est donc pas possible avec ce type de fibres¹⁷. De plus, l'utilisation de lames quart d'onde classiques entraînerait une augmentation des pertes d'insertions, car elles ont souvent une épaisseur largement supérieure à 50 μm , en plus d'être sujettes aux variations de température.

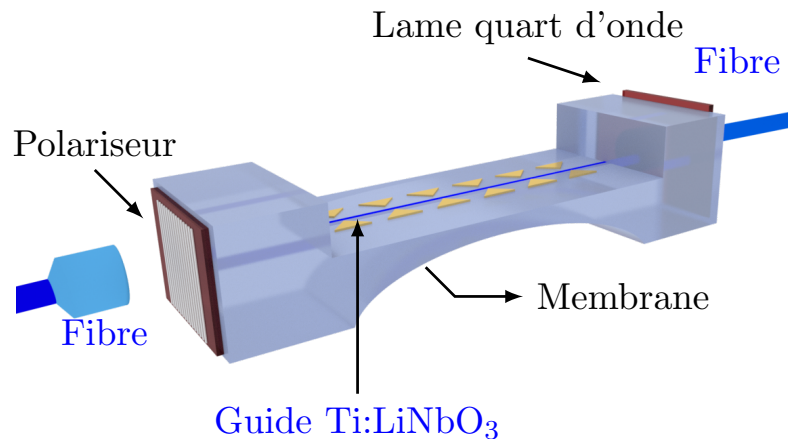


FIGURE 1.12 – Représentation des différents éléments contrôlant la polarisation pour assurer un fonctionnement optimal du capteur.

Il est donc nécessaire de trouver des solutions pour contrôler efficacement la polarisation. Pour cela, on a eu recours à la littérature pour trouver la méthode appropriée. Le choix final de la structure se basera sur un compromis entre la simplicité du dispositif défini par le coût de fabrication et la disponibilité des équipements de fabrication sur site. Cela se traduit dans notre cas par une faible épaisseur (une dizaine de microns) pour obtenir de faibles pertes d'insertions, et par un fonctionnement à 1550 nm indépendant en température. L'ajout de ces éléments sur le guide fibré est représenté en Figure 1.12. C'est ce que j'aborderai en chapitre 4.

1.6/ CONCLUSION

La collaboration entre notre équipe de recherche et l'entreprise Kapteos s'inscrit dans une relation à long terme grâce à la succession de plusieurs projets communs. Le but ici est de développer une sonde EO pour la mesure de champ électrique indépendante en température, sensible et compacte, avec deux options ciblées.

Nous avons vu dans ce chapitre le contexte des besoins de mesure des champs électriques et montré la nécessité de développer des guides électro-optiques à faible

17. Les solutions existantes n'étant pas assez fiables et ne correspondant pas au cahier des charges.

biréfringence et des solutions intégrés de contrôle de polarisation. Le chapitre suivant détaille comment lever les verrous de fabrications des guides EO BSO.

2

CHAPITRE II : BSO

2.1/ INTRODUCTION

Nous avons vu en chapitre 1 l'intérêt de développer des configurations intégrées dans des matériaux à biréfringence faible (typiquement $\leq 10^{-5}$ RIU). Nous avons vu également que les sillénites, et plus particulièrement le BSO, sont d'excellents candidats pour viser cette faible biréfringence. Dans ce deuxième chapitre, nous déterminerons plus précisément quelles sont les orientations à privilégier pour la détection des champs électriques, quelle stratégie développer pour la fabrication, et les premiers résultats de caractérisations EO. Une des applications est le développement de capteurs EO de champs électrique à point de fonctionnement indépendant de la température.

2.2/ RECHERCHE DE LA CONFIGURATION OPTIMALE POUR LE CAPTEUR

Il s'agit ici de déterminer quelles directions de propagation, coupe et polarisation d'entrée permettent une détection optimale en termes de sensibilité.

2.2.1/ PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES CRISTAUX EO

Commençons par définir l'ellipsoïde des indices et l'effet électro-optique.

2.2.1.1/ L'ELLIPSOÏDE DES INDICES

L'ellipsoïde des indices est l'outil de prédilection pour étudier l'évolution de la biréfringence au sein d'un matériau. Cette surface tridimensionnelle décrit l'extrémité du vecteur induction électrique \vec{D} normalisé. Elle permet également de déterminer l'indice

de phase vu par chacune de ses composantes. Son équation s'écrit sous la forme 2.1 :

$$[x, y, z] \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{n_x^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_y^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n_z^2} \end{pmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = 1 \quad (2.1)$$

Où (x, y, z) sont les coordonnées du vecteur \vec{D} normalisé dans le repère $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$, repère choisi de façon à ce que l'ellipsoïde ait une forme canonique en l'absence de perturbation extérieure. Dans le cas des sillénites les axes (Ox) , (Oy) , (Oz) coïncident avec les axes cristallins. Les axes (Ox) , (Oy) , (Oz) sont aussi appelés axes neutres : une polarisation rectiligne parallèle à l'un de ces axes ne sera pas modifiée durant sa propagation dans le matériau. Les indices de réfraction $n_{x,y,z}$ correspondent alors aux indices de réfraction respectivement associés à chacun des axes neutres. D'après l'équation 2.1 on remarque que l'ellipsoïde peut exister sous trois formes différentes, formant trois types de milieux :

- isotropes lorsque tous les indices sont égaux : $n_x = n_y = n_z$,
- anisotrope uniaxe si $n_x = n_y \neq n_z$ ou $n_x = n_z \neq n_y$ ou $n_y = n_z \neq n_x$
- anisotrope biaxe si $n_x \neq n_y \neq n_z$ et $n_x \neq n_z$.

L'ellipsoïde des indices du BSO en l'absence de champ électrique a un comportement isotrope puisque ses trois indices cristallins sont égaux. Or dans le cas des milieux isotropes, l'ellipsoïde des indices est, en l'absence de champ électrique, une sphère.

Le LiNbO_3 , qui sera étudié au chapitre suivant, est quant à lui anisotrope uniaxe : l'intersection de l'ellipsoïde avec le plan d'onde, le plan perpendiculaire au vecteur d'onde, forme une ellipse. Dans ce cas, lorsque l'onde se propage selon l'axe extraordinaire, les deux polarisations se propageant voient le même indice. Cette intersection devient donc un cercle.

Selon le type de maille cristalline et leurs propriétés associées, l'ellipsoïde des indices est modifié par de nombreuses influences externes : la température, l'intensité de la lumière et les champs électriques. Ce dernier cas caractérise l'effet Pockels.

2.2.1.2/ EFFET POCKELS

L'effet Pockels se manifeste par la modification de l'indice de réfraction des cristaux non centro-symétriques lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique extérieur \vec{E} . On parle alors de cristaux électro-optiques. Cette relation linéaire entre la variation d'indice du cristal et le champ électrique modifie les propriétés physiques (amplitude, phase et polarisation) de la lumière le traversant. Ainsi les cristaux cubiques ayant une biréfringence intrinsèque nulle comme le BSO deviennent biréfringents sous l'effet de l'application d'un champ électrique extérieur.

Cet effet peut être évalué à partir du tenseur électro-optique, qui indique la variation de l'inverse de la permittivité électrique $\Delta \frac{1}{n_i^2}$ en présence d'un champ électrique, et qui, dans le cas des sillénites, a la forme suivante (eq. 3.2) :

$$[r] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

où $r_{41} = 5.4$ pm/V à 1550 nm pour le BSO à basse fréquence¹[69].

La variation $\Delta \frac{1}{n_i^2}$ induite dans la direction i par un champ électrique $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$ se déduit du tenseur électro-optique $[r]$ par l'équation 2.3 :

$$\Delta \frac{1}{n_i^2} = \sum_{j=1}^3 r_{ij} \cdot E_j, \quad (2.3)$$

où i varie de 1 à 6 et suit la loi de contraction des indices 2.4 :

$$1=xx \quad 2=yy \quad 3=zz \quad 4=yz \quad 5=xz \quad 6=xy \quad (2.4)$$

L'équation de l'ellipsoïde des indices en présence d'un champ électrique se déduit de l'équation 2.3 en appliquant à chacune des directions i la variation $\Delta \frac{1}{n_i^2}$ associée :

$$x^2 \left(\frac{1}{n_x^2} + \Delta \frac{1}{n_1^2} \right) + y^2 \left(\frac{1}{n_y^2} + \Delta \frac{1}{n_2^2} \right) + z^2 \left(\frac{1}{n_z^2} + \Delta \frac{1}{n_3^2} \right) + 2 \left(yz \cdot \Delta \frac{1}{n_4^2} + xz \cdot \Delta \frac{1}{n_5^2} + xy \cdot \Delta \frac{1}{n_6^2} \right) = 1 \quad (2.5)$$

Ce qui permet d'aboutir, pour les sillénites, à l'équation associée 2.6 :

$$\frac{x^2}{n^2} + \frac{y^2}{n^2} + \frac{z^2}{n^2} + 2r_{41}E_x \cdot yz + 2r_{41} \cdot E_y \cdot xz + 2r_{41} \cdot E_z \cdot yx = 1 \quad (2.6)$$

Où n est l'indice de réfraction du matériau : $n=2,459$ à 1550 nm. Sous forme matricielle, l'ellipsoïde des indices pour les sillénites prend alors la forme 2.7 :

$$[x, y, z] \cdot \begin{bmatrix} 1/n^2 & r_{41}E_z & r_{41}E_y \\ r_{41}E_z & 1/n^2 & r_{41}E_x \\ r_{41}E_y & r_{41}E_x & 1/n^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = 1 \quad (2.7)$$

1. En régime non contraint, en dessous des fréquences piézoélectriques.

L'équation 2.7 nous montre que le champ électrique \vec{E} peut induire deux types de déformations de l'ellipsoïde des indices :

- **Rotation de la direction des axes neutres** : elle se manifeste par l'apparition de termes croisés (hors diagonale) de l'ellipsoïde des indices 2.7 : une rotation du repère s'impose pour retrouver les axes propres du système.
- **Contraction ou élongation de l'ellipsoïde selon les axes propres** : elle se manifeste par une modification des termes diagonaux de l'ellipsoïde des indices lorsqu'il est sous sa forme canonique.

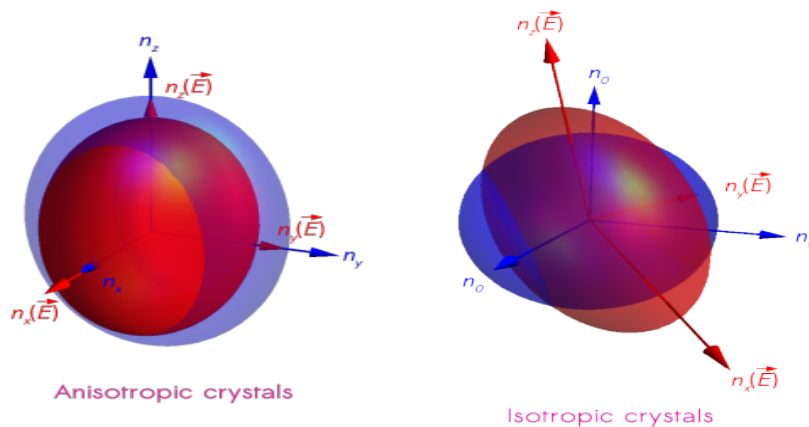


FIGURE 2.1 – La déformation de l'ellipsoïde des indices sous l'effet d'un champ électrique dépend de sa forme originale, crédit : Kaptéos.

2.2.2/ CHOIX DES DIRECTIONS DE PROPAGATION ET PROBLÉMATIQUE LIÉE À L'OPTIQUE GUIDÉE

L'objectif ici est de déterminer quelles sont les orientations cristallines propices à la réalisation de capteurs de champs électriques, pour optimiser la sensibilité du capteur.

2.2.2.1/ CHOIX DES DIRECTIONS DE PROPAGATION

D'après Duvillaret et al [46], la sensibilité d'un cristal cubique comme le BSO est vectorielle. Elle dépend de la direction de propagation² de la lumière dans le cristal et sa polarisation. À partir de ces travaux, nous avons identifié deux directions cristallographiques potentiellement intéressantes et facilement approvisionnées pour le BSO : les directions [100] et [110]³ :

- Si la lumière se propage dans la direction [100], la sensibilité électro-optique est dite longitudinale, c'est-à-dire que la biréfringence induite dépend de la composante du champ parallèle au vecteur d'onde \vec{k} .

2. La direction de propagation de l'onde est définie par le vecteur d'onde \vec{k} de la lumière.

3. Pour les cristaux cubiques, les directions cristallographiques [100], [010] et [001] sont strictement équivalentes du point de vue optique et électro-optique. De la même façon, les directions [110], [011] et [101] sont équivalentes entre elles.

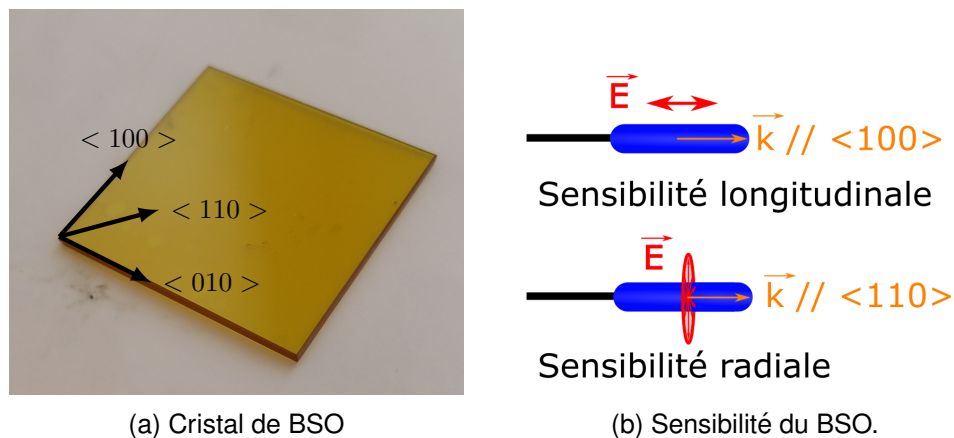


FIGURE 2.2 – (a) Les cristaux de BSO achetés possèdent deux types de directions cristallographiques facilement accessibles. (b) La sensibilité d'un capteur basé sur un cristal en BSO dépend de ses directions.

- A contrario la direction $[110]$ possède une sensibilité dite radiale, c'est-à-dire que la biréfringence induite est cette fois liée à la composante de \vec{E} qui est dans le plan d'onde, perpendiculaire à la direction de propagation.

En structurant des guides d'ondes selon ses deux directions cristallographiques on pourrait alors mesurer les trois composantes d'un champ électrique, comme le montre la Figure 2.2b.

Les travaux menés jusqu'ici et mentionnés ci-dessus sur les sondes électro-optiques à base de BSO ont toujours été réalisés dans le cristal massif, non structuré en guide, et dont la biréfringence intrinsèque est nulle. Or la structuration du matériau en guide ruban induit une asymétrie, qui crée elle-même une légère biréfringence : l'indice de réfraction effectif n'est plus strictement le même pour les modes guidés quasi-TE et quasi-TM. Elle est nommée dans ce manuscrit : biréfringence modale et notée Δn_m . Un des enjeux de ma thèse est de vérifier que cette biréfringence induite est bien faible (c'est-à-dire inférieure à 10^{-4} RIU). Puis il faut quantifier ses effets sur l'ellipsoïde des indices pour en déduire finalement l'efficacité électro-optique.

J'ai commencé par évaluer cette biréfringence modale à l'aide d'une simulation par éléments finis (F.E.M.)⁴ à l'aide du logiciel COMSOL. Pour cela j'ai simulé un guide ruban qui fait $15\ \mu\text{m}$ de haut et $8\ \mu\text{m}$ de large ce qui correspond à un des guides que nous avons réalisés. Le résultat est présentée en Figure 2.3, les calculs montrent une biréfringence modale de $0,5 \cdot 10^{-4}$ R.U.I.

Suivant les paramètres géométriques (hauteur, largeur du guide) les valeurs calculées numériquement s'étalent typiquement entre 10^{-5} et 10^{-4} RIU. Ces valeurs sont inférieures d'au moins un ou deux ordres de grandeur aux valeurs de biréfringence des cristaux anisotropes comme le niobate de lithium ($\Delta n = 7 \cdot 10^{-2}$ à $1550\ \text{nm}$). Ceci confirme que même si une biréfringence apparaît dans les guides BSO, elle reste néanmoins faible devant des cristaux à symétrie non cubique, et compatible avec nos spécifications.

4. FEM : Finite Element Method

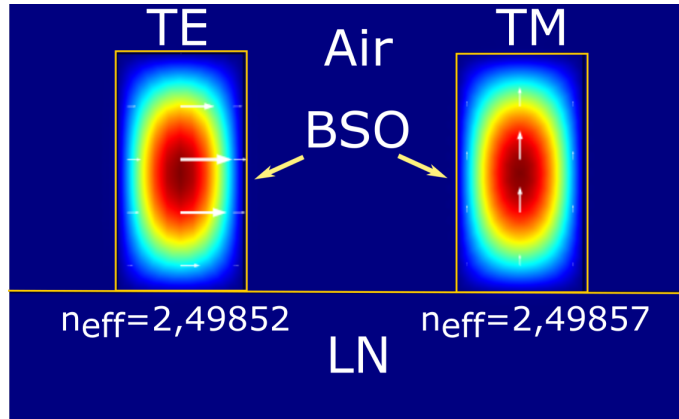


FIGURE 2.3 – Répartition de la norme du champ électrique du mode fondamental d'un guide en BSO obtenue par simulation par éléments finis (COMSOL). Les flèches blanches indiquent la direction majoritaire du champ électrique, montrant l'existence de deux modes dégénérés : le mode TE_0 et TM_0 .

Cependant même faible, cette biréfringence modale peut avoir une influence sur le comportement EO du guide.

2.2.2.2/ MISE EN ÉQUATION DE LA FAIBLE ANISOTROPIE MODALE

Il s'agit maintenant d'évaluer l'effet électro-optique dans des guides BSO en prenant en compte leur légère biréfringence. Pour cela, on introduit trois indices de réfraction n_x , n_y , n_z qui correspondent aux indices de phase effectifs du guide en l'absence de champ électrique appliqué dans le repère cristallin (Oxyz). On reprend alors la forme matricielle 2.7 que nous avons vue dans le cas du cristal massif, pour la modifier en l'équation 2.8 qui prend en compte l'anisotropie modale du guide :

$$[x, y, z] \cdot \begin{bmatrix} 1/n_x^2 & r_{41}E_z & r_{41}E_y \\ r_{41}E_z & 1/n_y^2 & r_{41}E_x \\ r_{41}E_y & r_{41}E_x & 1/n_z^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = 1 \quad (2.8)$$

L'équation 2.8 nous montre que l'interaction entre le champ électrique et le cristal EO modifie son ellipsoïde des indices. Les termes croisés qui apparaissent en présence de \vec{E} lui font perdre sa forme canonique, il est alors nécessaire de trouver la nouvelle base propre (OX'YZ') de l'ellipsoïde et les indices associés. Ce problème tridimensionnel n'est pas simple à résoudre. Duvillaret *et al* ont montré une technique habile permettant d'évaluer la biréfringence induite par le champ électrique à partir de l'ellipsoïde 2.8 lorsque la direction de propagation est fixée.

Il suffit d'effectuer un changement de repère en faisant coïncider le nouvel axe (OZ') avec la direction du vecteur d'onde, à l'aide de deux rotations. C'est une méthode simple et élégante qui permet de transformer un problème tridimensionnel en problème bidimensionnel, car il suffit alors de trouver quels sont les axes propres de l'ellipse qui correspondent à l'intersection de l'ellipsoïde avec le plan d'onde. Les transforma-

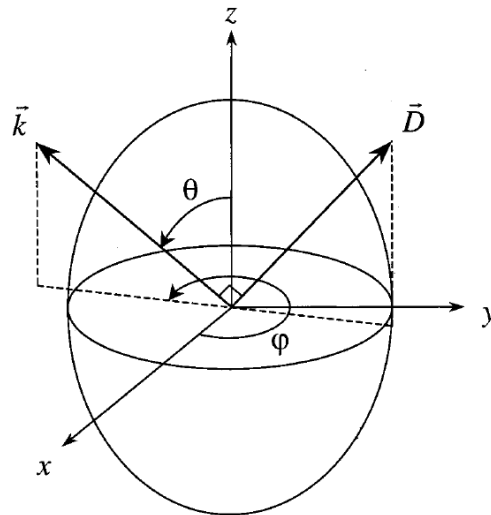


FIGURE 2.4 – Les changements de repère effectués par Duvillaret *et al* [46] transforment les coordonnées du système de façon à amener l’axe Oz sur \vec{k} .

tions utilisées par Duvillaret *et al* sont montrées en Figure 2.4. Nous allons les décliner dans deux cas de figure évoqués précédemment : propagation [100] et propagation [110].

2.2.3/ MODÉLISATION DU COMPORTEMENT EO DE LA PROPAGATION (100)

Dans le cas d’une propagation [001], l’axe (OZ) correspondant à l’axe de propagation coïncide avec l’axe (Oz) puisque la propagation se fait selon la direction [001]⁵. Le nouvel axe (OZ) reste identique à (z) puisque l’axe (Oz), qui correspond à la direction [001], est déjà la direction de propagation. Une représentation de cette configuration est donnée sur la Figure 2.5. L’intersection entre le plan d’onde (d’équation $z = 0$) et l’ellipsoïde des indices 2.8 décrit alors une ellipse dont la forme est donnée par l’équation 2.9 :

$$[x, y] \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n_x^2} & r_{41} E_z \\ r_{41} E_z & \frac{1}{n_y^2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = 1 \quad (2.9)$$

L’absence des composantes E_x et E_y dans l’équation de l’ellipse montre que la biréfringence induite ne sera donc sensible qu’à la composante longitudinale (E_z) du champ électrique appliqué. Ce résultat, déjà annoncé dans le paragraphe précédent dans le cas de sondes massives, n’est donc pas modifié par la biréfringence modale.

Les termes croisés de l’équation 2.9 indiquent que pour retrouver la forme canonique de l’ellipsoïde des indices, il faut effectuer une rotation du repère : les axes propres de l’ellipsoïde des indices tournent en présence d’un champ électrique. Entre d’autres termes,

5. Du point de vue EO, cette configuration est strictement identique à une propagation selon l’axe [100] et [010].

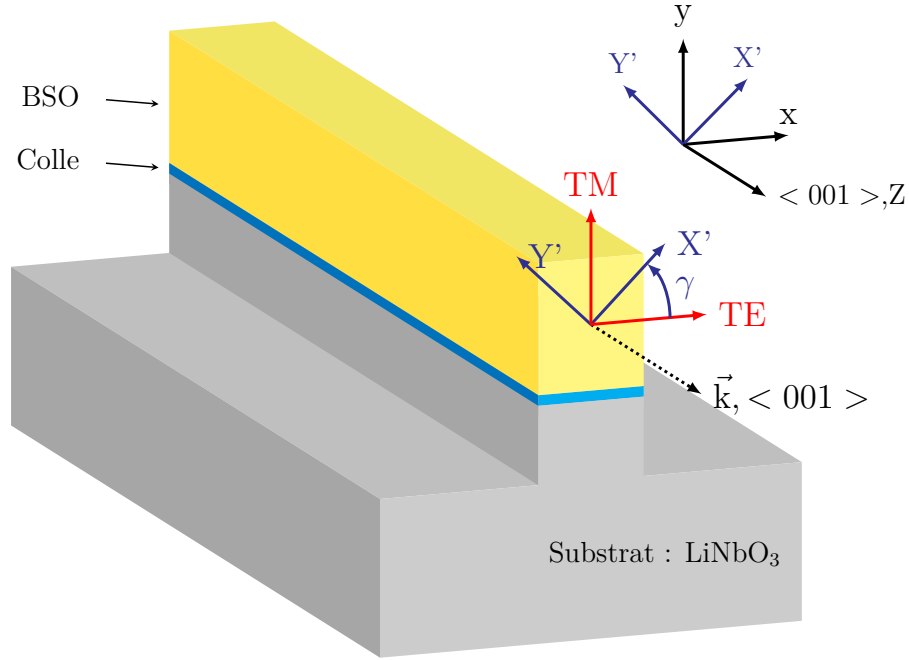


FIGURE 2.5 – Schéma représentant la configuration de propagation [100].

la nouvelle forme canonique de l'ellipse peut être trouvée grâce à une rotation du repère (Oxy) d'un angle γ par rapport à l'axe (Oz). Cet angle γ entre l'axe (Ox) et le nouvel axe (OX') est donné par la relation 2.10 :

$$\tan 2\gamma = \frac{-2r_{41}E_z}{\frac{1}{n_y^2} - \frac{1}{n_x^2}} \quad (2.10)$$

On peut alors exprimer l'ellipse sous sa forme canonique 2.11 dans le repère (OX'Y') :

$$[X', Y'] \cdot \begin{bmatrix} \frac{\cos^2 \gamma}{n_x^2} + \frac{\sin^2 \gamma}{n_y^2} + r_{41}E_z \sin 2\gamma & 0 \\ 0 & \frac{\cos^2 \gamma}{n_y^2} + \frac{\sin^2 \gamma}{n_x^2} - r_{41}E_z \sin 2\gamma \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X' \\ Y' \end{bmatrix} = 1 \quad (2.11)$$

Les termes diagonaux de la matrice sont liés aux indices associés aux axes propres, la relation étant donnée par l'équation 2.13 :

$$\frac{1}{n_+^2} = \frac{\cos^2 \gamma}{n_x^2} + \frac{\sin^2 \gamma}{n_y^2} + r_{41}E_z \sin 2\gamma \quad (2.12)$$

$$\frac{1}{n_-^2} = \frac{\cos^2 \gamma}{n_y^2} + \frac{\sin^2 \gamma}{n_x^2} - r_{41}E_z \sin 2\gamma \quad (2.13)$$

En remplaçant l'expression de γ en fonction des indices n_x et n_y , on parvient à l'expression 2.14 équivalente à 2.13 :

$$\frac{1}{n_{\pm}^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_x^2} + \frac{1}{n_y^2} \pm \sqrt{\left(\frac{1}{n_x^2} - \frac{1}{n_y^2} \right)^2 + 4 \cdot r_{41}^2 \cdot E_z^2} \right) \quad (2.14)$$

Ainsi, nous avons en équation 2.14 l'expression des indices de réfraction propres en présence d'un champ électrique lorsque l'anisotropie modale est prise en compte.

Nous pouvons alors considérer deux cas de figure :

Cas isotrope Dans le cas où la biréfringence modale est faible devant la biréfringence induite (ce qui est vérifié quand $(\frac{1}{n_x^2} - \frac{1}{n_y^2})^2 \ll 4 \cdot r_{41}^2 \cdot E_z^2$), alors le guide BSO se comporte comme un cristal massif isotrope : les axes propres sont orientés à $\gamma=45^\circ$ des axes cristallins, et l'expression des indices de réfraction propres se simplifie en l'équation 2.15 :

$$\frac{1}{n_{\pm}^2} = \frac{1}{n_o^2} \pm r_{41} \cdot E_z \quad (2.15)$$

où $n_o=2,459$ est l'indice du matériau à la longueur d'onde de 1550 nm. Comme $r_{41}=5.4$ pm/V, le terme $r_{41} \cdot E_z$ est très petit devant $\frac{1}{n_o^2}$, un développement limité au premier ordre permet de simplifier l'expression 2.15 en 2.16 :

$$n_{\pm} = n_o \mp \frac{n_o^3 \cdot r_{41} \cdot E_z}{2} \quad (2.16)$$

La biréfringence EO (Δn_E) induite par le champ électrique vaut donc :

$$\Delta n_E = n_- - n_+ = n_o^3 \cdot r_{41} \cdot E_z \quad (2.17)$$

On obtient alors la réponse optique suivante :

$$I = \frac{E_o^2}{2} \left(1 - \sin \left(\frac{\pi \cdot \Delta n \cdot L}{\lambda} \right) \right) \quad (2.18)$$

L'équation 2.18 est obtenue en supposant que la polarisation d'entrée du guide est linéaire : \vec{E}_e est à 45° des axes propres et donc suivant un des axes cristallins (Ox) ou (Oy). On choisit par exemple $\vec{E}_e = E_o \exp(j(\omega t - kz)) \vec{e}_x$, et l'axe de l'analyseur est alors orienté selon l'axe (Oy) (voir Figure 2.5).

Le sinus de l'équation 2.18 suppose par ailleurs que le guide fonctionne dans sa zone linéaire, c'est-à-dire que la polarisation en amont de l'analyseur est circulaire, en insérant une lame quart d'onde entre le guide et l'analyseur par exemple.

Il nous faut maintenant estimer si sensibilité prévue est altérée en présence de biréfringence modale :

Cas anisotrope Dans le cas anisotrope, la biréfringence modale n'est plus négligeable devant la biréfringence induite. L'expression 2.14 qui exprime les indices de réfraction en présence de E_z peut néanmoins se simplifier en considérant que la biréfringence modale Δn_m est faible devant l'indice de réfraction du matériau : $\Delta n_m = n_y - n_x \ll n_x$. Nous considérerons aussi que les deux contributions : biréfringence modale et biréfringence induite, sont également faibles devant les indices de réfraction, ce qui signifie que le terme de droite de l'équation 2.14 : $\zeta = \left(\frac{1}{n_x^2} - \frac{1}{n_y^2} \right)^2 + 4 \cdot r_{41}^2 \cdot E_z^2$ est négligeable au second

ordre devant $\frac{1}{n_x^2}$. Un développement limité au premier ordre nous permet alors de simplifier l'expression 2.14 puis d'exprimer les indices de réfraction propres pour obtenir l'équation 2.19 :

$$n_{\pm} = n_x + \frac{1}{2} \cdot \Delta n_m \mp \frac{\zeta \cdot n_x^3}{4} \quad (2.19)$$

où ζ est donnée par l'expression 2.20

$$\zeta = \sqrt{\frac{4 \cdot \Delta n_m^2}{n_x^6} + 4 \cdot r_{41}^2 \cdot E_z^2} \quad (2.20)$$

La biréfringence induite par le champ électrique est alors exprimée par l'équation 2.21 :

$$\Delta n = n_- - n_+ = \frac{1}{2} \cdot \zeta \cdot n_x^3 \quad (2.21)$$

Il est bon de noter que si $\Delta n_m = 0$, nous retrouvons bien les expressions du modèle isotrope. L'effet de l'anisotropie modale peut se manifester sous trois aspects :

- l'équation 2.21 montre que si le champ électrique E_z est faible (i.e. si $E_z \ll \frac{\Delta n_m}{r_{41} \cdot n_x^6}$), la biréfringence induite est alors proportionnelle au carré du champ électrique, ce qui peut altérer la linéarité de la réponse du capteur pour les champs faibles.
- l'équation 2.10 nous montre que les axes propres tournent en fonction du champ électrique appliqué, ce qui modifie également la réponse du capteur si les polariseurs d'entrée et de sortie restent fixes.
- la biréfringence modale induit un déphasage dans le guide entre entrée et sortie, même en l'absence d'un champ électrique appliqué.

Pour évaluer les effets conjugués de ces trois contributions, reprenons un champ électrique de l'onde optique qui entre dans le guide avec une polarisation parallèle à l'axe cristallin (Ox) : $\vec{\mathcal{E}}_e = \mathcal{E}_0 \exp(j(\omega t - kz)) \vec{e}_x$ en notation complexe, où \mathcal{E}_0 est l'amplitude du champ électrique en entrée, ω est sa pulsation et k le module du vecteur d'onde. A la sortie du guide de longueur L , ce champ électrique devient, dans le repère propre (OX'Y') :

$$\vec{\mathcal{E}}_s = \mathcal{E}_0 \exp(j\omega t) \cdot \begin{bmatrix} \cos \gamma \cdot \exp\left(\frac{-2j\pi n_+ L}{\lambda}\right) \\ -\sin \gamma \cdot \exp\left(\frac{-2j\pi n_- L}{\lambda}\right) \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

En sortie de l'analyseur orienté selon l'axe(Oy), l'intensité lumineuse est alors :

$$I_s = \frac{\mathcal{E}_0^2}{2} \sin^2(2\gamma) \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi L}{\lambda} \cdot \Delta n\right) \right] \quad (2.23)$$

La Figure 2.6a indique comment l'angle γ de l'axe propre (Ox) avec (Oy) varie en fonction de E_z , et la Figure 2.6b indique l'intensité résultante. Il est à remarquer que dans le cas des champs faibles devant 1 MV/m, l'angle de rotation des axes propres γ est proche de 0. Dans ce cas, la polarisation d'entrée parallèle à (Ox) n'est pas optimale pour la sensibilité du capteur : cela se manifeste en figure 2.6b par une intensité proche de zéro

en champ faible. Recalculons l'intensité de sortie dans le cas où la polarisation d'entrée fait un angle α avec (Ox), et où l'analyseur de sortie est à 90° de la polarisation d'entrée. Dans ce cas, l'expression de l'intensité de sortie est donnée par l'expression 2.24 :

$$I_s = \frac{\mathcal{E}_0^2}{2} \cdot \sin^2(2(\alpha - \gamma)) \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi L}{\lambda} \cdot \Delta n\right) \right] \quad (2.24)$$

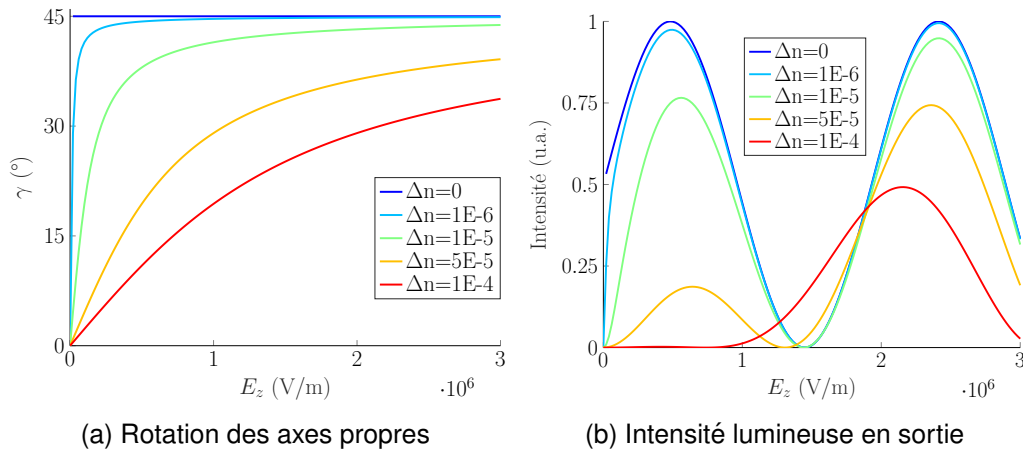


FIGURE 2.6 – Caractéristiques EO du guide BSO en propagation [001], lorsque la polarisation d'entrée est rectiligne parallèle à (Ox) ($\alpha = 0^\circ$), et l'analyseur de sortie est parallèle à (Oy), pour 1 cm de guide BSO. L'évaluation est faite pour différentes valeurs de biréfringences modales. (a) Rotation des axes propres en fonction du champ électrique appliqué. (b) Intensité lumineuse après l'analyseur.

Remarquons que dans le cas isotrope avec une injection selon (Ox), c'est-à-dire $\gamma = 45^\circ$ et $\alpha=0$, nous retrouvons l'équation 2.18, et que dans le cas anisotrope toujours avec une injection suivant (Ox) ($\alpha=0$), nous retrouvons l'équation 2.23. Nous retenons de cette équation que pour la détection des champs faibles avec un guide anisotrope, comme γ est proche de zéro, nous avons avantage, pour optimiser la sensibilité, à choisir la polarisation d'entrée de façon à ce que $\sin^2(2(\alpha - \gamma))$ soit proche de 1, ce qui signifie ici que $\alpha=45^\circ$. La figure 2.7 montre le comportement du guide dans ce cas. Nous retiendrons de cette figure que pour des champs faibles, la sensibilité du capteur décroît avec la biréfringence et qu'il est souhaitable que la biréfringence du guide soit inférieure à $5 \cdot 10^{-5}$ RIU. pour préserver une bonne sensibilité du capteur.

Nous retiendrons de ce paragraphe que pour un guide BSO ayant une direction de propagation suivant un des axes cristallins ([001] par exemple), deux cas de figure sont à retenir, suivant l'amplitude des champs électriques à étudier :

- **Champs électriques forts** : cette situation correspond au cas où la biréfringence induite est forte devant la biréfringence modale, typiquement pour des champs électriques supérieurs à 2 MV/m. Dans ce cas, le capteur se comporte comme une sonde massive isotrope : la sensibilité est optimale si la polarisation d'entrée est parallèle à un des axes cristallins ((Ox) par exemple), et si l'analyseur de sortie est orienté à 90° de la polarisation d'entrée.
- **Champs électriques faibles** : cette situation correspond au cas où la

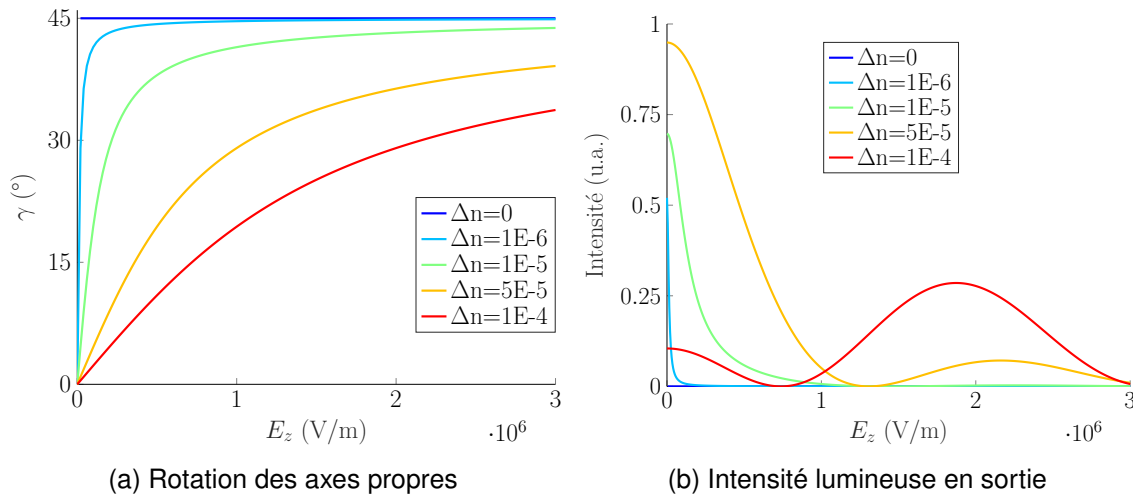


FIGURE 2.7 – Caractéristiques EO du guide BSO en propagation [001], lorsque la polarisation d'entrée est rectiligne et à 45° de l'axe cristallin (Ox), que l'analyseur de sortie est parallèle à (Oy), et qu'une lame de phase assure une polarisation circulaire en sortie de 1 cm de guide BSO. L'évaluation est faite pour différentes valeurs de biréfringences modales (a) Rotation des axes propres en fonction du champ électrique appliqué. (b) Intensité lumineuse après l'analyseur.

biréfringence induite est faible devant la biréfringence modale, et correspond typiquement à des champs électriques inférieurs à 2 MV/m. Dans ce cas, la sensibilité du capteur est optimale si la polarisation d'entrée est orientée à 45° des axes cristallins, et l'analyseur en sortie est à 90° de la polarisation d'entrée. Nous retenons également qu'une biréfringence modale supérieure à $5 \cdot 10^{-5}$ est dommageable pour la sensibilité du guide.

Dans les deux cas qu'il avait une lame de phase en amont du guide de façon à ce que la polarisation de sortie soit circulaire permettant d'obtenir une réponse optique linéaire.

Il est possible d'aller d'augmenter la sensibilité en ajoutant de part et d'autre des guides des concentrateurs de champs qui permettront d'exalter localement le champ électrique. Ces concentrateurs de champs sont difficiles à envisager pour une détection longitudinale du champ électrique, mais ils sont en revanche faciles à mettre en œuvre pour une configuration de détection radiale, comme le propose la configuration de propagation [110] :

2.2.4/ MODÉLISATION DU COMPORTEMENT EO DE LA PROPAGATION (110)

Comme dans le cas précédent, l'objectif est de retrouver les axes propres pour une direction de propagation donnée, l'ellipsoïde des indices étant modifié en présence d'un champ électrique extérieur (cf équation 2.8). Afin d'orienter le nouveau repère en fonction du vecteur d'onde, et plus particulièrement d'orienter (OZ) suivant le vecteur d'onde \vec{k} , on doit effectuer une rotation de (Ox) d'un angle φ de 45° selon l'axe (Oz) dans le plan (Oxy). Ensuite, une seconde rotation fait cette fois-ci tourner l'axe (Oz) d'un angle

θ de 90° autour du nouvel axe (Oy') , voir Figure 2.4. Avec cette deuxième rotation, les nouveaux axes du repère sont $(OXYZ)$, qui correspondent dans le repère cristallin (Oxy) respectivement à :

$$\begin{aligned} \vec{e}_X &= -\vec{e}_z \\ \vec{e}_Y &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \vec{e}_x + \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \vec{e}_y \\ \vec{e}_Z &= +\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \vec{e}_x + \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \vec{e}_y \end{aligned} \quad (2.25)$$

Cette configuration, avec un guide en propagation $[110]$ et pourvu de concentrateurs de champ est représentée sur la Figure 2.8. La matrice M_{XYZ} caractéristique de l'ellipsoïde

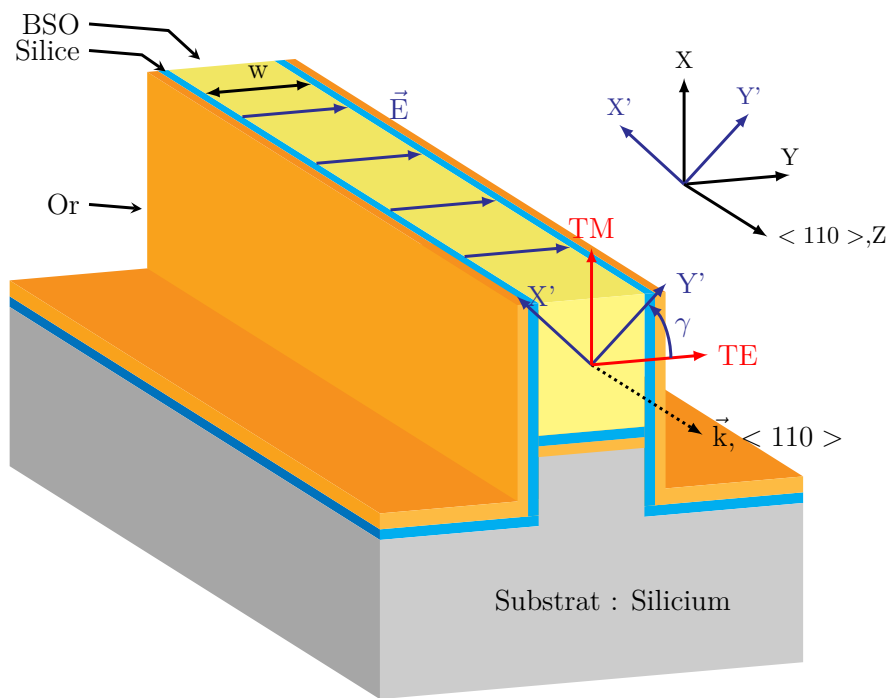


FIGURE 2.8 – Schéma représentant la configuration de propagation $[110]$

dans le repère $(OXYZ)$ est déduite de la matrice M_{xyz} (qui décrit l'ellipsoïde dans le repère $(Oxyz)$) par l'expression 2.26 :

$$M_{XYZ} = R_\theta^{-1} \cdot R_\phi^{-1} \cdot M_{xyz} \cdot R_\theta \cdot R_\phi \quad (2.26)$$

où R_θ est la matrice de rotation de 45° du repère (Oxy) par rapport à l'axe (Oz) , qui fait passer du repère $(Oxyz)$ à $(Ox'y'z)$:

$$R_\theta = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

et où R_ϕ est la matrice de rotation de 90° par rapport à l'axe (Oy') , qui fait passer du

repère (Ox'y'z) au repère (OXYZ) :

$$R_\phi = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

Dans le nouveau repère (OXYZ), l'expression de l'ellipsoïde des indices devient alors :

$$[X, Y, Z] \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n_z^2} & \frac{1}{\sqrt{2}} r_{41} (E_y - E_x) & -\frac{1}{\sqrt{2}} r_{41} (E_y + E_x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} r_{41} (E_y - E_x) & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_x^2} + \frac{1}{n_y^2} \right) - r_{41} E_z & \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{n_y^2} - \frac{1}{n_x^2} \right) \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} r_{41} (E_y + E_x) & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_y^2} - \frac{1}{n_x^2} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_x^2} + \frac{1}{n_y^2} \right) + r_{41} E_z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = 1$$

Une fois ce changement de repère effectué, nous pouvons, comme dans le paragraphe précédent, ramener l'équation tridimensionnelle à une équation bidimensionnelle : il suffit de travailler dans le plan d'onde d'équation $Z = 0$ et de repérer les axes propres de l'ellipse dans ce plan. Cette ellipse a pour équation 2.29 :

$$[X, Y] \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n_z^2} & \frac{1}{\sqrt{2}} r_{41} (E_y - E_x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot r_{41} (E_y - E_x) & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_x^2} + \frac{1}{n_y^2} \right) - r_{41} E_z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} = 1 \quad (2.29)$$

où E_x , E_y et E_z sont les coordonnées du champ électrique appliqué dans le repère cristallin (Oxyz). La dernière étape consiste à ré-exprimer les champs électriques et indices dans le nouveau repère (OXYZ) : en considérant que $E_x = -E_z$ est la composante verticale du champ électrique dans le plan d'onde, que $E_y = \frac{1}{\sqrt{2}}(-E_x + E_y)$ est la composante horizontale du champ électrique, et en associant de la même façon des indices de réfraction : $\frac{1}{n_x^2} = \frac{1}{n_z^2}$ et $\frac{1}{n_y^2} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{n_y^2} + \frac{1}{n_x^2} \right)$, nous obtenons la forme 2.30 suivante de l'ellipsoïde dans le plan d'onde $Z=0$; équivalente à l'expression 2.29 :

$$[X, Y] \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n_x^2} & r_{41} E_Y \\ r_{41} E_Y & \frac{1}{n_y^2} + r_{41} E_X \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} = 1 \quad (2.30)$$

L'expression 2.30 prend en compte l'anisotropie issue de la biréfringence modale entre les axes (OX) et (OY), biréfringence due à la structuration du matériau en guide. Il faut à nouveau rendre canonique l'expression de l'ellipse afin de trouver ses axes propres et trouver l'expression des indices dans ce repère. Comme dans le paragraphe précédent, on peut retrouver les nouveaux axes propres en effectuant une rotation d'un angle γ dans le plan (OXY), où γ est donné par l'expression 2.31 :

$$\tan 2\gamma = \frac{-2 \cdot r_{41} \cdot E_Y}{\frac{1}{n_y^2} - \frac{1}{n_x^2} + r_{41} E_X} \quad (2.31)$$

Les indices associés aux axes propres (OX') et (OY') s'expriment alors sous la forme du système 2.33 :

$$\frac{1}{n_+^2} = \frac{\cos^2 \gamma}{n_X^2} + \sin^2 \gamma \left(\frac{1}{n_Y^2} + r_{41} E_X \right) + r_{41} E_Y \sin 2\gamma \quad (2.32)$$

$$\frac{1}{n_-^2} = \frac{\sin^2 \gamma}{n_X^2} + \cos^2 \gamma \left(\frac{1}{n_Y^2} + r_{41} E_X \right) - r_{41} E_Y \sin 2\gamma \quad (2.33)$$

L'expression 2.33 peut alors être exprimée directement en fonction des champs électriques appliqués si on remplace γ par son expression en fonction des champs appliqués. Les indices propres prennent alors la forme de l'équation 2.34 :

$$\frac{1}{n_{\pm}^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_X^2} + \frac{1}{n_Y^2} + r_{41} \cdot E_X \pm \zeta \right) \quad (2.34)$$

où ζ est donné par l'expression 2.35 :

$$\zeta = \sqrt{\left(\frac{1}{n_Y^2} - \frac{1}{n_X^2} + r_{41} \cdot E_X \right)^2 + 4 \cdot r_{41}^2 \cdot E_Y^2} \quad (2.35)$$

Ces termes peuvent se simplifier en l'équation 2.36 en considérant que la biréfringence modale $\Delta n_m = n_Y - n_X$ et les termes électro-optiques sont faibles devant les indices de réfraction (c'est-à-dire $\{\Delta n_m, r_{41} \cdot n_X^3 \cdot E_X, \zeta\} \ll n_X$) :

$$n_{\pm} = n_X + \frac{\Delta n_m}{2} - \frac{r_{41} \cdot n_X^3 \cdot E_X}{4} \mp \frac{n_X^3 \cdot \zeta}{4} \quad (2.36)$$

$$\zeta = \sqrt{\left(\frac{-2 \cdot \Delta n_m}{n_X^3} + r_{41} \cdot E_X \right)^2 + 4 \cdot r_{41}^2 \cdot E_Y^2} \quad (2.37)$$

L'angle γ est directement relié au rapport entre E_Y la composante horizontale et E_X la composante verticale du champ électrique appliqué ; et les indices propres sont directement liés à E_X et E_Y . Cette configuration a donc bien une sensibilité radiale. Mais l'expression 2.36 nous montre aussi que la dépendance de la réponse du capteur en présence d'un champ électrique n'est pas simple. L'ajout de concentrateurs de champs de part et d'autre du guide permet d'exalter une seule des deux composantes radiales du champ électrique extérieur et de simplifier la mesure.

2.2.4.1/ APPLICATION DE CONCENTRATEURS DE CHAMPS

Les concentrateurs de champ représentés en Figure 2.8 amplifient la composante horizontale du champ électrique appliqué. L'épaisseur de métal est de l'ordre de 200 nm, ce qui limite les perturbations du champ électrique à mesurer. Les deux électrodes étant séparées de quelques micromètres, cela permet de concentrer le champ électrique sur

le guide optique et ainsi d'exalter sa sensibilité électro-optique. Cela permet aussi de discriminer les deux composantes radiales du champ, la composante horizontale devenant prédominante sur la composante verticale.

Ainsi, le champ électrique moyen vu par le guide est : $\vec{E} = E \cdot e_{\vec{Y}}$.

Nous pouvons alors remarquer que dans ce cas où $E_X = 0$, la réponse électro-optique du guide en propagation [110] est analogue au guide en propagation [100], à condition de remplacer (Ox) par (OX), (Oy) par (OY), et E_z par E_X . En d'autres termes, l'équation 2.36 devient, si $E_X = 0$, l'équation 2.39 qui est strictement analogue à l'équation 2.19 que nous avons vue dans le cas de la propagation [001] :

$$n_{\pm} = n_X + \frac{\Delta n_m}{2} \mp \frac{n_X^3 \cdot \zeta}{4} \quad (2.38)$$

$$\zeta = \sqrt{\left(\frac{2 \cdot \Delta n_m}{n_X^3}\right)^2 + 4 \cdot r_{41}^2 \cdot E_Y^2} \quad (2.39)$$

De la même façon, l'angle γ de rotation de l'axe propre (OX') par rapport à l'axe (OX) est déduit de 2.31 en posant $E_X = 0$, et le résultat exprimé en équation 2.40 est analogue à l'équation 2.10 vue dans le cas de la propagation [001]

$$\tan 2\gamma = \frac{-2 \cdot r_{41} \cdot E_Y}{\frac{1}{n_Y^2} - \frac{1}{n_X^2}} \quad (2.40)$$

La configuration optimale du capteur en propagation [110] avec concentrateurs de champ est donc la même que dans la configuration longitudinale :

- **Pour les champs électriques forts** : tels que la biréfringence induite est forte devant la biréfringence modale, la polarisation d'entrée devra être à 45° de l'horizontale (OY), l'analyseur en sortie devra être orienté de 90° par rapport à l'entrée.
- **Pour les champs électriques faibles** : tels que la biréfringence induite est faible devant la biréfringence modale, la polarisation d'entrée devra être à 0° de l'horizontale (OY), l'analyseur en sortie devra être orienté de 90° par rapport à l'entrée.

Dans les deux cas une lame quart d'onde devra être insérée en amont ou aval du guide de façon à ce que la polarisation en sortie de guide soit circulaire en l'absence de champ électrique.

2.2.5/ CONCLUSION

Même en présence d'une anisotropie modale, le BSO possède une direction [100] sensible à la composante longitudinale et une direction [110] sensible à la composante radiale du champ électrique extérieur. Cependant cette anisotropie modifie le comportement de l'ellipsoïde, puisque l'orientation de ses axes propres dépend maintenant du rapport entre la biréfringence et le champ électrique appliqué. Nous avons identifié les configurations optimales dans le cas où le guide présente une légère anisotropie, et nous avons également identifié que si la biréfringence du guide était supérieure à $5 \cdot 10^{-5}$ RIU.,

le capteur aurait une performance en sensibilité très altérée.

L'étape suivante consiste à fabriquer les guides dans ces configurations.

2.3/ FABRICATION DES GUIDES D'ONDES

Nous avons donc décidé de fabriquer deux types de guides, pour les deux directions décrites précédemment. La fabrication des guides d'onde a été essentiellement portée par l'ingénieur de FEMTO-Engineering : Florent Bassignot aidé par Ludovic Gauthier-Manuel pour la partie amincissement.

2.3.1/ MISE EN PLACE DU CAHIER DES CHARGES

Afin de définir les étapes de fabrication, il est nécessaire d'établir les spécifications des guides d'ondes visées :

- faibles pertes en propagation : <1 dB/cm,
- facile à fabriquer,
- des électrodes coplanaires pour les guides en propagation [110],
- une efficacité électro-optique conforme à celle prévue par la théorie.

L'empilement des structures, pour les deux types de guides visés, est schématisé dans les figures 2.9 (a) pour la configuration [110] et (b) pour la [001]. Ici, les guides

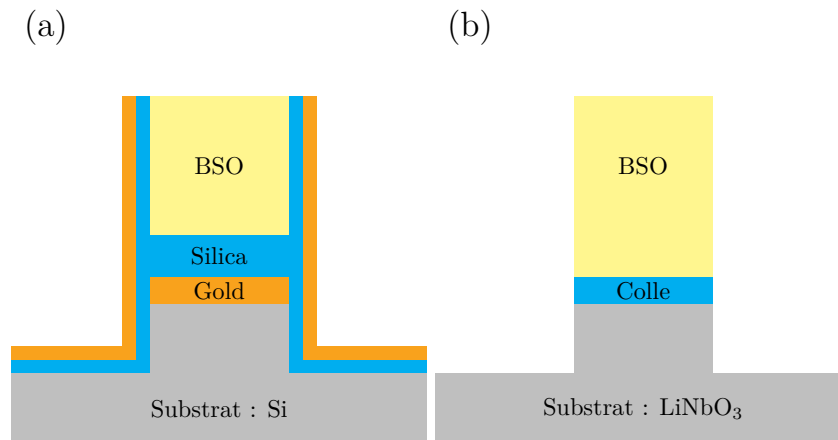


FIGURE 2.9 – Coupes transversales schématisées d'un guide d'ondes [110] une fois la fabrication achevée (a). Le guide BSO est isolé par la couche tampon SiO_2 , et est reporté sur un substrat en silicium par un collage Or-Silice. (b) : Pour la propagation [100], le BSO est collé grâce à une colle photo-sensible sur un wafer de LiNbO_3 .

sont des rubans de BSO reportés sur un autre substrat. Une couche tampon de silice (représentée en bleu) est utilisée pour éviter simultanément la fuite de lumière dans les zones métalliques et les courts-circuits entre électrodes. Au regard de l'état de l'art décrit au chapitre 1, nous avons décidé de choisir une technique de fabrication générique, en utilisant la scie circulaire de précision.

Outre la casse des rubans qui pourrait survenir avec de mauvais paramètres, la rugosité de leurs flancs est aussi un élément clé, car une surface trop rugueuse entraînerait des

pertes de propagation trop importantes par diffraction/diffusion de la lumière.

C'est pourquoi nous avons procédé à une étape de validation sur un petit échantillon avec la scie. Quelques tranchées ont été réalisées dans le BSO pour former des rubans avec des hauteurs variant de 30 à 100 μm et une largeur de 8 μm (Figure 2.10). Malgré quelques casses, les structures ont tenu à la découpe, le BSO est donc facilement usinable à la scie. L'analyse des flancs des rubans par méthode de reconstruction photogrammétrique⁶ au microscope électronique à balayage (MEB) avec différentes inclinaisons de l'échantillon[84] a montré une faible rugosité (S_a) estimée à 6,84 nm.

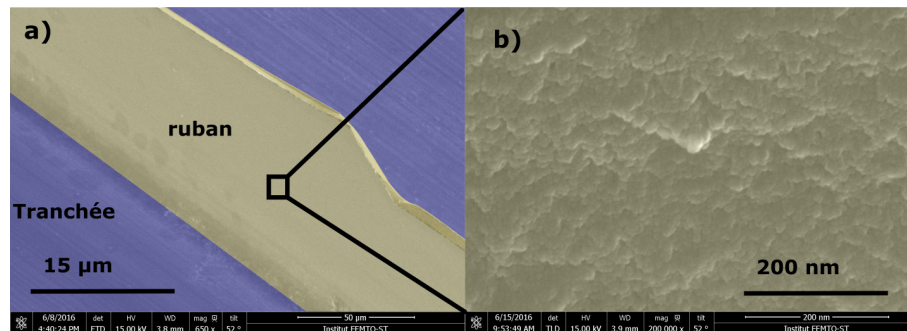


FIGURE 2.10 – Images MEB d'un ruban en BSO réalisé à la scie circulaire de précision. Sur la figure (a), la partie bleue représente le fond de la tranchée creusée par la scie, la partie jaune le guide ruban lui-même. Les dimensions du ruban sont de 100 μm de hauteur pour 8 μm de large. La figure (b) montre la rugosité du flanc du ruban, l'échantillon est tilté à 52°.

Ce premier essai valide l'utilisation de la scie circulaire de précision grâce à, d'une part, la très faible rugosité obtenue sur les flancs des structures et d'autre part à sa facilité d'utilisation. Maintenant que la structure et le cahier des charges et la méthode sont définis, commençons à détailler les étapes de fabrication.

2.3.2/ PRINCIPALES ÉTAPES DE FABRICATION

La scie permet d'obtenir très facilement un guide ruban pour créer un confinement latéral du mode optique ; le confinement vertical est quant à lui obtenu en amincissant le matériau pour obtenir une épaisseur de quelques μm . La Figure 2.11 résume les premières étapes de fabrication : correspondant au collage et amincissement afin d'assurer un confinement vertical de la lumière, c'est d'ailleurs l'étape la plus critique de la fabrication.

6. Cette technique permet de reconstruire une image 3D à partir de deux images prises avec un angle de vue différent. Les images ici ont été prises au microscope électronique à balayage.

2.3.2.1/ REPORT ET AMINCISSEMENT DU BSO SUR UN SUBSTRAT

Le BSO est reporté sur un wafer hôte, afin d'obtenir une structure solide composée du wafer hôte et du BSO aminci. Cette étape est représentée en Figure 2.11. Il est nécessaire d'obtenir à la fois une bonne adhérence et une bonne planéité afin que les étapes suivantes à savoir l'amincissement et la formation des rubans se fassent sans problèmes.

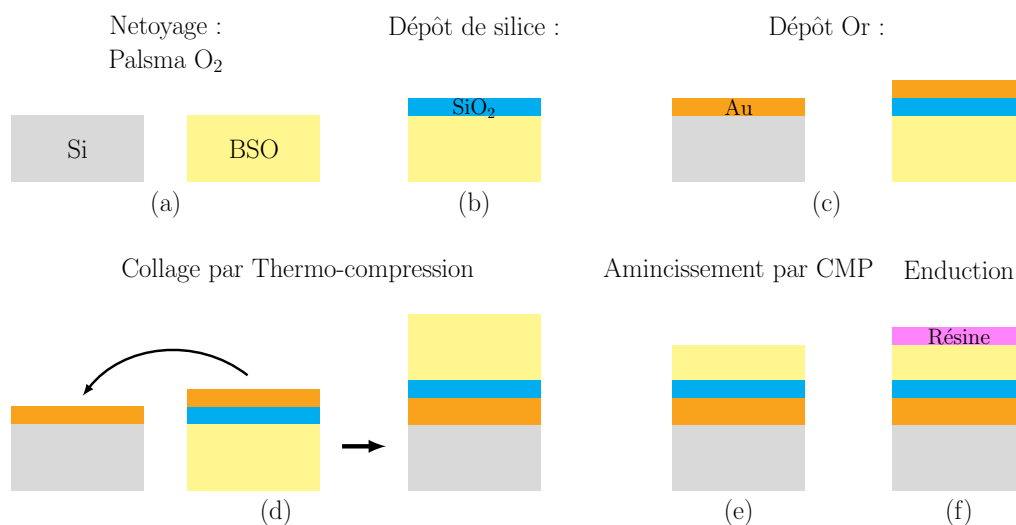


FIGURE 2.11 – Principales étapes de fabrication des guides pourvus d'électrodes en propagation [110].

Le collage par thermo-compression, est alors tout désigné puisqu'il réunit ces critères. L'application d'une forte pression et une forte température⁷ permet à deux couches d'or de développer des liaisons entre elles, créant un collage efficace entre les deux surfaces. Les atomes d'or déposés sur les surfaces à coller, ici le silicium (wafer hôte) et le BSO, vont migrer et créer des liaisons chimiques entre les deux surfaces. Cependant pour des applications en optique intégrée, il est impératif d'ajouter une couche tampon de SiO₂ (350 nm) entre l'or et le BSO à cause de l'absorption de la lumière par le métal. C'est ce qui est représenté schématiquement avec la couche de silice représentée en bleue dans la figure 2.11. Malheureusement il s'est avéré que l'adhérence entre le BSO et la silice est un challenge délicat. Plusieurs essais de fabrication ont échoué à cause d'un décollement de l'échantillon entre l'interface BSO/Silice, comme présentée sur la Figure 2.12.

Ce manque d'adhérence est renforcé par la difficulté à nettoyer la surface du BSO, attaquée par bon nombre d'acides couramment utilisés en salle blanche pour le nettoyage, en particulier l'acide sulfurique. Un essai fructueux a été rendu possible grâce à un dépôt physique en phase vapeur (PVD) et une activation préalable de la surface du BSO par

7. Les valeurs de pression et de température dépendent de beaucoup de paramètres. Généralement la pression appliquée est supérieure à quelques dizaines de kN et la température de l'ordre de quelques centaines de degrés.

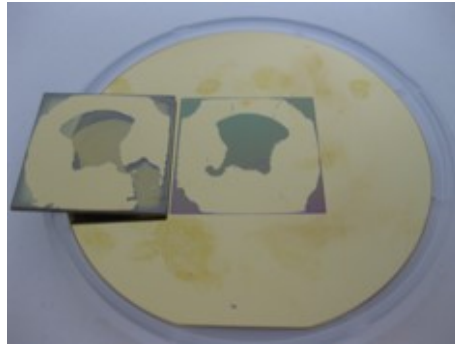


FIGURE 2.12 – Photographie d'un wafer de BSO reporté sur un substrat de silicium montrant la mauvaise adhérence de la silice provoquant un décollement du BSO lors de l'aminçissement.

un plasma O_2 .

Une alternative à cette approche consiste à coller le substrat et le BSO par le biais d'une colle photo-sensible⁸ : cette approche, qui est plus difficilement répétable, permet néanmoins d'assurer une bonne adhérence. Elle a permis de réaliser avec succès nos premiers guides sans électrodes selon la direction de propagation [100].

Après le report du BSO sur un substrat, il est ensuite aminci par un polissage mécano-chimique (CMP⁹). Ce processus qui utilise des produits abrasifs et une action mécanique permet de réduire l'épaisseur du BSO jusqu'à 10-20 μm . Dans le cas où des électrodes, pour la direction [110], doivent être déposées, une couche de résine protectrice est enduite par-dessus le BSO.

Nous avons donc obtenu deux échantillons présentant des guides d'ondes fonctionnels :

- Un cristal BSO reporté sur un wafer de LiNbO_3 avec de la colle . Le cristal a ensuite été aminci jusqu'à obtenir une épaisseur de 19 μm .
- Un cristal BSO reporté sur un wafer de silicium avec un collage par thermo-compression. Ici l'épaisseur de cristal est de 10 μm . Une couche de résine a ensuite été déposée en vue de la fabrication des électrodes.

L'étape suivante est la structuration des guides optiques canaux dans les couches BSO amincies. Nous utilisons pour cela la scie circulaire de précision.

2.3.2.2/ DÉCOUPE DES GUIDES RUBANS

Une fois le BSO aminci on peut alors former les guides rubans avec la scie. Elle est programmée pour descendre dans le matériau, puis une fois celui-ci atteint, elle se déplace longitudinalement pour former un sillon sur toute sa longueur, comme représenté en Figure 2.13. Le guide ruban est formé entre deux sillons de scie.

8. Vitralite 6127

9. CMP : *Chemical-Mechanical Polishing*

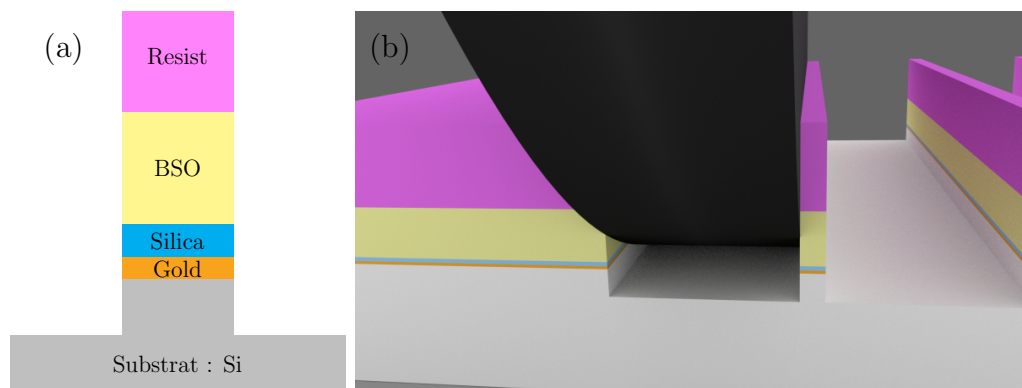


FIGURE 2.13 – Vue d'artiste montrant la structuration des guides par la scie. La structure et l'empilement des couches est présentée en (a), la lame, représentée en noire, descend et ablate les différentes couches, représentées en (b), jusqu'au substrat.

Pour l'échantillon des guides [100] sans électrodes, il a été possible de réaliser de nombreux guides avec des largeurs différentes de 22 à 4 μm (cf Figure Tableau 2.1, et 2.14). Il est apparu que pour une largeur inférieure à une dizaine de micromètres, le ruban optique se cassait si la scie découpait complètement la tranche de BSO. Néanmoins il a été possible de fabriquer des guides d'onde ayant une largeur inférieure à 10 μm en laissant une fine couche de BSO de 1 μm d'épaisseur comme représenté en Figure 2.14 (a). La descente de la scie s'achève donc avant de déboucher dans le substrat, ceci laisse une empreinte caractéristique dans la géométrie du guide puisqu'il apparaît un congé de part et d'autre du ruban (Figure 2.14a). L'épaisseur de cristal ainsi préservée permet d'obtenir des largeurs beaucoup plus faibles que pour des guides débouchant, et ce jusqu'à 4 μm . Ainsi un total de sept guides fonctionnels en BSO ont pu être fabriqués sur la configuration [100] :

n°	1	2	3	4	5	6	7
Largeur (μm)	4	7	8	-	17	18,5	22
Type	Non débouchant		hybride		débouchant		

TABLE 2.1 – Types et largeurs des guides rubans fabriqués à partir d'un cristal de BSO aminci reporté sur un wafer de LN. Les guides répertoriés sont des guides fonctionnels intacts. Le guide 4 est un guide hybride, il présente d'un côté un congé d'angle mais il est débouchant de l'autre. Sa largeur est estimée aux alentours de 10 μm , mais n'a pas été mesurée.

En plus de guides en propagation [100], nous avons développé des guides [110] avec concentrateurs de champ :

2.3.2.3/ AJOUT D'ÉLECTRODES

Le dépôt d'électrodes sur le flanc des guides verticaux n'est pas trivial. Ce challenge a été levé en commençant par déposer une couche de résine avant la découpe des guides

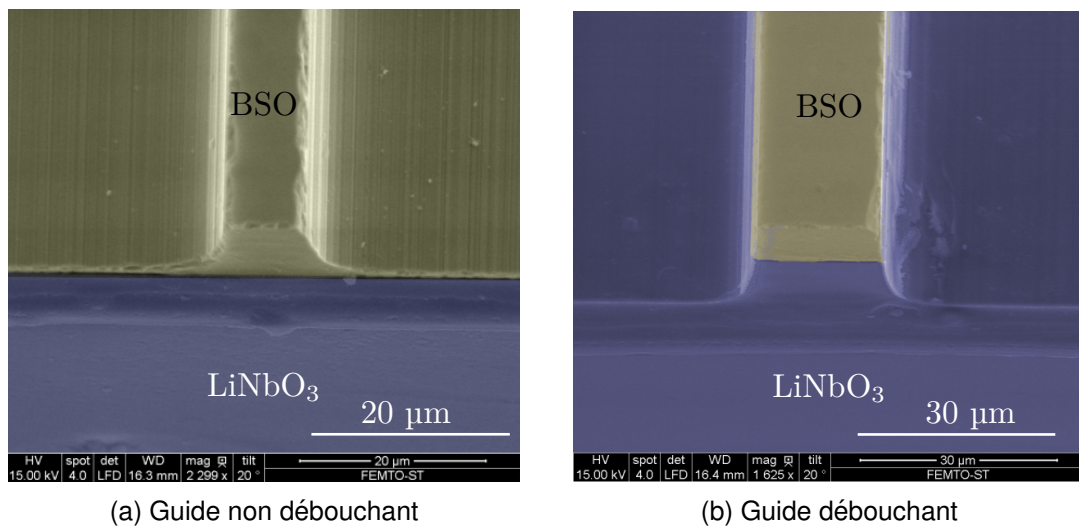


FIGURE 2.14 – L'image MEB (a) d'un guide ruban non débouchant de 8 μm de largeur montre l'existence d'un congé de part et d'autre du guide. Au contraire, l'image MEB (b) d'un guide ruban débouchant sur le substrat de 18.5 μm de large, ne montre pas de congé. Les images ont été coloriées afin de faire ressortir le BSO en jaune et le substrat de LN en bleu.

rubans (Figure 2.15). Une fois la découpe terminée, on dépose une couche tampon de silice de 350 nm afin d'éviter les pertes optiques dans le métal, puis la couche d'or de 200 nm servant d'électrodes.

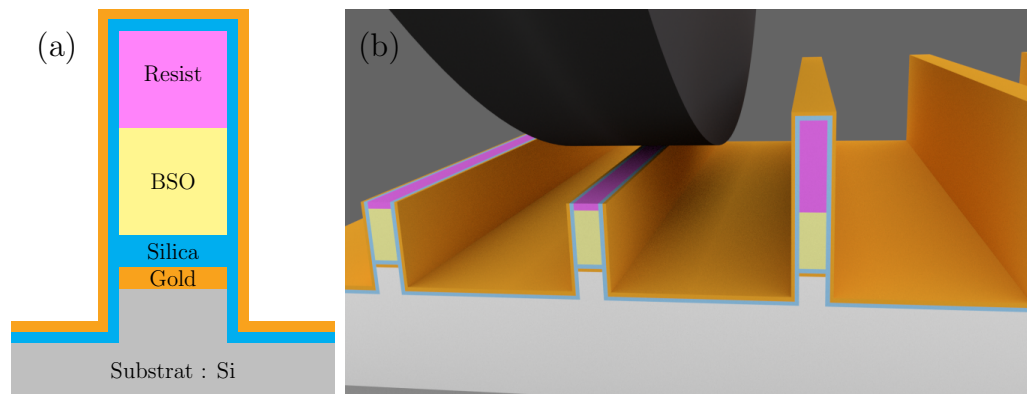


FIGURE 2.15 – La lame de la scie est utilisée pour, à la fois, former les rubans et séparer les électrodes en rabotant la résine au-dessus du ruban.

Comme le montre la Figure 2.15, la séparation des électrodes est alors effectuée à la scie circulaire de précision, représentée en noire sur la Figure. Elle est abaissée jusqu'à entrer dans la résine puis elle est translatée dans la direction du ruban afin de séparer les électrodes sur toute la longueur du guide. Le reste de résine est alors enlevé avec un solvant. Ainsi on protège le dessus du BSO qui garde une faible rugosité. La Figure 2.16 montre les images MEB d'un guide avant et après la séparation des électrodes. Cette technique originale de lift-off mécanique permet d'enlever le métal au sommet du

ruban sans arracher les électrodes : les bords sont aussi mieux définis qu'avec un lift-off classique pour lequel la séparation se fait en enlevant la résine par un dissolvant. La technique proposée permet en effet d'éviter l'arrachage mal contrôlé du métal au bord du guide.

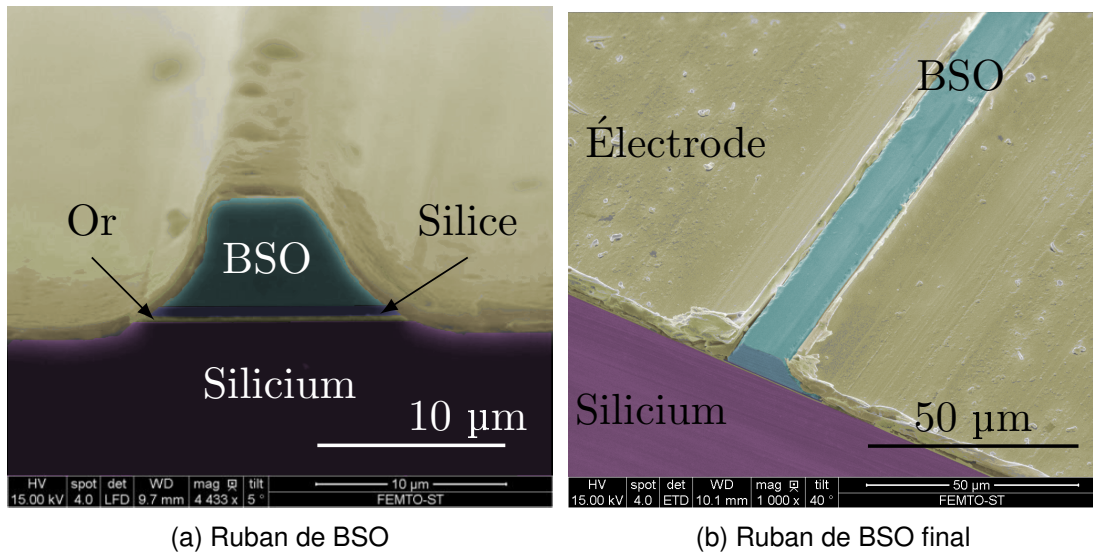


FIGURE 2.16 – Images MEB d'un guide en propagation [110] après dépôt de silice et métal (a). (b) Guide final avec ses électrodes séparées. Les images ont été modifiées avec de fausses couleurs afin de faire ressortir les différents constituants de la structure globale.

Notre premier *run* présente trois guides fonctionnels optiquement et électroniquement avec des largeurs respectives de 12, 17 et environ 22 μm , les largeurs sont recensées dans le Tableau 2.2. A l'instar des guides de faibles largeurs précédents, ces guides ne sont pas débouchants : une fine couche de BSO permet de maintenir des faibles largeurs, donnant aux guides un congé arrondi.

n°	A	B	C
Largeur (μm)	12,5	17	22

TABLE 2.2 – Largeurs des guides pourvus d'électrodes dont la direction de propagation est l'axe [110], mesurées au microscope électronique à balayage.

À partir des différents paramètres géométriques des guides d'ondes il est possible de simuler leurs comportements optique et électrostatique afin d'estimer certaines informations comme l'efficacité EO.

2.3.3/ SIMULATION DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES GUIDES D'ONDES

Pour estimer expérimentalement l'efficacité électro-optique des guides, le plus simple est d'appliquer une tension variable entre les électrodes et de relever la tension demi-onde notée V_{π} . Elle correspond à la tension minimale qu'il faut appliquer pour avoir

un déphasage de $\Delta\phi = \pi$ entre les deux composantes TE et TM à la sortie du guide. Concrètement, cela correspond ici à la tension qu'il faut appliquer pour passer d'un minimum d'intensité à un maximum d'intensité (voir figure 2.17b). Plus cette tension est faible, meilleure sera la sensibilité du guide. Pour une estimation de V_π , nous commençons par exprimer avec la relation 2.41 le déphasage entre les deux polarisations TE et TM en sortie de guide :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\Delta n_E L}{\lambda} \quad (2.41)$$

où L est la longueur des électrodes, λ la longueur d'onde et Δn la biréfringence induite par le champ électrique, déduite de l'équation 2.39 :

$$\Delta n = \frac{n_x}{2} \sqrt{\left(\frac{2\Delta n_m}{n_x^3}\right)^2 + 4 \cdot r_{41}^2 \langle E_Y \rangle^2} \quad (2.42)$$

Ici, nous avons écrit $\langle E_Y \rangle$ à la place de E_Y , pour indiquer que les champs électriques optique et appliqué ne sont pas uniformes sur la section du guide : les calculs numériques effectués avec le logiciel COMSOL en figure 2.17a illustrent l'inhomogénéité des champs électriques au sein du guide, $\langle E_Y \rangle$ est donc le champ électrique moyen vu par le guide optique [85]. Il s'évalue à l'aide de l'expression 3.13 :

$$\langle E_Y \rangle = \Gamma \frac{V}{d} \quad (2.43)$$

où d est la distance inter-électrodes, V est la tension appliquée entre les électrodes et Γ est le coefficient de recouvrement électro-optique, qu'on peut également décrire comme le champ électrique moyen normalisé [85] :

$$\Gamma = \frac{\int \int E_Y \cdot \mathcal{E}^2 dS}{\int \int \mathcal{E}^2 dS} \frac{d}{V} \quad (2.44)$$

Avec \mathcal{E} le champ électrique optique du mode guidé.

Les valeurs de Γ calculées par éléments finis avec le logiciel COMSOL pour une épaisseur de silice de 350 nm sont données dans le Tableau 2.3. Le guide ruban permet donc d'obtenir des coefficients de recouvrement d'environ 60 % grâce à une distance inter-électrodes faible, malgré un congé qui augmente la largeur à la base du guide. Les simulations estiment aussi une biréfringence modale très faible, qui augmente avec la largeur des guides d'onde. On remarque cependant qu'elle est en deçà des valeurs jugées critiques pour des applications de capteur de champ électrique.

La résolution de l'équation $\Delta\phi = \pi$ nous donne alors la tension V_π nécessaire pour obtenir un déphasage de π en sortie de guide, entre les deux composantes TE et TM :

$$V_\pi = \frac{d}{2 \cdot r_{41} \cdot \Gamma \cdot n^3} \cdot \sqrt{\left(\frac{\lambda}{L}\right)^2 - 4 \cdot \Delta n_m^2} \quad (2.45)$$

La Figure 2.17b représente l'évolution de l'intensité de sortie en fonction de la tension

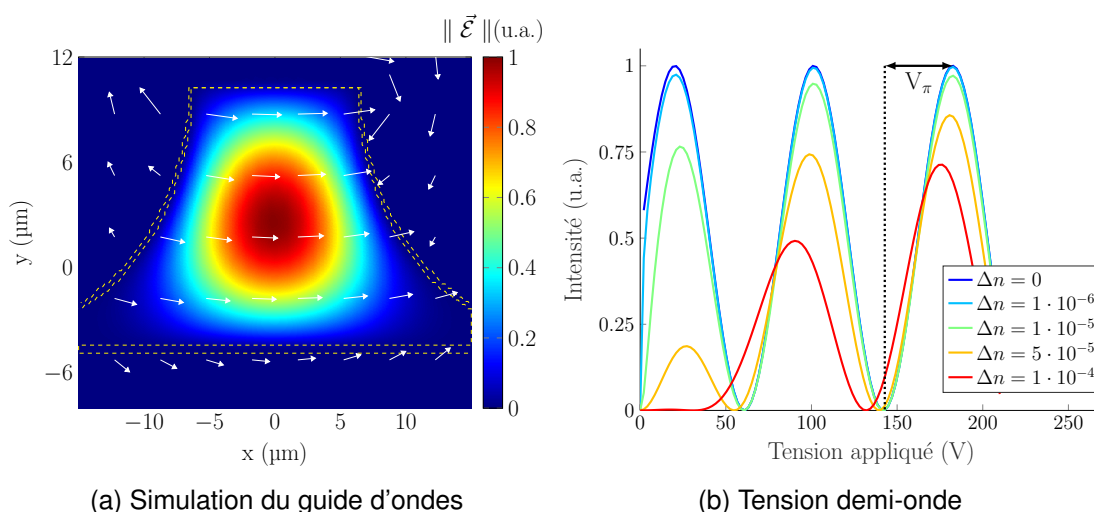


FIGURE 2.17 – (a) : Calcul numérique par f.e.m. de la répartition du champ électrique appliqué (flèches blanches) et de l'amplitude du champ électrique optique. Le mode optique représenté est le mode fondamental, dans un ridge BSO de $15 \mu\text{m}$ de haut. (b) : Tracé de l'intensité lumineuse en sortie de guide en fonction de la tension appliquée sur les électrodes situées de part et d'autre du guide, pour différents cas de biréfringence modale. Le calcul est effectué en supposant que la polarisation d'entrée est suivant la verticale (OX), pour un guide BSO ayant une direction de propagation $[110]$. La rotation des axes propres est prise en compte dans le calcul, et les paramètres géométriques (largeur de ruban, longueur de guide, épaisseur de silice) pris en compte sont ceux du guide B.

appliquée, et permet ainsi de visualiser V_π . Pour des valeurs de biréfringence modale Δn_m relativement grandes ($> 6 \cdot 10^{-5}$ RIU), la tension demi-onde de l'équation 2.45 peut ne pas être définie, car V_π devient complexe. C'est ce qui est représenté en courbe violette de la figure 2.17b pour $\Delta n_m = 10^{-4}$, où l'on voit que pour les petites tensions appliquées il n'y a pas de modulation de l'intensité lumineuse. La figure 2.17b montre également que si la biréfringence modale Δn_m est supérieure ou égale à $5 \cdot 10^{-5}$ RIU., la tension demi-onde tend à diminuer pour les petites valeurs de tension inférieures à 100 V (voir courbe rouge). Comme le contraste de modulation tend à s'altérer en même temps, nous concluons, comme nous l'avons fait dans les paragraphes précédents, que ce cas de figure n'est pas souhaitable, et que $5 \cdot 10^{-5}$ représente la limite de biréfringence modale acceptable. Pour les tensions appliquées importantes, et pour les cas de biréfringence modale faibles, nous retiendrons que le terme de droite de l'équation 2.45 peut être négligé, ce qui nous mène à l'expression 2.46 de la tension demi-onde :

$$V_\pi = \frac{d \cdot \lambda}{2 \cdot r_{41} \cdot \Gamma \cdot L \cdot n^3} \quad (2.46)$$

Les tensions demi-onde prévues pour chacun des trois guides fabriqués sont présentées dans le Tableau 2.3. Sans surprise, nous nous attendons à ce que les guides les moins larges soient ceux qui permettent les plus faibles tensions demi-ondes

Guide	A	B	C
Largeur initiale (μm)	12,5	18,5	22
Largeur corrigée (μm)	20,2	25,2	30,7
Coefficient de recouvrement EO Γ	0,57	0,60	0,64
V_π calculé (V)	32,1	38,1	43,5

TABLE 2.3 – Estimation par éléments finis avec le logiciel COMSOL du coefficient de recouvrement entre le champ électrique optique et le champ électrique appliqué et de la tension demi-onde pour les guides d'onde en propagation [110]. Les calculs sont effectués pour une épaisseur de silice de 350 nm. La largeur corrigée correspond à la largeur effective du guide, prenant en compte le congé d'angle. La largeur initiale est la largeur mesurée au sommet du guide.

Ces calculs de V_π nous permettent ainsi d'anticiper quel est l'ordre de grandeur de tension à appliquer sur les électrodes, et à anticiper les performances des guides à tester. Ici, nous nous attendons à ce que le guide A soit celui qui présente la meilleure efficacité EO, caractérisée par la plus petite tension demi-onde des trois guides.

2.3.4/ BILAN

Deux échantillons de guides d'ondes ont été fabriqués, le premier ne contient pas de métal et le second possède des électrodes coplanaires et une couche d'or située sous le BSO permettant le collage avec le substrat.

Les premiers essais ont montré que les structures les plus robustes sont obtenues lorsqu'une épaisseur de 1 μm de BSO sépare le ruban de BSO du substrat. Cela entraîne l'apparition d'un congé arrondi dont on peut modéliser le comportement.

À notre connaissance ce sont les premiers guides d'ondes en BSO confinés possédant des électrodes coplanaires espacés de quelques μm . Nous allons maintenant déterminer les propriétés optiques et EO de ces guides.

2.4/ CARACTÉRISATION OPTIQUE DES GUIDES D'ONDES

Afin de s'assurer du respect des exigences du cahier des charges, j'ai mesuré les propriétés optiques suivantes : pertes de propagation, indices effectifs des modes, biréfringence, qualité des facettes et du guide d'ondes. Chaque guide testé se voit attribuer un numéro et une carte d'identité répertoriant ses caractéristiques, son origine ainsi que ses propriétés optiques. On peut alors relier l'évolution des propriétés optiques aux différentes méthodes de fabrication des guides.

2.4.1/ VISUALISATION DES MODES OPTIQUES

Visualiser les modes guidés par le guide est la première étape de la caractérisation d'un guide d'ondes. Cela permet entre autres de repérer : des éventuelles rayures ou défauts sur les facettes du guide, la forme géométrique du mode, d'estimer qualitativement les pertes optiques et enfin d'observer le caractère unimodale ou non du guide d'ondes.

2.4.1.1/ PROTOCOLE DE MESURE

Le couplage dans le guide, en entrée et en sortie, s'effectue soit à l'aide d'une fibre optique clivée soit d'un objectif de microscope, montés sur une platine de déplacements micrométriques 5 axes : x,y,z plus deux angles ; ainsi que des platines de déplacement piézoélectriques. Le banc de caractérisation représenté en Figure 2.18 est aussi pourvu d'un système de visualisation motorisé.

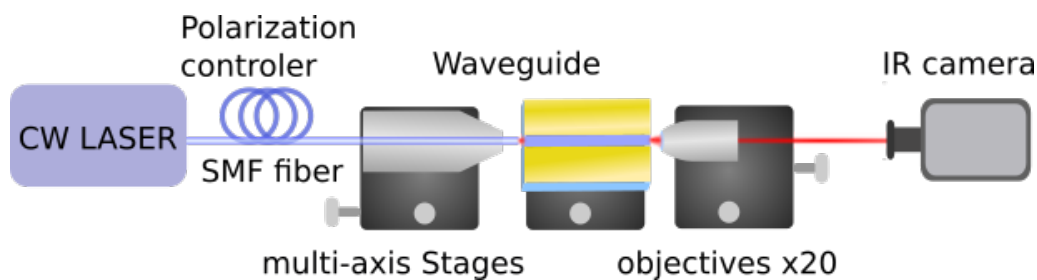


FIGURE 2.18 – Pour visualiser les modes optiques, la lumière sortant du guide d'ondes est collimatée sur une caméra infrarouge grâce à un objectif.

Une image des modes, TE et TM, permet de valider la suite des caractérisations à effectuer en fonction de leurs pertes estimées et de la qualité des facettes. La mise en place d'un protocole de mesure permet de répliquer les mesures entre opérateurs.

Une fois les images enregistrées on peut alors les analyser :

- Des déformations dans la répartition de l'intensité optique en sortie de guide peuvent être le signe d'un défaut sur les facettes.
- Le caractère unimodale du guide peut être apprécié en modifiant l'injection. Contrairement aux guides multimodes, le profil d'intensité d'un guide monomode, ne doit pas être modifié en changeant l'injection.
- Les pertes du guide sont estimées en première approche en ajustant le nombre de densités optiques à mettre devant la caméra pour désaturer l'image.
- Sa forme générale, circulaire, elliptique etc..

Dans le cas de défauts trop importants sur les faces du guide, un nouveau polissage peut être envisagé. Ils apparaissent généralement lorsque la lame de la scie est usée. Ce protocole de mesure permet donc de s'assurer d'une démarche qualité, que j'ai appliquée aux guides en BSO.

2.4.1.2/ MODES DES GUIDES EN PROPAGATION (100)

Comme le laissait présager la fabrication des guides, on distingue deux types de comportements pour la propagation [100]. En effet le caractère débouchant ou non ¹⁰ influence énormément la réponse des guides, tant sur les pertes que sur la forme et le nombre de modes.

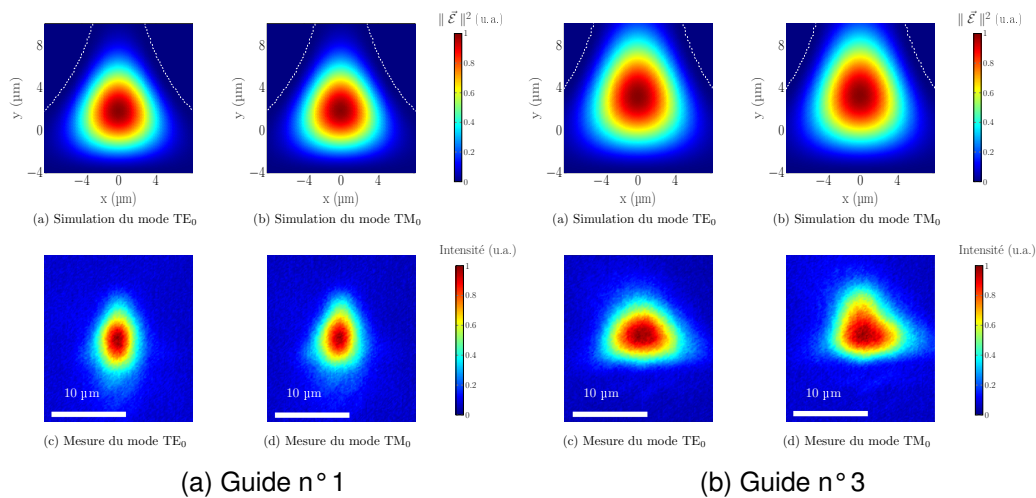


FIGURE 2.19 – Répartition de l'intensité mesurée des modes optiques des guides non débouchant n° 1 et 3, de largeurs respectives 4 et 8 μm à une longueur d'onde de 1550 nm, ainsi que l'intensité du guide similaire simulé par COMSOL.

Comme le laissaient présager les simulations montrées sur la Figure 2.20, le congé modifie le profil modal et les guides sont multimodes. En effet, une injection sur la partie supérieure du guide semble privilégier le mode fondamental tandis qu'une injection sur la partie inférieure montre une émergence d'autres modes. Ceci est certainement lié, d'une part, au fort indice du BSO (2,459 @1550 nm) et d'autre part, à l'élargissement du guide à cause du congé. On remarque que même si plusieurs modes peuvent apparaître, il est facile de sélectionner le mode fondamental. C'est en effet celui qui apparaît systématiquement quand nous optimisons la puissance de sortie. Les autres modes présentent des pertes de propagation supérieures et sont ainsi atténués en sortie du guide.

2.4.1.3/ MODES DES GUIDES AVEC ÉLECTRODES, PROPAGATION (110)

Comparée à la propagation [100], nous avons remarqué, pour les guides avec électrodes en propagation [110], que la puissance de sortie était très faible. Contrairement aux guides, A et B, le guide C semble fortement multimodes. Les distributions spatiales d'intensité des guides A et C sont représentées sur la Figure 2.20.

Par rapport à la direction [100], les modes sont plus confinés en hauteur grâce à une épaisseur de BSO plus fine que pour l'autre configuration : 15 μm pour la [110] et 19 μm

10. Avec ou sans congé.

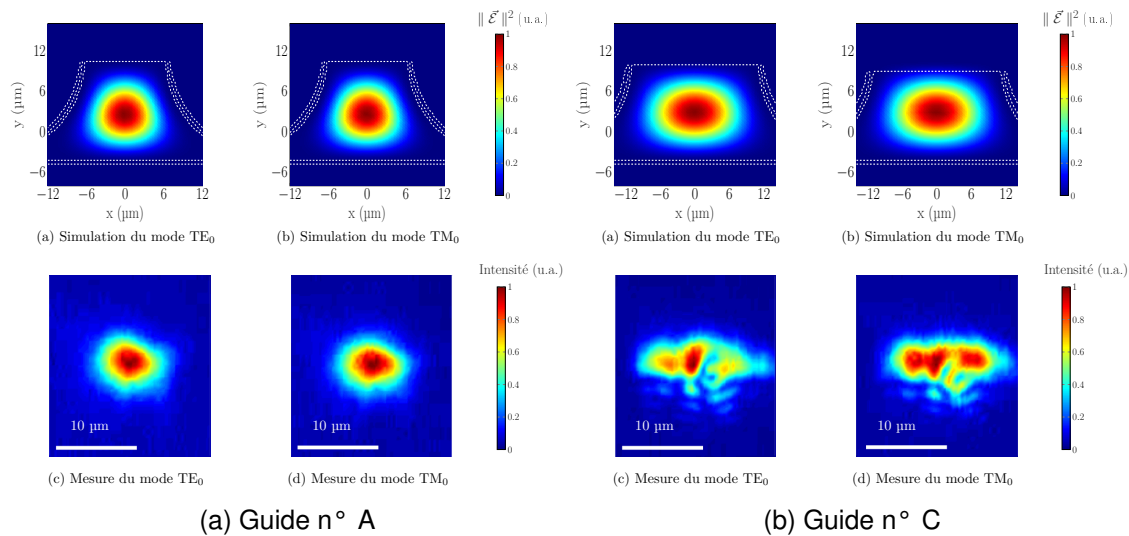


FIGURE 2.20 – Répartitions de l'intensité mesurée des modes optiques des guides débouchants n° A et C, de largeurs respectives 12,5 et 22 μm , ainsi que l'intensité du guide similaire simulée par COMSOL.

pour la [100]. Néanmoins ils font preuve d'une grande atténuation, sans doute liée à la porosité de la silice tampon employée lors ce 1er *run*. En revanche, cette visualisation des modes nous permet de valider le fonctionnement des guides. L'étape suivante nous permet de quantifier leur comportement en polarisation.

2.4.2/ MESURE DES PERTES

Les pertes globales d'un dispositif sont obtenues en faisant la différence entre l'intensité que l'on injecte et celle que l'on récupère en sortie. Nous détaillons ci-après les différentes contributions.

2.4.2.1/ PERTES OPTIQUES

La maîtrise et la réduction des pertes optiques est un des enjeux majeurs de l'optique intégrée. On distingue plusieurs types de pertes, représentés sur la Figure 2.21 :

- les pertes de couplage qui caractérisent le couplage entre la fibre et le guide,
- les pertes de Fresnel liées à la différence d'indice entre deux interfaces,
- les pertes liées à la propagation de la lumière dans le guide

Les pertes de couplage sont déterminées par l'efficacité de l'alignement optique et l'adaptation du mode optique avec celui de la fibre. En effet si la taille ou la forme des modes optiques du guide et de la fibre diffèrent, alors seule une fraction de la lumière est couplée dans le guide. Si on veut effectuer un fibrage de composants optiques, il faudra faire en sorte que le mode de la fibre et du guide correspondent le plus possible, en taille et en forme, pour diminuer les pertes de couplages.

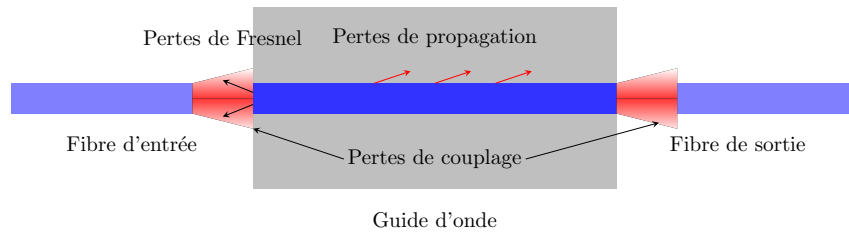


FIGURE 2.21 – Différentes sources de pertes optiques

Chaque interface traversée par la lumière provoque une réflexion liée à la différence entre les indices des interfaces. Plus la différence entre les indices est grande plus les pertes de Fresnel sont élevées. On peut estimer les pertes de Fresnel grâce à la relation :

$$R(\%) = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (2.47)$$

Sur des matériaux aux indices élevés comme le BSO et le LN, les coefficients de réflexion avec l'air sont alors très élevés, ainsi pour les interfaces air-BSO ou air-LN ils sont respectivement de 17,8 % et 14,2 % en incidence normale. En termes de comparaison pour une interface air-verre, il n'est que de 4%. On peut réduire les pertes de Fresnel en utilisant une adaptation d'indice, ou un traitement anti-reflet.

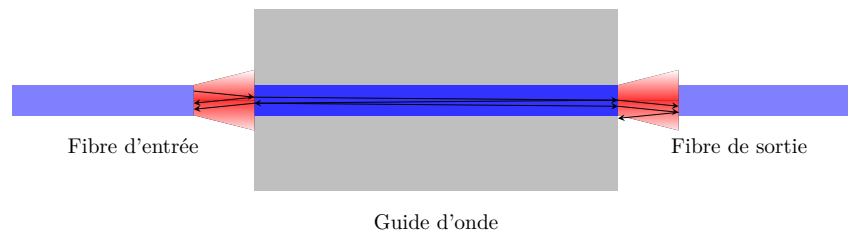
Les pertes de propagation, qui nous intéressent plus particulièrement ici, proviennent de l'interaction entre la lumière et le matériau et qui sont générées au cours de la propagation.

Intéressons-nous tout d'abord aux pertes intrinsèques au matériau. Tous les matériaux présentent naturellement une absorption qui dépend de la longueur d'onde de la lumière. Il est possible de modifier l'absorption et l'indice d'un matériau par dopage où une espèce est incorporée dans la structure. N'importe quel défaut dans la structure du matériau engendrera une diffusion de la lumière, et ce dans n'importe quelle direction. La rugosité de surface joue aussi un rôle important dans les pertes de propagation, en diffractant la lumière. Enfin la lumière peut se coupler dans des modes dits radiatifs, c'est-à-dire non confinés dans le guide d'ondes. Cet ensemble de pertes forme les pertes de propagation, et qui sont facilement mesurables pour les deux polarisations TE et TM en exploitant sur l'effet Fabry-Perot qui apparaît entre l'entrée et la sortie du guide.

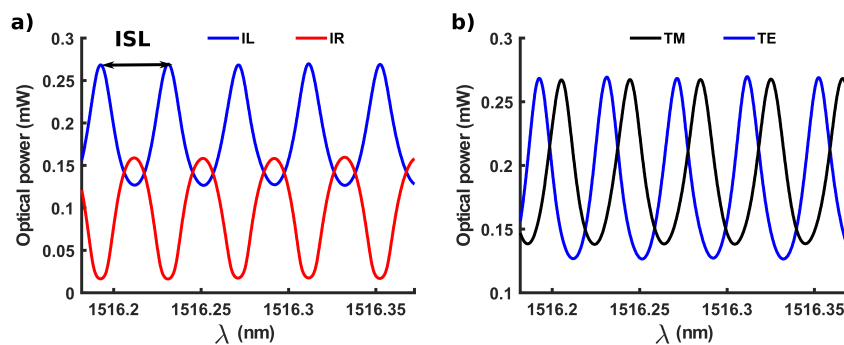
2.4.2.2/ PERTES OPTIQUES DANS UNE CAVITÉ FABRY-PEROT

Les guides d'ondes rectangulaires que l'on découpe à la scie circulaire de précision forment une lame à faces parallèles pour le mode guidé. L'intensité en sortie du guide d'ondes dépend alors de la longueur d'onde λ et de la longueur optique de la cavité, qui

est le produit de sa longueur géométrique par l'indice de réfraction de la cavité. À partir



(a) Représentation de l'effet Fabry-Perot dans un guide BSO.



(b) Représentation spectrale d'un Fabry-Perot sur un guide d'ondes

FIGURE 2.22 – La différence d'indice entre l'extérieur et l'intérieur du guide d'ondes entraîne des réflexions successives. Les interférences dues à ces aller-retour modifient la réponse spectrale d'un guide optique. (a) Elle montre d'une part des oscillations dans le spectre transmis (IT) et réfléchi (IR), et d'autre part un déphasage entre les modes TE et TM dû à la différence d'indice effectif entre ces deux polarisations (b).

des expressions de l'intensité transmise et réfléchi par la cavité, on peut déduire les pertes de propagation ainsi que le coefficient de réflexion des facettes de la cavité en mesurant le contraste entre les extrema de transmission et de réflexion [71]. Le détail des calculs est présenté en annexe B. On retiendra ici l'expression des pertes linéiques α en dB/cm peuvent se calculer à partir de l'expression B.6 et B.8 :

$$\alpha = \frac{-4.34}{2L} \cdot \log K_R \quad (2.48)$$

où K_R peut être décrit comme un coefficient de visibilité généralisé.

Les pertes de propagation sont alors théoriquement connues avec une précision qui dépend majoritairement de l'incertitude de mesure de la longueur du guide, de l'ordre du μm , et non des conditions d'injection.

2.4.2.3/ MÉTHODE DE MESURE

Nous avons vu que les pertes de propagation peuvent être déduites d'un spectre optique, en balayant une grande plage de longueurs d'ondes avec une résolution suffisante pour visualiser l'intervalle spectral libre (ISL). L'appareil utilisé pour les mesures est un

analyseur de composants, constitué d'un laser à cavité externe accordable sur la bande spectrale [1515-1560 nm] avec une précision de 1 pm. Cet analyseur de composants est intégré dans un BSOA100 et permet des mesures simultanées en transmission et en réflexion. Le BOSA100, permet de varier la longueur d'onde sur un intervalle de 50nm avec un pas de 0,08 pm, en quelques minutes et ainsi détecter toute cavité optique d'une longueur supérieure à 10 μm .

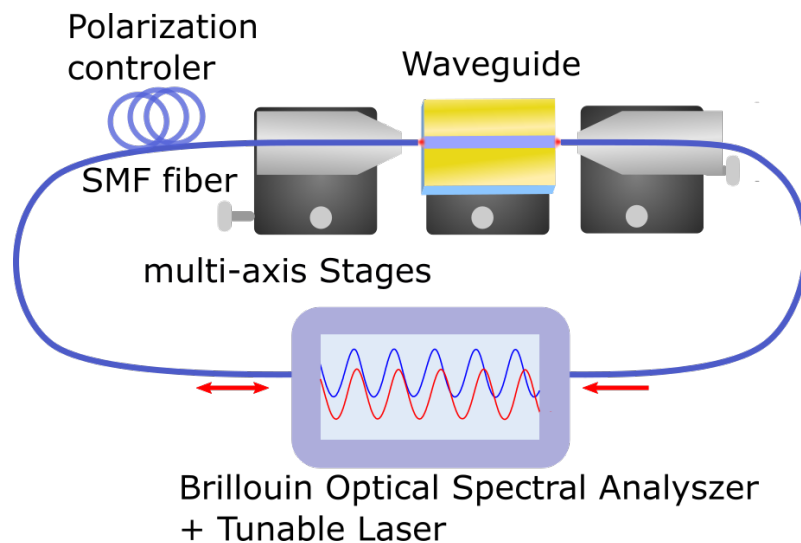


FIGURE 2.23 – Schéma du montage de caractérisation des pertes optiques.

La mesure s'effectue selon le schéma présenté en Figure 2.23, en couplant la lumière dans le guide par des fibres optiques SMF28 situées de part et d'autre du guide optique BSO. La polarisation en sortie des fibres est préalablement alignée avec un des axes neutres du guide d'ondes. Un dispositif interne au BOSA permet de basculer instantanément la polarisation entre deux positions orthogonales, permettant de mesurer les spectres transmis et réfléchi pour les deux polarisations quasi simultanément.

Une fois l'acquisition terminée, les données sont traitées et on peut tracer l'évolution des pertes ainsi que celui du coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde.

2.4.2.4/ PERTES DE PROPAGATION SUR DES GUIDES EN BSO

Nous indiquons ici les résultats des pertes en propagation sur les deux premières séries de guides réalisés :

- propagation [100], sans électrode et amincis à 19 μm ,
- propagation [110], avec électrodes et amincis à 15 μm .

Les mesures des pertes en propagation déduites des spectres 2.24 associés à la première série de guides sont présentées en Figure 2.25. Leurs valeurs sont résumées dans le Tableau 2.4. Elles montrent l'influence de la largeur sur les électrodes : au-delà de 12 μm , les guides sont très multimodes, ce qui engendre des pertes supérieures à 1 dB/cm. Les guides trop fins, de largeur inférieure à 5 μm , sont très sensibles à la rugosité

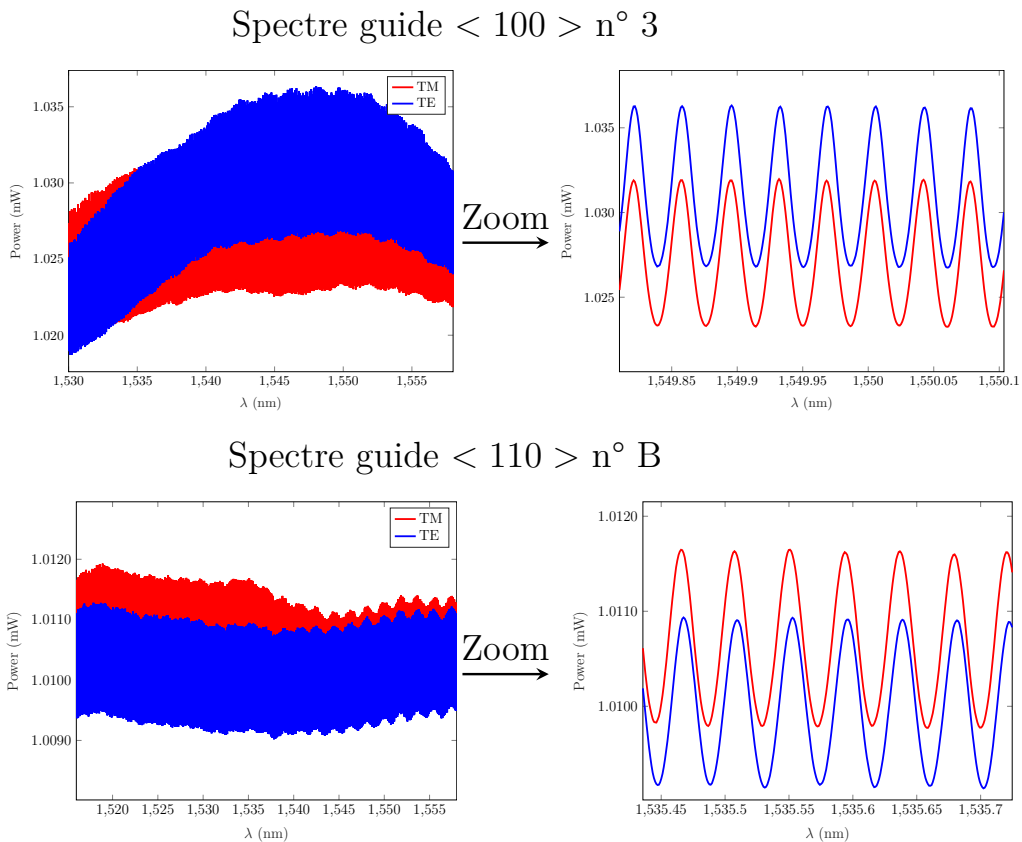


FIGURE 2.24 – Spectres optiques mesurés pour deux guides en BSO.

et génèrent eux aussi des pertes supérieures à 1 dB/cm.

En revanche, les guides qui ont une largeur comprise entre 5 et 12 μm correspondent aux spécifications que nous nous étions fixées (pertes inférieures à 1 dB/cm). La largeur optimale de guide se situe vers 8 μm , ce qui permet des pertes de 0,3 dB/cm pour les deux polarisations. Cette absence de dichroïsme est particulièrement appréciée pour un tel capteur.

Propagation	[100]	[110]
Hauteur de BSO	19 μm	15 μm
Substrat	LiNbO ₃	silicium
Longueur	13,65 mm	11,5 mm
Collage	Vitralite	thermo-compression (or)
Électrodes	sans	avec

TABLE 2.4 – Récapitulatif des différentes caractéristiques des guides d'onde en BSO pour les deux configurations.

Les pertes associées aux guides [110], dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 2.4, sont quant à elles indiquées dans le Tableau 2.5. Ces pertes, plus élevées, s'expliquent par la nature poreuse de la silice employée comme couche tampon entre le

Pertes de propagation des guides en BSO < 100 >

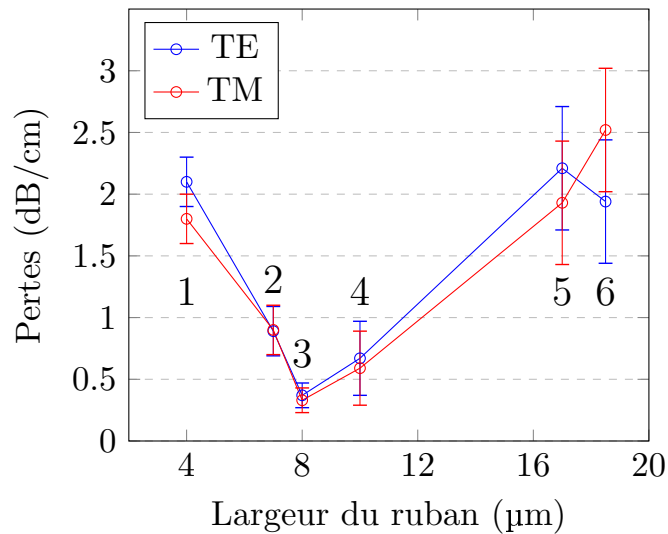


FIGURE 2.25 – Évolution des pertes de propagation en fonction de la largeur des guides. Il existe un lien entre la largeur du guide et les pertes de propagation mesurées.

métal et le BSO. Ces pertes seront donc faciles à optimiser dans les futures procédés de fabrication.

Guide	A	B	C
Pertes TE (dB/cm)	5,3	6,50	5,1
Pertes TM (dB/cm)	5,4	6,9	5,0

TABLE 2.5 – Pertes de propagation mesurées pour les guides avec électrodes, en propagation [110] avec une incertitude de 0,5 dB/cm.

Les mesures montrent des résultats très satisfaisants puisque nous avons obtenu des pertes de propagation très faible : 0,3 dB/cm à 1550 nm ! De plus les modes TE et TM montrent des pertes similaires.

2.4.3/ MESURE DE LA BIRÉFRINGENCE

L'étape suivante consiste à mesurer la biréfringence modale des guides d'ondes.

2.4.3.1/ PRINCIPE

La mesure de cette biréfringence peut se faire par différentes méthodes comme par exemple : par mesure Tomographie Optique de Cohérence (OCT¹¹), par perturbations magnéto-optique et par polarimétrie.

Chacune de ces méthodes possède ces avantages et ces inconvénients. Ainsi la polarimétrie est surtout utilisée pour des faibles biréfringences ($\sim 10^6 - 10^5$) tant que le déphasage induit est inférieur à 2π . Au-delà, une incertitude sur l'ordre existe et ne peut être levée que si l'on procède à une découpe du guide d'ondes, ce qui en fait alors une méthode destructive. La mesure par perturbations magnéto-optique est très efficace avec une gamme de mesure de $5 \cdot 10^{-6}$ RIU [86] à moins de $3 \cdot 10^{-3}$ RIU [87]. Cependant cette méthode utilise préférentiellement des guides longs, de plusieurs cm. La technique OCT permet de mesurer des biréfringences plus élevées, dans les gammes de celles qui nous intéressent ($1 \cdot 10^{-4} \leq 10^{-3}$).

2.4.3.2/ TOMOGRAPHIE COHÉRENTE OPTIQUE

Une cavité optique est caractérisée par l'intervalle spectral libre (ISL) qui représente l'intervalle adjacent entre deux extrema de la transmission de l'intensité optique¹².

$$\text{ISL} = \frac{\lambda^2}{2Ln_{geff}} \quad (2.49)$$

Où L est la longueur du guide, λ la longueur d'onde dans le vide et n_{geff} l'indice de groupe du mode optique se propageant. Lorsque l'on enregistre la réponse spectrale du guide optique et que l'on fait sa Transformée de Fourier dans le domaine fréquentiel, on obtient l'auto-corrélation de la réponse impulsionnelle du système, dans laquelle les oscillations sont converties en pics. Chaque pic est caractérisé par un temps de vol qui représente le temps que met la lumière pour faire un aller-retour dans cette cavité. Ce temps est alors proportionnel à la longueur de la cavité et à l'indice de groupe du matériau qui la compose. Le temps de vol de la lumière dans une cavité optique est défini de la façon suivante :

$$t = \frac{2n_{geff}L}{c_0} \quad (2.50)$$

où c_0 est la célérité de la lumière dans le vide : $c_0=299792458$ m/s, L est la longueur de la cavité et n_{geff} est l'indice de groupe effectif. La signature OCT d'un guide, présentée en Figure 2.26, permet de mesurer la biréfringence modale (Δn_{geff}) d'un guide en comparant l'écart de temps de vol entre les pics principaux de chaque polarisation.

L'incertitude sur l'indice n_{geff} s'écrit :

$$\frac{\Delta n_{geff}}{n_{geff}} = \frac{\Delta t}{t} + \frac{\Delta L}{L} \quad (2.51)$$

11. OCT : *Optical Coherence Tomography*

12. Ce phénomène s'applique aussi à la réflexion.

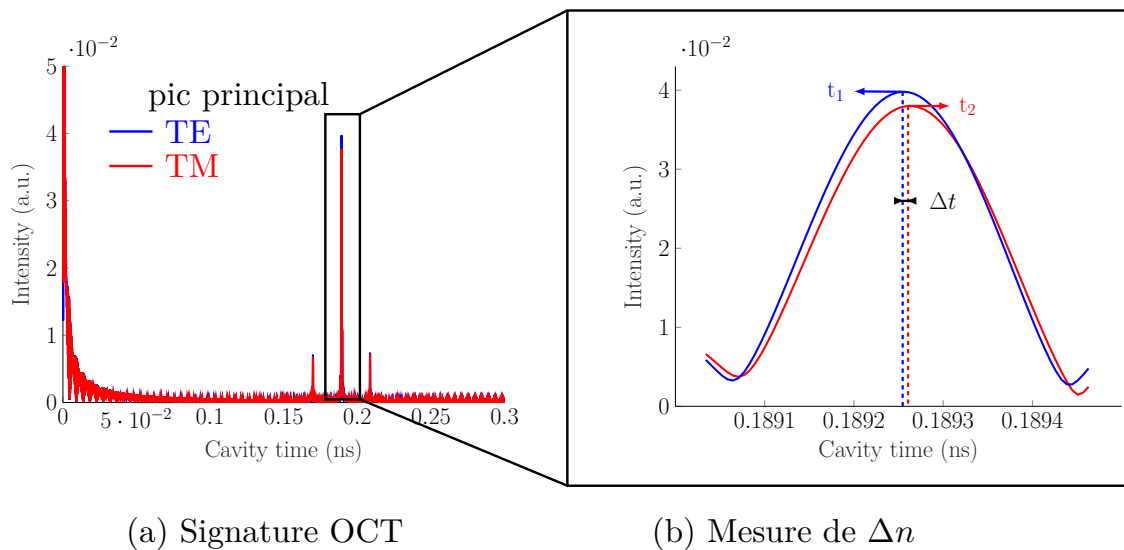


FIGURE 2.26 – La réponse spectrale (a) des guides d'onde (n° 3, propagation [100]) pour les deux polarisations TE et TM est convertie en autocorrélation de la réponse impulsionnelle grâce à une transformée de Fourier des spectres (b). Il est alors possible de mesurer la biréfringence par l'écart de temps de vol entre les pics principaux entre les polarisations TE et TM (c).

Avec une précision de $\Delta L = 1 \mu\text{m}$ sur la longueur des guides mesurée au microscope optique de la scie circulaire de précision et une incertitude sur le temps de cavité valant $\Delta t = 0,012 \text{ ps}$, l'incertitude relative sur la mesure des indices effectifs est d'environ 0.01% pour des guides en BSO centimétriques, soit une incertitude absolue de $2 \cdot 10^{-4}$ RIU.

2.4.3.3/ RÉSULTATS SUR LE BSO

Les résultats sur nos guides BSO, pour les deux propagations sont indiqués dans le tableau 2.6.

Propagation	[100]			[110]		
Guide n°	1	2	3	A	B	C
n_{eff} TE théorique	2,44879	2,44799	2,44752	2,45801	2,45818	2,45828
n_{geff} TE mesuré	2,44879	2,44799	2,44752	2,46746	2,46685	2,46655
n_g TM théorique	2,44899	2,44809	2,44729	2,45800	2,45818	2,45827
n_{geff} TM mesuré	2,44879	2,44799	2,44752	2,46749	2,46694	2,46634
$\Delta n_m (\cdot 10^{-6})$ théorique	0,9	1,2	2,8	2,4	7,2	8,1
$\Delta n_m (\cdot 10^{-4})$ mesuré	-2,0	-0,9	1,6	-0,2	-0,9	-2,1

TABLE 2.6 – Indice effectif de groupe et biréfringence des guides d'ondes.

Les signatures OCT des guides d'ondes ne montrent pas de pics supplémentaires provenant des modes optiques d'ordres supérieurs. Cela peut s'expliquer si les temps de

vol des modes sont si proches qu'il n'est pas possible de les distinguer sur le pic principal de la Transformée de Fourier du spectre optique. On notera que la différence entre biréfringence effective et de groupe est liée à la dispersion du guide. Nous retiendrons que le tableau nous confirme la très faible biréfringence des guides, qui est de l'ordre de grandeur de l'incertitude de mesure.

2.4.4/ CONCLUSION

Les deux séries de guides [100] et [110] ont pu être caractérisées. Le Tableau 2.7 récapitule l'ensemble des mesures effectuées sur les deux séries de guides. Conformément aux simulations, les guides propagent plusieurs modes mais le profil du mode optique en sortie de guide se rapproche du profil du mode fondamental.

La mesure des pertes de propagation a montré qu'il était possible d'obtenir de très faibles pertes (0,3 dB/cm). Ces performances sont atteintes par un compromis sur la taille du guide d'ondes, entre d'une part une largeur suffisante (supérieure à 7 μm) pour que l'influence de la rugosité soit faible, et d'autre part un nombre de modes faibles (largeur inférieure à 12 μm). Malheureusement, la couche tampon de silice déposée pour la propagation [110], s'est montrée poreuse, entraînant des pertes de propagation élevées provoquée par la présence de la couche métallique. Les prochaines séries bénéficieront d'un procédé amélioré, ce qui devrait permettre aux pertes d'être inférieures à 1 dB/cm.

Les premières mesures de biréfringence confirment une biréfringence faible, inférieures aux incertitudes de mesure, ce qui est également très encourageant.

Propagation	[100]				[110]		
Longueur (mm)	13,6				11,5		
Hauteur de BSO	19 μm				15 μm		
Substrat	LiNbO ₃				silicium		
Collage	Vitalite				Au : 200nm+ SiO ₂ : 300nm		
Électrodes	sans				avec		
Guide n°	1	2	3	5	A	B	C
Largeur (μm)	4	7	8	17	12,5	17	20
Pertes TE (dB/cm)	2,1	0,9	0,4	2,2	5,3	6,5	5,1
Pertes TM (dB/cm)	1,8	0,9	0,3	1,9	5,4	6,9	5,0
Largeur (μm)	4	7	8	17	12,5	17	20
$\Delta n_m (\cdot 10^{-6} \text{ RIU.})$	0,9	1,2	2,8	2,4	2,4	7,2	8,1

TABLE 2.7 – Biréfringences théoriques calculées par simulation FEM pour des guides d'onde en BSO.

La mesure de la réponse EO d'un guide en BSO peut maintenant être analysée.

2.5/ COMPORTEMENT EO DU BSO

L'étape de caractérisation suivante consiste à évaluer l'efficacité électro-optique des guides.

2.5.1/ MÉTHODE DE MESURE

Grâce à la faible distance inter-électrodes, 17 μm environ, une tension de 100 V permet de créer un champ électrique de 6 MV/m dans le guide d'ondes.

$$\langle E_y \rangle = \frac{\Gamma V}{d} \approx 6\text{MV/m} \quad (2.52)$$

Une tension alternative est appliquée en modulation à quelques dizaines de Hz grâce à des pointes métalliques apposées de part et d'autre du guide d'ondes. Lors de la modulation EO, l'ellipsoïde des indices se modifie. Nous avons vu à travers l'expression 2.31 que ses axes propres subissent une rotation en fonction du rapport entre la biréfringence et le champ électrique appliqué ce qui modifie les indices. Une onde lumineuse polarisée linéairement à 45° des axes propres voit alors sa polarisation modifiée pendant sa propagation. Le déphasage entre les deux composantes variant au cours de la modulation, l'ellipticité de la polarisation alterne entre des états circulaires et des états linéaires. Cette variation est alors convertie en variation de puissance optique par un analyseur, puis un photo-détecteur convertit de nouveau cette variation de puissance en variation de tension, comme montré sur la Figure 2.27.. On peut alors analyser les caractéristiques EO du guide.

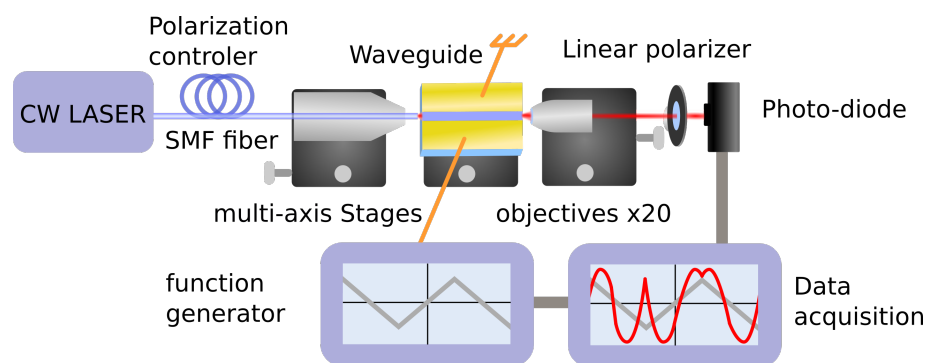


FIGURE 2.27 – Schéma du montage de caractérisation électro-optique.

Pour analyser les figures de modulation EO, nous nous intéresserons à trois paramètres : la tension demi-onde (V_π), le contraste, et la linéarité :

- La tension demi-onde est la tension à appliquer pour accumuler un déphasage de π entre les deux polarisations.

- Le contraste (C_m) est lié aux performances de l'analyseur et à l'orientation de l'analyseur et de la polarisation initiale, idéalement il doit être de 1.

$$C_m = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.53)$$

où I_{max} et I_{min} correspondant aux intensités maximales et minimales en sortie de guides.

- La linéarité correspondant à l'intensité à tension nulle doit être idéalement de $I_l=0,5$: la linéarité indique la position du point de fonctionnement du capteur. Elle ne dépend que de la longueur du guide ainsi que de sa biréfringence si la polarisation d'entrée est à 45° des axes neutres. Nous avons montré précédemment que l'obtention de cette linéarité correspondant à une polarisation circulaire en sortie du guide d'ondes.

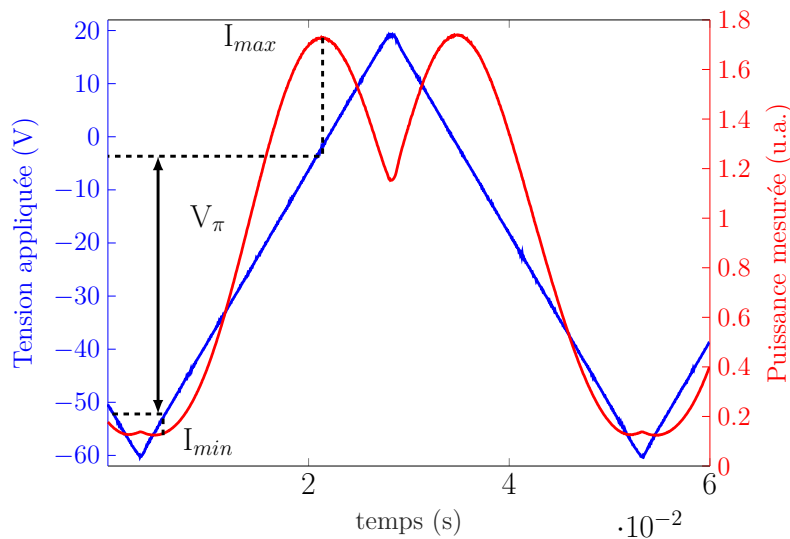


FIGURE 2.28 – Mesure de la tension demi-onde qui est la tension à appliquer pour passer d'un maximum à un minimum de transmission.

2.5.2/ MODULATION EO SUR GUIDE D'ONDES EN BSO

Afin d'évaluer le comportement électro-optique du guide, j'ai effectué plusieurs séries de mesure, avec différents états de polarisations d'entrée et de positions de l'analyseur en sortie. Dans tous les tests effectués, la polarisation d'entrée est rectiligne, et je l'ai orientée pour être alignée suivant un des deux axes neutres du guide.

A ce stade, il est important de rappeler certains termes que j'utiliserai par la suite : les axes neutres du guide d'ondes et les axes propres de l'ellipsoïde.

- Une onde polarisée selon un axe neutre ne voit pas son état de polarisation modifiée au cours de sa propagation dans le guide. Je parlerais donc d'axe neutre du guide quand il n'est pas soumis à un champ électrique.

- Axe propre : ce sont les axes qui correspondent aux vecteurs propres de l'ellipsoïde des indices. L'analyse de l'ellipsoïde du BSO, dans un cas faiblement anisotrope, a montré que ses axes propres ne sont pas fixes. Ils subissent des rotations en fonction du rapport entre la biréfringence modale et la valeur du champ électrique appliqué.

Pour obtenir les figures de modulation, la polarisation d'entrée est orientée suivant les axes neutres. Les courbes de modulation enregistrées sont affichées sur la Figure 2.29. L'analyseur, placé en sortie, fait interférer les deux composantes du champ électrique optique. En Figure 2.29 son axe est orienté soit à 90° de la polarisation d'entrée (configuration dite "croisée"), soit parallèle à la polarisation d'entrée.

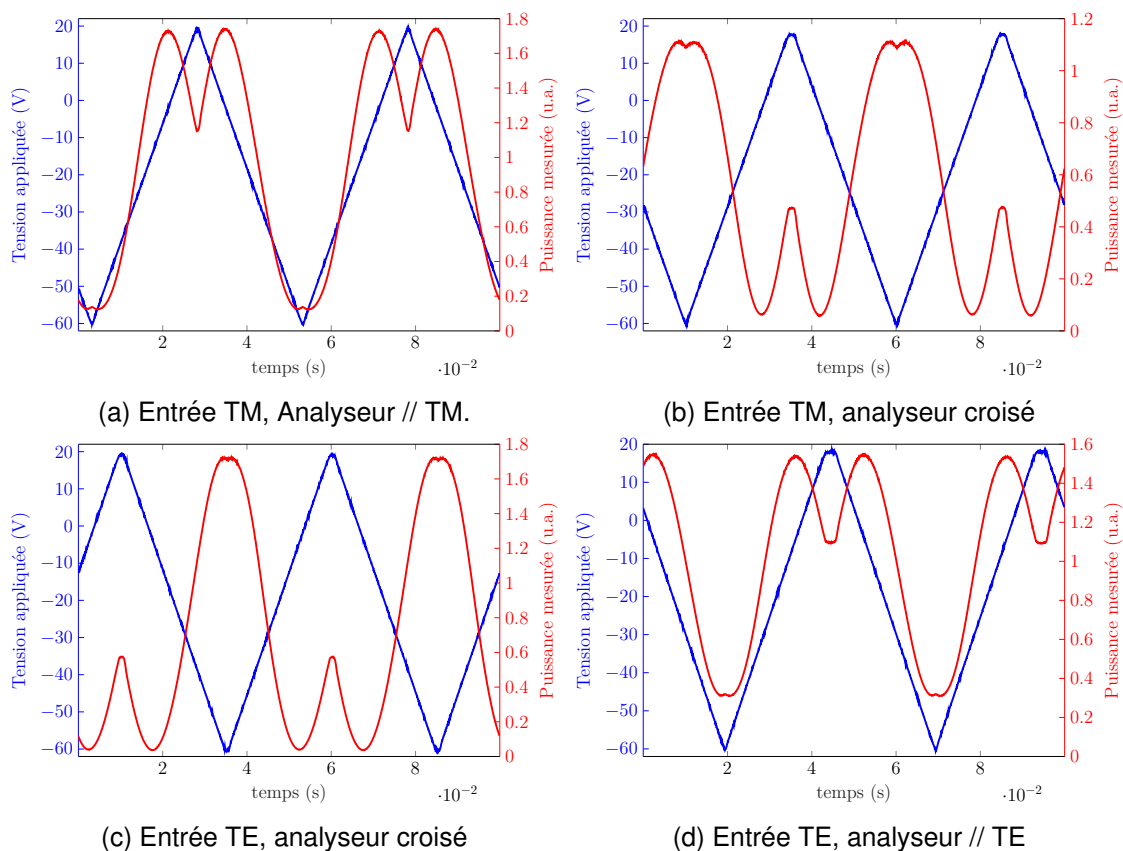


FIGURE 2.29 – Figure de modulation électro-optique en sortie du guide C, (a,b) Pour une polarisation d'entrée rectiligne, dite "TM" (parallèle à l'axe neutre vertical) (a) Lorsque l'analyseur de sortie est parallèle avec l'entrée. (b) Lorsque l'analyseur de sortie est croisé avec l'entrée. (c,d) Pour une polarisation d'entrée rectiligne, dite "TE" (parallèle à l'axe neutre horizontal) (c) Lorsque l'analyseur de sortie est croisé avec l'entrée. (d) Lorsque l'analyseur de sortie est parallèle avec l'entrée.

Mesure de la tension demi-onde : Théoriquement, puisque le déphasage entre les deux composantes est le même dans les différentes configurations de la figure 2.29, nous nous attendons à une tension demi-onde indépendante de la polarisation d'entrée

(TE ou TM) et de l'analyseur qu'il soit croisé ou parallèle avec l'entrée. Les résultats expérimentaux associés aux différentes configurations sont résumés dans le Tableau 2.8. Ces résultats confirment que la tension demi-onde est la même dans les quatre configurations de modulation envisagées, avec une moyenne de 53.9 V à ± 2 V près.

Nous attribuons cet écart aux incertitudes de mesure, liées à la lecture de la tension et à l'incertitude de positionnement angulaire des axes du polariseur et de l'analyseur (incertitude estimée à $\pm 5^\circ$).

La comparaison avec la valeur théorique est difficile en raison des incertitudes liées au processus de fabrication comme la hauteur et largeur du guide et l'épaisseur de silice, qui affectent la mesure de Γ . De même l'estimation sur d est compliquée par la forme en congé d'angle du ruban. D'autre part, si la mesure du coefficient, mesurée par Pierre Jarrige, en régime basse fréquence est de $5,4 \pm 0,3$ pm/V c'est une valeur moyenne des mesures s'étalant de 10 à 10^5 Hz. Si l'on considère $r_{41} = 5,4$ pm/V, $d = 30,7$ μm (valeur corrigée en prenant le congé d'angle), $\Gamma = 0,57$ et $L = 11,5$ mm, alors le calcul provisionnel du $V_{\pi,heo}$ déduit de la relation 2.45 donne $V_{\pi,heo} = 55$ V.

Cela est bien compatible avec les données expérimentales.

Figure	(a)	(b)	(c)	(d)
Polarisation entrée	TM	TM	TE	TE
Analyseur sortie	//	\perp	\perp	//
Contraste	0.87	0.90	0.96	0.67
V_π mesuré (V)	54.8 ± 2.0	52.6 ± 2.0	55.9 ± 2.0	52.4 ± 2.0

TABLE 2.8 – Mesure des propriétés électro-optiques du guide C, à partir des figures de modulation. Ce guide possède une largeur estimée à 22 μm .

Mesure du contraste : Les deux positions (parallèle et croisée) de l'analyseur sont complémentaires et doivent, si les deux polarisations sont équilibrées avec des pertes similaires, aboutir aux mêmes valeurs de contraste de modulation sur les différentes figures. Néanmoins les contrastes relevés dans le tableau 2.8 montrent une dispersion, qui ne relève pas de l'estimation du coefficient électro-optique. Nous attribuons cette dispersion des contrastes à plusieurs effets en compétition qui induisent un comportement différent entre les deux composantes propres se propageant dans le guide.

J'ai poursuivi la caractérisation des guides par une analyse polarimétrique :

2.5.3/ POLARIMÉTRIE

Nous avons vu que la structure géométrique du guide BSO est asymétrique, générant ainsi une biréfringence modale. Le guide se comporte comme une lame de phase, il est alors susceptible de modifier la polarisation de la lumière durant sa propagation, et ce même en l'absence de champ électrique. Cette modification de la polarisation agit directement sur la linéarité du capteur. Nous avons vu au premier chapitre, que afin d'assurer une linéarité maximale, le guide doit se comporter comme une lame quart d'onde. Cette mesure de la phase, alliée à l'asymétrie de la réponse EO du point de vue

de la polarisation a motivé une campagne de mesure polarimétrique.

Cette campagne est d'autant plus utile que la mesure de la biréfringence à partir des spectres n'est pas assez précise pour prédire l'état de la polarisation. Il est donc utile de mesurer à chaque fois la polarisation en sortie de guide avec un polarimètre. Un polarimètre à haute-fréquence a été acheté au cours de ma thèse afin de mieux comprendre les mécanismes en jeu dans les guides d'ondes. Son utilisation et la présentation des mesures requièrent d'introduire des notions sur la polarisation ainsi que la sphère de la Poincaré.

2.5.3.1/ INTRODUCTION

En optique il existe plusieurs formalismes pour décrire la polarisation d'une onde plane monochromatique tel que le formalisme de Jones et celui de Stokes. Le formalisme de Jones est associé à la représentation elliptique de la polarisation, on y décrit un état par un vecteur complexe à deux composantes. Il est très utilisé pour les calculs matriciels et il permet de rendre compte des interférences entre deux ondes grâce à sa partie complexe. Le formalisme de Stokes quant à lui utilise un vecteur réel à quatre composantes, bien qu'il ne puisse pas rendre compte des interférences, il est utile pour traiter la lumière partiellement polarisée.¹³

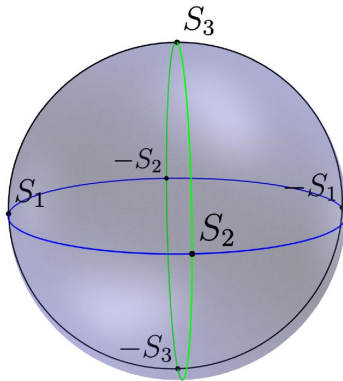
C'est surtout ce dernier qui nous intéresse ici, car les quatre dimensions du vecteur de Stokes permettent de représenter très efficacement les états de polarisation et surtout les variations de polarisation. Le vecteur de Stokes (\hat{P}) exprime la répartition de l'intensité optique de la lumière selon les différents états de polarisation :

$$\hat{P} = \begin{pmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_x + I_y \\ I_x - I_y \\ I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ I_{CG} - I_{CD} \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

Ainsi P_0 représente l'intensité totale, P_1 la différence d'intensité entre les composantes horizontales et verticales (x et y). Cette mesure se fait par exemple en mesurant l'intensité à travers un polariseur dont l'axe serait aligné sur l'axe horizontal puis sur l'axe vertical. De la même manière, P_2 sera lui une différence d'intensité entre les axes situés à $\pm 45^\circ$ des axes x . Enfin, le paramètre P_3 représente la différence de quantité de lumière polarisée selon un état circulaire gauche par rapport à l'état circulaire droit.

13. Certaines sources de lumière incohérentes telles que le soleil ou le rayonnement thermique émettent une lumière non polarisée. La lumière peut alors être vue comme une superposition de différentes polarisations. La lumière partiellement polarisée est alors composée d'une superposition non uniforme de différentes polarisations. Un état de polarisation sera plus représenté que d'autres. La lumière issue d'un laser est cohérente et dans la majorité des cas, totalement polarisée.

Cependant, on utilise plutôt par commodité les paramètres de Stokes normalisés par la puissance optique P_0 : $S_{0,1,2,3} = P_{0,1,2,3}/P_0$ ¹⁴. Ces nouveaux paramètres $S_{1,2,3}$ (compris entre -1 et 1) représentent un repère orthonormé à trois dimensions. Ce repère sert de base à la sphère de Poincaré qui est un élément clé de la représentation de la polarisation. Attachons-nous maintenant à décrire les différents états de polarisation avec les paramètres $S_{1,2,3}$:



Stokes	Vecteur	Polarisation
S_1	[1 1 0 0]	Linéaire horizontale
$-S_1$	[1 -1 0 0]	Linéaire verticale
S_2	[1 0 1 0]	Linéaire +45°
$-S_2$	[1 0 -1 0]	Linéaire -45°
S_3	[1 0 0 1]	circulaire gauche
$-S_3$	[1 0 0 -1]	circulaire droite

FIGURE 2.30 – Sphère de Poincaré

TABLE 2.9 – Récapitulatif des paramètres de Stokes principaux.

La sphère de Poincaré est définie par :

- Son équateur, en bleu sur la Figure 2.30, représentant l'ensemble des polarisations linéaires, il est aussi défini par les points $S_1, -S_1, S_2$ et $-S_2$.
- Ses pôles où se situent les point $\pm S_3$ et représentant les polarisations circulaires gauche et droite.
- Son rayon est défini par le DOP¹⁵, compris entre 0 et 1, 1 pour une lumière totalement polarisée et 0 pour une lumière non polarisée. Dans ce manuscrit, le DOP sera toujours considéré comme égale à 1.

Tous les autres états ne figurant ni sur l'équateur ni sur les pôles forment l'ensemble des polarisations elliptiques, la position sur l'hémisphère nord ou sud indiquant le sens de l'ellipse. On peut aussi noter un élément important, les méridiens¹⁶. Une variation de la polarisation sur un méridien indique un changement du déphasage entre les deux composantes de la polarisation. Pour une lame à retard, c'est le méridien passant par S_2 , représenté en vert sur la Figure 2.30, qui nous intéresse.

Maintenant que j'ai introduit la sphère de Poincaré, passons à la mesure du déphasage et des axes neutres.

14. On remarque que par définition $S_0=1$, par souci de clarté il est donc souvent omis dans la description des états de la polarisation dans ce manuscrit.

15. Degré de Polarisation : $DOP = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$

16. Lignes fictives qui font le tour de la sphère en passant par les deux pôles.

2.5.3.2/ RECHERCHE DES AXES NEUTRES D'UN GUIDE D'ONDES

Identifier la position des axes neutres du guide est donc important pour le bon fonctionnement du capteur.

2.5.3.3/ MÉTHODE DE MESURE DES AXES ET DU DÉPHASAGE

La position des axes neutres est dictée par la symétrie du guide d'ondes. Dans la plupart des cas, hormis pour des dispositifs comme des rotateurs de polarisation, les axes neutres sont orientés selon les axes du repère fixé par notre guide. Des mesures préliminaires sur BSO ont montré néanmoins qu'une polarisation rectiligne verticale ou horizontale pouvait être modifiée au cours de sa propagation dans les guides BSO. Mon objectif a donc été d'identifier les axes neutres des guides.

Cette tâche a nécessité de modifier le banc de caractérisation et notamment le dispositif d'injection selon le schéma représenté en Figure 2.31. La façon la plus simple de procéder est alors de coupler la lumière dans le guide par un objectif, et de modifier la polarisation de la lumière avant sa focalisation dans le guide. Pour cela j'utilise un banc de polarisation¹⁷, un dispositif qui permet de collimater un faisceau sur quelques cm entre deux fibres optiques. On peut alors placer des éléments de contrôle de la polarisation comme un polariseur, des lames demi et quart d'onde etc... Il est aussi possible de remplacer un des collimateurs de fibre par un objectif de microscope, permettant ainsi de faire les injections dans des guides d'ondes. Ce dispositif s'intègre parfaitement sur le banc de caractérisation, et il peut aussi servir à la calibration du polarimètre.

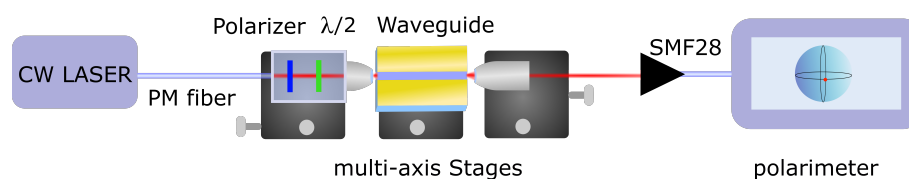


FIGURE 2.31 – Schéma du montage de caractérisation polarimétrique. Le banc de polarisation filtre la polarisation en sortie de fibre par une polarisation verticale à l'aide d'un polariseur. La direction de la polarisation linéaire dans le guide est contrôlée par une lame demi-onde placée entre le polariseur et l'objectif.

Notre polarimètre¹⁸ est relié à une fibre SMF-28. Ces fibres sont sensibles aux déplacements ou torsions qui modifient la polarisation sans qu'il soit possible de prévoir le résultat final. Une étape de calibration de l'instrument est alors nécessaire afin de pouvoir mesurer la polarisation en sortie des guides. À partir de deux états de

17. PC-FFB-1550 FiberBench Manual Polarization Controller, 1100 - 1600 nm.

18. N7781B Benchtop Polarization Analyzer, Keysight.

polarisation orthogonaux sur la sphère de Poincaré¹⁹, on peut compenser l'effet de la fibre SMF, et calibrer notre instrument.

Trouver les axes neutres consiste à tourner une lame demi-onde en entrée et observer l'évolution de la polarisation en sortie sur le polarimètre. Si les axes neutres existent, on doit trouver deux orientations de la lame demi-onde pour lesquelles la polarisation de sortie est linéaire. Elles doivent être décalées de 90°, en sortie de la lame demi-onde. L'incertitude sur la lecture de l'angle de la lame est très élevée du fait de sa petite taille, il est plus aisé de lire l'orientation au polarimètre ou de s'en assurer avec un analyseur.

Cette façon de procéder fonctionne bien pour des guides monomodes. La présence de plusieurs modes entraîne une grande incertitude voir l'impossibilité de mesurer la position des axes, s'ils existent. Sur les guides non débouchants de la propagation [100] et les guides en propagation [110], on peut trouver les axes neutres à quelques degrés près. En revanche sur les guides débouchant ce n'est pas possible : encore une fois, nous retenons que la configuration non débouchante est préférable pour la réalisation des capteurs.

2.5.3.4/ RÉSULTATS

Comme je l'ai indiqué précédemment, une polarisation injectée selon les axes vertical (Oy) et horizontal (Ox), est modifiée. Comme le montre le tableau 2.10, les deux polarisations sont pourtant symétriques. Les deux polarisations sont donc affectées de la même façon. De plus en injectant une onde polarisée à 45° de ces deux axes, on observe que le décalage entre les polarisations sortantes est aussi respecté.

Les données représentées dans le Tableau 2.10 et la Figure 2.32 sont issues du guide en propagation [100] n° 2, dont la largeur est de 7 µm.

Polarisation injectée :	Horizontale		Verticale		+45°	
	Entrée	Sortie	Entrée	Sortie	Entrée	Sortie
S ₁ (u.a.)	1	0.01	-1	0.04	0	-0.95
S ₂ (u.a.)	0	0.9	0	-0.91	-1	-0.04
S ₃ (u.a.)	0	0.42	0	-0.41	0	-0.29

TABLE 2.10 – États de polarisation mesurés en sortie de guide pour différents états de polarisation injectés dans un guide en BSO de 7 µm de large. On peut visualiser les résultats sur la figure 2.32 (a).

Les décalages entre les mesures d'entrée et sortie sont représentés sur la sphère de Poincaré (Figure 2.32-a), la meilleure façon pour expliquer ces mesures repose sur le

¹⁹. Dans notre espace il s'agit de polarisation avec une différence d'orientation de 45°, passer de linéaire à circulaire

fait que les axes neutres ne sont plus les axes vertical et horizontal. J'ai alors recherché la position des axes neutres en faisant tourner la polarisation en entrée de guide, et en cherchant l'orientation qui permettait de garder le même état de polarisation en sortie.

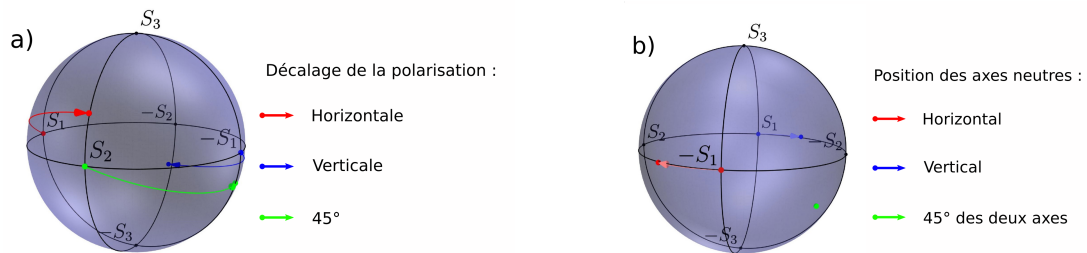


FIGURE 2.32 – Deux états de polarisation linéaires sont trouvés, avec un décalage de 22° environ par rapport aux axes prévus.

Tous les guides en BSO non débouchant présentent cette particularité c'est-à-dire des axes neutres non verticaux ni horizontaux, avec un angle relativement semblable aux incertitudes près, et ce pour les deux propagations. En revanche ceci n'est pas valable pour les guides débouchants en raison de leur caractère très multimode.

Les positions mesurées des axes neutres sur la sphère de Poincaré, c'est à dire quand les polarisations d'entrée et de sortie sont identiques, sont les suivantes :

$$TE = \begin{bmatrix} 1 \\ 0,682 \\ -0,730 \\ -0,008 \end{bmatrix} \quad TM = \begin{bmatrix} 1 \\ -0,740 \\ 0,675 \\ 0,026 \end{bmatrix} \quad (2.55)$$

A partir des vecteurs de Jones des deux polarisations, on peut calculer l'angle de l'ellipse et son ellipticité. Le mode "TE" est alors orienté à $+24 \pm 2^\circ$ de l'axe horizontal (Ox) et le mode "TM" à $21 \pm 2^\circ$ de l'axe vertical (Oy). L'ellipticité des deux polarisations est dans ce cas largement inférieure à l'incertitude de mesure (1°).

2.5.3.5/ HYPOTHÈSES CONCERNANT L'ORIGINE DU PHÉNOMÈNE

L'asymétrie du guide peut expliquer l'origine de la rotation de 22° des axes neutres par rapport au repère cristallin. En effet lorsque la lame de la scie passe de chaque côté du ruban, elle peut ne pas s'enfoncer à la même profondeur des deux côtés. Ces paramètres peuvent aussi varier selon la longueur du guide. La rupture de la symétrie entraîne alors une modification des axes neutres, ce phénomène est utilisé pour fabriquer des rotateurs pour l'optique intégrée [88]. J'ai voulu vérifier mon hypothèse en simulant le congé avec COMSOL. Pour cela j'ai recréé les conditions de fabrication d'un guide de largeur de $8 \mu\text{m}$, où les deux côtés sont identiques. En traçant les lignes du champ électrique pour le mode fondamental TE (voir Figure 2.33), on voit qu'elles sont bien horizontales. En revanche en introduisant un décalage de $1 \mu\text{m}$ de hauteur entre les deux côtés, les lignes de champs du mode TE ont subi une rotation de 11° . Ce calcul

et les résultats expérimentaux montrent l'importance de la géométrie du guide sur son comportement en polarisation.

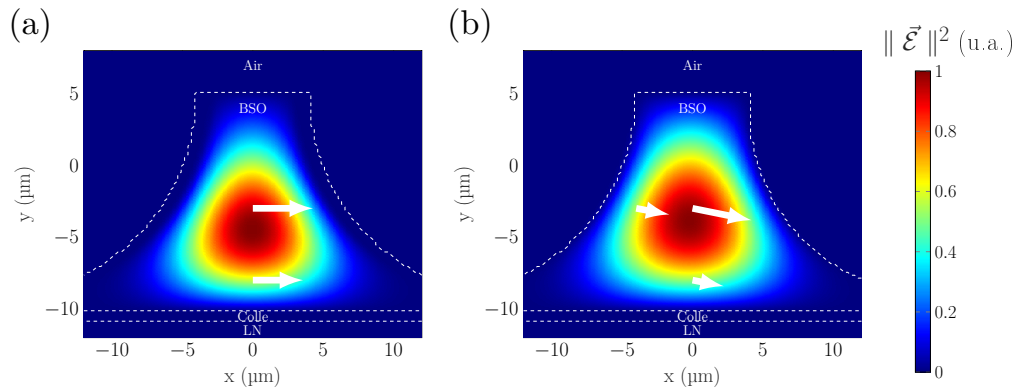


FIGURE 2.33 – Simulation FEM COMSOL du mode fondamental d'un guide d'ondes en BSO de 8 μm avec un congé d'angle. Les figures représentent la répartition de la norme du champ \vec{E} du mode fondamental du mode TE. Les flèches blanches montrent la direction du champ \vec{E} optique. En (a) le guide est symétrique et (b) il présente une légère asymétrie.

Une asymétrie des guides, due à l'asymétrie de placement de la scie, peut donc provoquer une rotation des axes neutres et expliquer les résultats expérimentaux observés. Cette rotation des axes neutres peut avoir une influence sur la figure modulation : c'est ce que nous avons cherché à mesurer dans le paragraphe suivant.

2.5.4/ ÉVOLUTION DE LA POLARISATION LORS DE LA MODULATION EO

La caractérisation de la modulation peut aussi se faire par polarimétrie : le polarimètre dispose d'une cadence de mesure suffisante pour suivre une modulation EO de quelques kHz.

En enregistrant directement l'évolution de la polarisation avec le polarimètre, on mesure le chemin parcouru par la polarisation sur la sphère de Poincaré. La modulation de l'état de polarisation est maximale lorsque la polarisation incidente est orientée à 45° des nouveaux axes propres de l'ellipsoïde des indices. Comme ceux-ci sont orientés à 45° des axes neutres du guide, c'est lorsque la polarisation est alignée selon les axes neutres que la modulation de polarisation est maximale. C'est déjà le raisonnement que nous avons suivi dans le paragraphe précédent pour extraire les figures de modulation. Sur la sphère de Poincaré on observera alors le maximum d'amplitude de la variation de polarisation.

Si l'orientation des axes reste fixe, le cercle formé par cette variation passe alors par les pôles. En revanche comme les axes propres sont en rotation, l'angle γ fluctuant au cours de la modulation, le chemin parcouru a une amplitude moins importante. Et c'est ce que l'on observe sur la Figure 2.34. Cela explique l'asymétrie de contraste observée

ultérieurement.

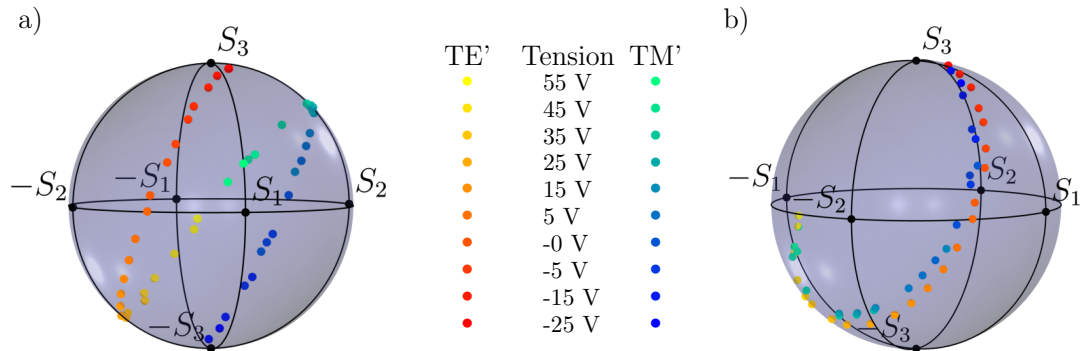


FIGURE 2.34 – Indépendance en polarisation des guides d’onde en BSO lors de la modulation EO. La figure (a) représente les chemins de la polarisation pour les polarisations TE’ et TM’ (Axes neutres du guide). En projetant le chemin du mode TM’ par symétrie centrale (b), il est possible de comparer les deux polarisations.

Avoir un guide présentant les mêmes propriétés pour ses deux modes TE et TM est un atout pour de nombreuses disciplines, ce type de guide est dit "indépendant en polarisation". J’ai déjà montré que nos guides en BSO possèdent des pertes équivalentes selon ces deux modes et j’ai voulu vérifier qu’il en était de même pour le comportement EO. J’ai mesuré la modulation de l’état de polarisation pour les deux modes TE’ et TM’, c’est ce qui est représenté en Figure 2.34. Pour comparer les deux trajets sur la sphère j’ai ensuite transformé les points d’une des polarisations par une symétrie centrale, puisque la symétrie centrale correspond en effet à une rotation de polarisation de 90° dans l’espace réel. Et comme le montre la Figure 2.34, les deux trajets sont quasiment identiques, montrant un comportement identique en polarisation.

2.5.5/ CONCLUSION

Les guides BSO que nous avons développés montrent bien un comportement d’indépendance en polarisation lorsqu’ils sont structurés en modulateur avec une propagation suivant la direction [110].

La mesure par polarimétrie se révèle par ailleurs utile pour repérer une éventuelle rotation des axes neutres induite par l’asymétrie des guides.

2.6/ CONCLUSION

Un cristal cubique comme le BSO est un de matériau de prédilection pour la conception de capteurs de champ électrique. L'avantage de sa structure cristalline cubique permet de limiter la dépendance en température de la réponse optique. Pour compenser l'inconvénient de la faible sensibilité des cristaux EO par rapport à d'autres méthodes de mesures, on peut confiner un faisceau lumineux à l'intérieur du cristal.

Nous avons donc proposé un moyen d'obtenir ce confinement vertical de la lumière grâce à une couche mince de BSO puis d'utiliser une scie circulaire de précision afin de former des guides rubans et d'obtenir un confinement latéral. Nous avons ainsi réussi à fabriquer des guides rubans fonctionnels avec de faibles pertes de propagation de 0,3 dB/cm, et ce, pour les deux modes TE et TM.

Dans un second temps, nous avons réussi à disposer des électrodes de part et d'autre des guides rubans. Des figures de modulation EO avec des tensions demi-onde d'environ 54 Volts pour une longueur de 11,5 mm, témoignent du succès obtenu. Cette réussite est à notre connaissance une première sur un cristal comme le BSO, et la technique utilisée pourrait être étendue à toute sorte de cristaux EO.

Le confinement de la lumière dans une structure guidante a plusieurs conséquences. Premièrement, les modes optiques TE et TM ont des constantes de propagation légèrement différentes. Cela se traduit par une biréfringence modale faible que nous avons mesurée inférieure à 10^{-4} . Cette biréfringence modifie le comportement électro-optique du guide d'ondes, en introduisant différents régimes de fonctionnement en fonction du rapport de force entre la biréfringence et le champ électrique. Les résultats expérimentaux valident alors les calculs théoriques effectués sur cette configuration.

Dans un second temps, nous avons également montré que l'asymétrie des guides, et notamment celle des guides non débouchant caractérisés par un congé, influe sur la position des axes neutres du guide. En effet, les axes neutres des guides se trouvent tournés d'environ 20° . Ceci peut ouvrir la voie à une autre catégorie de composants : les rotateurs de polarisation.

Malgré la biréfringence, le guide en BSO garde la faculté de différencier les composantes vectorielles du champ électrique. Trois guides sont alors nécessaires pour caractériser pleinement le champ électrique : un guide en propagation [100] permettant de mesurer la composante longitudinale et deux guides en propagation [110], orientés différemment, afin de mesurer les composantes radiales du champ électrique.

Ces résultats marquants ont fait l'objet de plusieurs valorisations scientifiques : une présentation orale à Optics & Photonics 2018 à San Diego et d'un poster à Frontiers in Photonics 2018 à Washington. De plus un article est cours de rédaction.

DÉVELOPPEMENT D'UNE SONDE EO EN NIOBATE DE LITHIUM

3.1/ INTRODUCTION

Le chapitre précédent était consacré à l'étude et à l'ébauche d'une nouvelle plateforme en optique intégrée sur BSO. Cette plateforme photonique aura pour but une mesure vectorielle et peu perturbatrice du champ électrique sur une large bande passante. Ce chapitre est quant à lui dédié à une approche connexe à la mesure du champ électrique : la détection de champ magnétique RF et du signal RMN en environnement IRM. Ce capteur fonctionnant comme un modulateur de l'état de polarisation doit être développé à partir d'un cristal plus mature, technologiquement parlant, que le BSO, le niobate de lithium¹ (LiNbO_3 , ou abrégé LN).

3.1.1/ DÉVELOPPEMENT D'UN TRANSDUCTEUR DE SIGNAL RMN À BASE DE LN

Le niobate de lithium est le second cristal retenu dans le projet CEPAGE. Avec une production annuelle de plus de 40 tonnes par an, le conditionnement des *wafers* de LN est compatible avec les technologies de salle blanche et de la micro électronique. Il est possible de produire des guides d'ondes possédant de faibles pertes de propagation, inférieures à 0,1 dB/cm [89]. Le laboratoire FEMTO-ST possède une grande expertise dans ce domaine, autant du point de vue piézo-électrique et acoustique que optique, expertise qui a conduit à la création de deux *spin-offs* locaux : Frec|n|sys et Photline technologies².

Ici, nous montrons comment utiliser un guide LN comme capteur de champ magnétique pour IRM. Nous commençons par décrire le principe de fonctionnement, avant de modéliser le comportement EO des guides. Ce chapitre présente également la fabrication, packaging et caractérisation des composants LiNbO_3 .

1. *Lithium Niobate* en anglais

2. Maintenant fusionné avec iXblue

3.1.2/ PRÉSENTATION DU CAPTEUR POUR IRM

La configuration visée est analogue à celle proposée par Suzuki *et al.*, où une antenne-cadre magnétique est reliée aux électrodes disposées de part et d'autre d'un cristal massif de LiNbO_3 [90]. L'acheminement du signal RMN jusqu'au système de détection final fait intervenir une cascade de détections, présentée en Figure 3.1b.

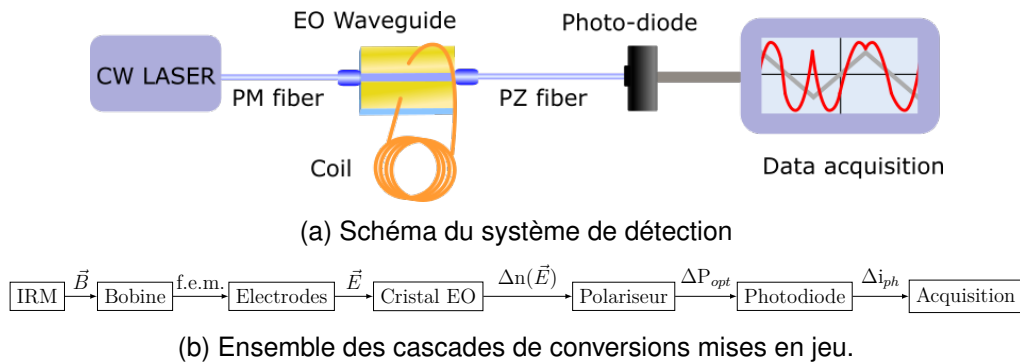


FIGURE 3.1 – (a) Schéma de détection du système mis en place par Kapteos pour un déport optique du signal RMN en milieu IRM. (b) Lorsque le signal est réceptionné par la spire résonante, une cascade de conversion se met en place afin de convertir une variation de signal RMN en variation de signal optique.

Le principe de fonctionnement est alors le suivant :

- une spire convertit les variations de flux magnétiques en force électromotrices induites selon la loi de Lenz :

$$f.e.m. = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{B} dS \quad (3.1)$$

où \vec{B} est le champ magnétique vu par la spire de surface S , cette spire sera développée au laboratoire CREATIS ;

- la fibre d'entrée, à maintien de polarisation (PM³), injecte la lumière dans le guide EO ;
- le guide EO convertit la f.e.m. induite en biréfringence induite qui, à son tour, modifie la polarisation de la lumière en conséquence ;
- en sortie, une fibre polarisante (PZ) permet de faire interférer les deux polarisations propagées dans le guide ;
- un photo-détecteur collecte les variations d'intensité, directement liées à la f.e.m. induite.

Une fois converti en signal optique, le signal est alors à l'abri des perturbations du champ EM de l'IRM, ce qui réduit considérablement le bruit de la mesure. La preuve de concept de ce système a déjà été apportée sur un guide d'onde Ti:LiNbO_3 en coupe X propagation Y [91] mais qui n'était pas fibré. Par ailleurs la direction Y de propagation présente une biréfringence de $7 \cdot 10^{-2}$ RIU source de très grande dépendance en température..

3. PM : Polarization maintaining fiber

Dans ce contexte, mon objectif consiste à proposer une configuration stable et un *packaging* adapté à l'environnement IRM. À la fin du projet CEPAGE l'objectif visé est la démonstration d'un prototype LiNbO_3 packagé compact.

La configuration des guides mis en boîtiers est représentée schématiquement en Figures 3.2a et 3.2b. La puce EO, visualisée en Figure 3.2b est constituée d'un guide LN en propagation Z entouré d'électrodes. Ces électrodes sont elles-mêmes connectées par *wire-bonding* à un circuit imprimé (PCB⁴, qui assure la connexion avec la spire par le biais d'un SMA. Les fibres d'entrées et sorties sont collées au guide EO. L'ensemble doit être placé dans un boîtier non métallique. L'objectif est de pouvoir tester ce composant en environnement industriel (TRL5).

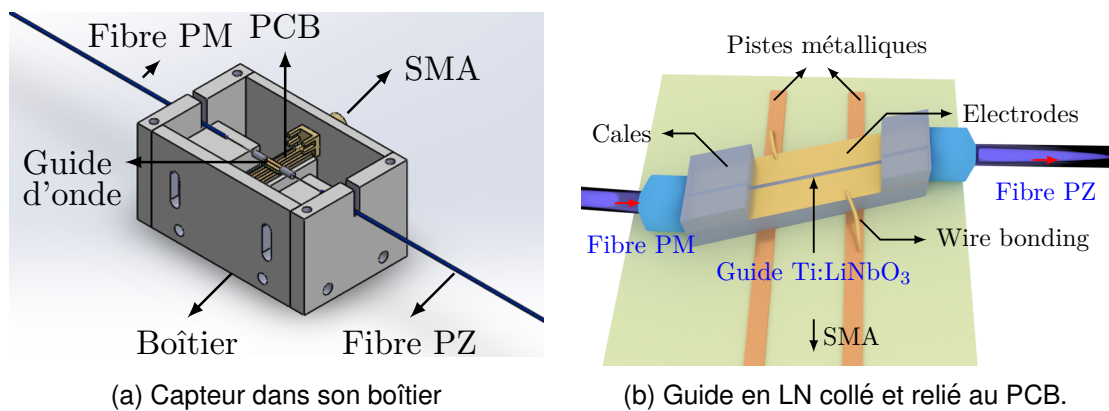


FIGURE 3.2 – Schémas de la partie EO du capteur de champ magnétique pour environnement IRM. Le guide d'onde fibré a été découpé avec un angle afin d'atténuer les réflexions parasites.

Les représentations schématiques du capteur sont schématisées : dans son boîtier sur la Figure 3.2a, le guide EO fibré et collé sur un PCB, sur la Figure 3.2. À la fin du projet l'objectif visé est la démonstration d'un prototype LiNbO_3 packagé compact avec un niveau de maturité technologique (TRL) de niveau 7. Ce qui correspond à la démonstration du système prototype en environnement opérationnel.

Pour arriver à cet objectif, certains points critiques ont été pointés dès le début du projet et forment alors la structure de ce chapitre :

- modéliser le comportement de la propagation Z en présence d'une biréfringence modale,
- obtenir une réponse linéaire du capteur et une mesure de la biréfringence modale,
- envisager une solution pour augmenter la sensibilité du capteur,
- s'affranchir de l'effet Fabry-Perot dans le guide d'onde,
- caractériser les guides et valider le modèle théorique,
- établir un protocole reproductible de fibrage en utilisant un packaging compatible

4. PCB : *Printed Circuit Board*

- aux environnements IRM et avec le banc de fibrage,
- estimer la sensibilité à la température.

Commençons par déterminer le comportement EO de la propagation Z.

3.2/ MODÉLISATION DU COMPORTEMENT EO

À l'instar du BSO, j'ai repris les calculs de l'ellipsoïde des indices pour la configuration en coupe X propagation Z. Pour ces calculs, j'ai pris en compte la faible biréfringence modale due à la structuration du guide. En comprenant le comportement EO du guide, on est alors en mesure de déterminer les différents paramètres comme, l'orientation de la polarisation incidente et l'orientation de l'analyseur, favorisant un comportement linéaire et une sensibilité optimale.

Le tenseur EO du niobate de lithium est le suivant :

$$[r] = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

Dans le système d'axe cristallin du LN, les axes (Ox) et (Oy) sont les axes ordinaires tandis que l'axe (Oz) est l'axe extraordinaire. La coupe du *wafer* étant selon l'axe cristallin X, et la propagation selon l'axe cristallin Z, l'axe (Ox) est vertical et l'axe (Oy) l'axe horizontal. Une représentation schématique de cette configuration est donnée sur la Figure 3.3.

Pour tenir compte de la biréfringence modale, j'ai différencié les indices $n_{o, TM}$ porté par l'axe (Ox) et $n_{o, TE}$ porté par l'axe (Oy). On peut donc écrire l'ellipsoïde des indices du LN sous l'influence d'un champ électrique \vec{E} quelconque, grâce à l'équation 3.3 :

$$[x, y, z] \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n_{o, TM}^2} - r_{22}E_y + r_{13}E_z & -r_{22}E_x & r_{51}E_x \\ -r_{22}E_x & \frac{1}{n_{o, TE}^2} + r_{22}E_y + r_{13}E_z & r_{51}E_y \\ r_{51}E_x & r_{51}E_y & \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = 1 \quad (3.3)$$

Si on utilise la méthode de Duvillaret *et al*, précédemment appliquée au BSO, le résultat est très rapide puisque l'axe de propagation \vec{k} est déjà orienté selon l'axe (Oz). Le plan formé par l'intersection entre l'ellipsoïde des indices et la polarisation prend la forme

d'une ellipse décrite par l'équation suivante :

$$[x, y] \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n_{o, TM}^2} - r_{22}E_y + r_{13}E_z & -r_{22}E_x \\ -r_{22}E_x & \frac{1}{n_{o, TE}^2} + r_{22}E_y + r_{13}E_z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = 1 \quad (3.4)$$

D'après l'expression 3.4, l'indice extraordinaire du LN a disparu de l'équation. Cette configuration est donc idéale pour obtenir une indépendance en température. On remarque que la composante E_x du champ électrique modifie l'orientation des axes propres. En effet pour rendre l'expression de l'ellipse canonique, il faut introduire une rotation des axes d'un angle γ , dont l'expression est donnée par l'équation 3.5.

$$\tan 2\gamma = \frac{-2r_{22}E_x}{\frac{1}{n_{o, TM}^2} - \frac{1}{n_{o, TE}^2} - 2r_{22}E_y} \quad (3.5)$$

γ étant, comme dans le chapitre précédent, l'angle entre le repère cristallin et le nouveau repère "propre" que nous noterons (OX') et (OY'). Plusieurs remarques peuvent être faites à partir de l'expression 3.5. Premièrement, en l'absence de composante selon (Ox) de \vec{E} les nouveaux axes propres sont confondus avec les axes neutres de l'ellipse. Deuxièmement, la composante longitudinale (E_z) n'intervient pas dans l'expression de γ . Enfin si cette composante verticale est présente alors il faut distinguer le cas isotrope où $\tan 2\gamma = E_x/E_y$ du cas anisotrope où l'angle de rotation dépendra alors de la biréfringence et du terme $2r_{22}E_y$. Dans tous les cas de figure, on peut conclure sur le fait qu'il est préférable de sélectionner la composante horizontale E_y afin de simplifier l'expression du changement d'indice provoqué par l'effet Pockels. Des concentrateurs de champs déposés de part et d'autre du guide d'onde permettent de favoriser la composante E_y , ici des électrodes coplanaires remplissent cette fonction de concentrateurs de champs. Leurs motifs pourront évoluer à terme, suivant les applications visées.

3.2.1/ APPLICATION DE CONCENTRATEURS DE CHAMPS

Sélectionner la composante E_y du champ électrique appliqué permet de simplifier le modèle. Nous pourrions ainsi déterminer l'évolution des indices en fonction de E_y ainsi que les orientations des fibres PM et PZ pour le fibrage. La configuration envisagée dans cette section est présentée sur la Figure 3.3.

Réécrivons alors l'ellipsoïde des indices dans un cas où seule la composante E_y du champ électrique \vec{E} est appliquée et en tenant compte d'une biréfringence modale :

$$[x, y] \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{n_{o, TM}^2} - r_{22}E_y & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_{o, TE}^2} + r_{22}E_y \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = 1 \quad (3.6)$$

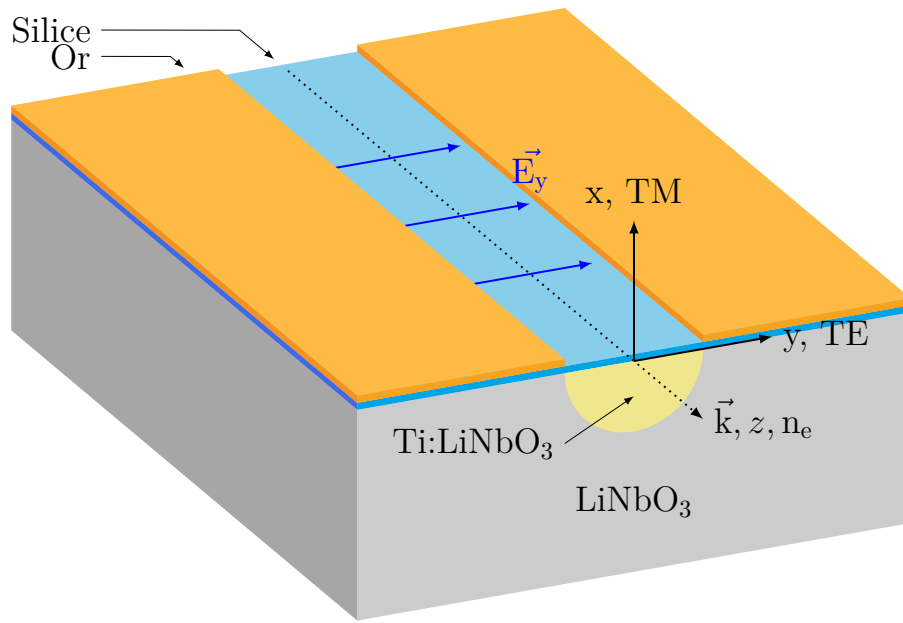


FIGURE 3.3 – Représentation schématique du guide d'onde Ti :LiNbO₃ pourvu de concentrateurs de champ.

Ainsi contrairement au BSO, lorsque le champ appliqué est dirigé selon l'axe (Oy), l'expression 3.6 montre que les axes cristallins (Ox) et (Oy) restent les axes propres de l'ellipsoïde des indices. Et cela est également confirmé par l'équation 3.5 : si $E_x \ll E_y$ alors $\tan \gamma \approx 0$. Les indices de réfraction propres sont alors :

$$\frac{1}{n_{TM'}^2} = \frac{1}{n_{o-TM}^2} - r_{22}E_y \quad \frac{1}{n_{TE'}^2} = \frac{1}{n_{o-TE}^2} + r_{22}E_y \quad (3.7)$$

Avec $r_{22}=3.4$ pm/V et $n_o=2.2111$ l'indice de réfraction de l'axe ordinaire du LN à 1550 nm.

Le terme $r_{22}E_y$ devient petit devant $1/n_o^2$, en effectuant un développement limité au premier ordre, permettant de simplifier les expressions 3.7 en 3.8. Les nouveaux indices en fonction du champ électrique E_y s'écrivent alors :

$$n_{TE'} = n_{o-TE} - \frac{r_{22}E_y n_o^3}{2} \quad n_{TM'} = n_{o-TM} + \frac{r_{22}E_y n_o^3}{2} \quad (3.8)$$

En reprenant l'expression de la fonction de transfert du modulateur EO en sortie de l'analyseur et définie au chapitre 1 (Eq 1.1) :

$$I = \frac{I_0}{2} (1 - \cos(\phi_E + \phi_0)) \quad (3.9)$$

avec ϕ_E le déphasage introduit par l'effet Pockels, et ϕ_0 le déphasage intrinsèque du guide d'onde introduit par la différence entre les indices effectifs des modes quasi-TE et

quasi-TM, ils ont alors respectivement pour expressions :

$$\phi_E = \frac{-2\pi L n_o^3 r_{22} E_y}{\lambda} \quad \phi_0 = \frac{2\pi L \Delta n_m}{\lambda} \quad (3.10)$$

Où Δn_m est la biréfringence modale : $\Delta n_m = n_{o_{TE}} - n_{o_{TM}}$. La biréfringence EO induite par le champ électrique vaut donc :

$$\Delta n_E = -r_{22} E_y n_o^3 \quad (3.11)$$

L'expression de Δn_E est donc directement proportionnelle à E_y . Puisque les axes cristallins sont aussi les axes propres, la configuration optimale pour le capteur consiste à injecter une polarisation linéaire et orientée à 45° des axes (Ox) et (Oy), ou une polarisation circulaire si la biréfringence modale est nulle $\Delta n_m = 0$. La direction de l'analyseur, permettant de faire interférer les deux composantes de la lumière peut alors être soit alignée soit en position croisée de la polarisation initiale c'est-à-dire à $\pm 45^\circ$ de l'axe cristallin horizontal (Oy).

Afin que la réponse du capteur soit linéaire à petits signaux, le déphasage intrinsèque ϕ_0 doit être égale à $\pi/2$ à $p\pi$ près (p étant un entier naturel). Dans ces conditions, le guide se comporte comme une lame quart d'onde.

Maintenant que la variation d'indice et la configuration du capteur ont été trouvées, on peut estimer les performances EO des guides optiques.

3.2.2/ MODÉLISATION DES MESURES EO

Ayant validé la propagation Z comme configuration de notre capteur, nous pouvons simuler les propriétés du guide d'onde par éléments finis (FEM⁵) grâce au logiciel COMSOL. Le but de ces simulations sera d'obtenir le profil de distribution du champ électrique optique, obtenir une configuration pour laquelle le guide est monomode et estimer sa biréfringence modale ainsi que l'efficacité EO par le calcul de la tension demi-onde théorique d'un tel guide d'onde.

Une méthode très efficace, présentant de faibles pertes de propagation, pour guider la lumière dans le cristal est la diffusion d'atomes de titane dans le LN. La diffusion va créer un gradient d'indice visible sur la Figure 3.4a, permettant de guider la lumière dans des conditions dites de faible guidage. La diffusion d'atomes de titane au sein du LN est un processus connu depuis la fin des années 80 [92], les modèles décrivant le profil d'indice de la diffusion sont bien établis [93]. Il est donc aisé de simuler ce processus afin de déterminer certaines caractéristiques du mode optique comme sa biréfringence, sa répartition spatiale ainsi que son caractère unimodal.

5. FEM : *Finite Element Method*

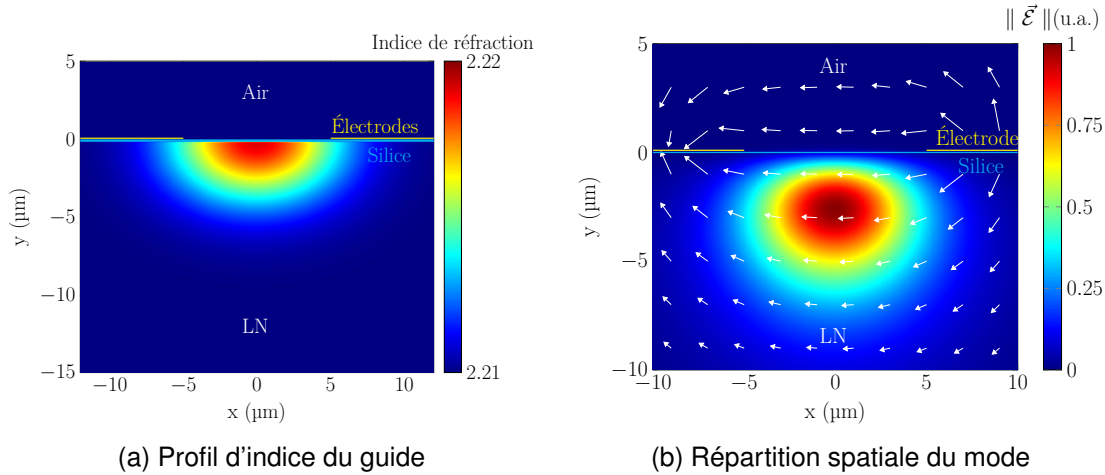


FIGURE 3.4 – Simulation FEM COMSOL d'un guide d'onde Ti :LiNbO₃ en propagation Z. En (a), le profil d'indice entraînée par la diffusion du titane. (b) Répartition spatiale du champ électrique optique $\vec{\mathcal{E}}$ et lignes de champ électrique E appliqué par les électrodes (en blanc). La diffusion du titane s'est faite à partir d'un ruban de 90 nm de hauteur et de 7 μm de largeur, avec une température de diffusion de 1000 °C, caractéristiques identiques aux guides fabriqués.

La simulation du guide, utilisant un modèle de diffusion par l'équipe, fait intervenir les paramètres de fabrication utilisés pour la fabrication des *wafers* : une largeur des rubans de titane de 7 μm et une épaisseur de 90 nm [94]. Une couche de silice de 150 nm d'épaisseur sert de couche tampon aux électrodes d'une épaisseur de 200 nm. Le profil de diffusion (Figure 3.4a) et le profil de répartition spatiale du mode (Figure 3.4b) présentent tous deux un profil Gaussien. Il existe une légère asymétrie dans la distribution spatiale du champ électrique optique $\vec{\mathcal{E}}$, sans doute liée à une largeur de titane un peu trop large. Cela induit une biréfringence modale estimée numériquement à : $\Delta n_m = n_{o,TE} - n_{o,TM} = 1 \cdot 10^{-4}$ RIU. Enfin, les simulations indiquent un caractère monomode du guide d'onde à 1550 nm.

Le déphasage ϕ_E provoqué par l'effet EO du LN en fonction du champ électrique appliqué vu par le guide s'écrit alors :

$$\Delta\phi_E = \frac{-2\pi r_{22} n_o^3 L}{\lambda} \langle E_Y \rangle \quad (3.12)$$

Dans la relation 3.12, nous avons écrit $\langle E_Y \rangle$ à la place de E_Y , pour indiquer que les champs électriques optique et appliqué ne sont pas uniformes sur la section du guide. Comme au chapitre précédent, $\langle E_Y \rangle$ et Γ sont liés par la relation 3.13 :

$$\langle E_Y \rangle = \Gamma \frac{V}{d} \quad (3.13)$$

où V est la tension appliquée entre les électrodes et Γ est le coefficient de recouvrement EO défini dans l'expression 2.44 et d est la distance inter-électrodes. Pour des guides non amincis et en utilisant les paramètres utilisés précédemment le coefficient de

recouvrement Γ a été estimé à 0,41 par simulation FEM.

Pour estimer la tension demi-onde théorique, il faut d'abord tenir compte de la dispersion en fréquence puis en longueur d'onde du coefficient EO r_{22} . En effet, les fréquences de résonances piézo-électriques du cristal situées entre 0,1 et 10 MHz, visibles sur la Figure 3.5 permettent d'établir deux régimes pour lesquels les contributions acoustiques, ioniques et électroniques du coefficient EO diffèrent [70]. En régime basse fréquence, dit non-contraint (entre 10 Hz et 100 kHz), le coefficient EO est la somme de ces trois contributions. En revanche au-dessus des fréquences piézo-électriques, le cristal est dit contraint et ne peut pas se déformer librement, ainsi la composante acoustique ne contribue plus au coefficient EO. La perte de la contribution de la composante acoustique fait alors diminuer de moitié la valeur du r_{22} entre les basses fréquences et les hautes fréquences (6,8 à 3,4 pm/V à 633 nm). Á 1550 nm Yonekura *et al* ont mesuré la dispersion du coefficient en régime non contraint, on obtient une valeur du r_{22} estimée à 5,13 pm/V pour des fréquences inférieures à 100 kHz [95]. C'est cette valeur qui sera retenue lors des tests de modulation EO puisque les fréquences de travail utilisées au laboratoire sont inférieures au kHz.

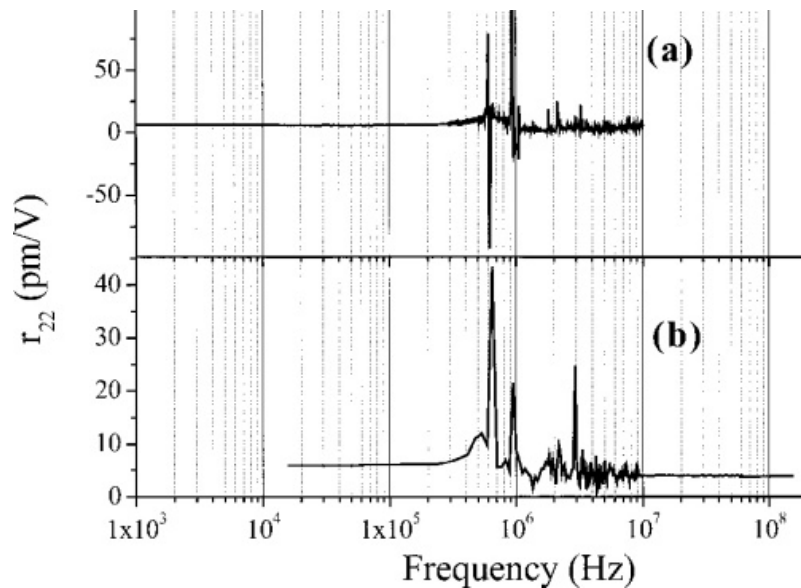


FIGURE 3.5 – Dispersion du coefficient EO r_{22} en fonction de la fréquence de modulation, à 633 nm, Source : [70].

On peut maintenant estimer la tension demi-onde (V_{π}) nécessaire pour obtenir un déphasage de π en sortie de guide, entre les deux composantes TE et TM :

$$V_{\pi} = \frac{\lambda d}{2L\Gamma n_o^3 r_{22}} \quad (3.14)$$

Ainsi pour un guide d'onde non aminci dont la largeur inter électrodes vaut 10 μm et de longueur 1 cm, la figure de mérite $V_{\pi} \cdot L$ à 1550 nm est estimée à 26,3 V.cm.

Un élément capital à prendre en compte dans le modèle, spécifiquement en regardant la dépendance en température, est la présence d'une cavité Fabry-Perot au sein du guide. Cette cavité, représentée sur la Figure 3.6a, ajoute une modulation en intensité aux interférences entre mode TE et TM. Les calculs, effectués en Annexe B montre que l'expression des champs électriques $\vec{\mathcal{E}}_{sX}$ et $\vec{\mathcal{E}}_{sY}$ en sortie de guide est donnée par l'expression 3.15.

$$\begin{aligned}\vec{\mathcal{E}}_{sX} &= E_0 \cdot T \exp(j(\omega t - kn_{TM'}L) - \alpha_+L) \cdot [1 + R \exp(-2jkn_{TM'}L - 2\alpha_+L)] \cdot \cos \Psi \cdot \vec{e}_X^{\rightarrow} \\ \vec{\mathcal{E}}_{sY} &= E_0 T \cdot \exp(j(\omega t - kn_{TE'}L) - \alpha_-L) \cdot [1 + R \exp(-2jkn_{TE'}L - 2\alpha_-L)] \cdot \sin \Psi \cdot \vec{e}_Y^{\rightarrow}\end{aligned}\quad (3.15)$$

Avec k le nombre d'onde défini par $k = 2\pi/\lambda$, α_{\pm} les pertes linéiques de propagation des modes TE et TM et Ψ l'angle de la polarisation d'entrée par rapport à l'axe (Ox) dans le plan (Oxy). R et T sont respectivement les coefficients de réflexion et transmission en intensité. L'impact de la cavité Fabry-Perot sur la réponse EO du guide d'onde est alors comparé sur les Figures 3.6. Dans ces simulations, la polarisation en entrée du guide est à 45° des ($\Psi=45^\circ$) axes neutres et le polariseur de sortie est en position croisée. La biréfringence du guide est fixée à $1 \cdot 10^{-4}$ RIU. et sa longueur ajustée pour obtenir un déphasage de $3\pi/2$ à 1550 nm ($L=11.6$ mm). On voit donc qu'il est préférable de supprimer l'effet Fabry-Perot puisqu'il introduit un déphasage supplémentaire, décalant le *bias* du point de fonctionnement idéal. De plus, la fonction de transfert s'en retrouve aussi modifiée puisqu'elle s'éloigne d'une fonction sinusoïdale. Ceci se produit par la somme d'ondes dont le déphasage est différent à cause des aller-retour successifs de la lumière dans la cavité optique. Le déphasage total est donc différent de celui en l'absence de cavité. Pour s'affranchir de cet effet, un angle sera introduit en entrée et en sortie du guide, comme représenté sur la Figure 3.6b.

Nous avons ainsi obtenu les conditions pour obtenir un guide d'onde monomode dont nous avons simulé le profil la biréfringence modale. La sensibilité peut être alors améliorée par amincissement du substrat, par augmentation du confinement du mode optique et par réduction du volume du cristal à forte permittivité.

3.2.3/ AMINCISSEMENT DU SUBSTRAT

Produire une couche mince pour mieux confiner la lumière permet de modifier les propriétés du guide d'onde, c'est ce que nous verrons ici.

Nous avons vu en chapitre 1 qu'amincir le substrat permet de gagner en confinement et donc en sensibilité. Le problème est que le confinement induit aussi des pertes d'insertions élevées (> 8 dB). Notre approche consiste à utiliser la scie circulaire de précision pour venir amincir le guide d'onde par le dessous[71], voir Figure 3.7. En introduisant une transition adiabatique de l'épaisseur grâce à la forme circulaire de la lame, l'idée est de

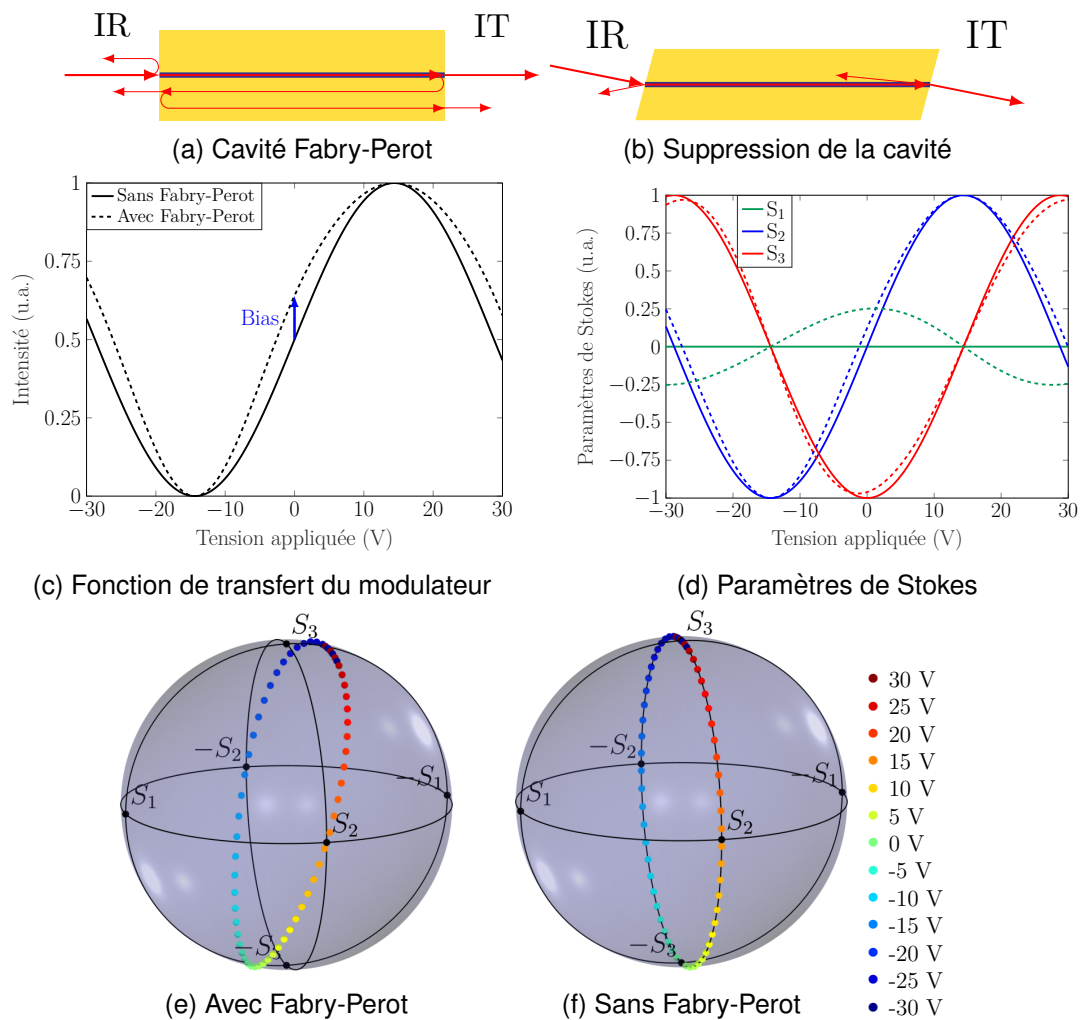


FIGURE 3.6 – Schémas du guide d'onde avec en (a) la présence d'une cavité Fabry-Perot et en (b) sa suppression par l'introduction d'un angle à la découpe. Effet de la cavité Fabry-Perot sur : (c) la fonction de transfert du modulateur, (d) les paramètres de Stokes, (e) le chemin de la polarisation sur la sphère de Poincaré. En (f) est représenté le chemin de la polarisation sans cavité Fabry-Perot.

combiner faibles pertes et fort confinement, ce dernier permettant d'augmenter le recouvrement EO Γ . Cela améliore alors la sensibilité du guide, par une méthode de fabrication à bas coût, tout en maintenant les pertes d'insertions très basses.

La sensibilité du capteur de champ électrique est reliée à de nombreuses grandeurs comme la longueur d'onde λ utilisée, la longueur L du guide d'ondes mais aussi à la permittivité ϵ du niobate de lithium. En effet, aux fréquences micro-ondes le niobate de lithium possède une permittivité $\epsilon = 23$ selon l'axe Z et $\epsilon = 48$ pour les axes X et Y. Or la différence de permittivité entre le LN et le milieu extérieur tend à modifier les lignes de champs électriques. Si la permittivité du LN est supérieure à celle du milieu extérieur, les lignes de champs sont repoussées à l'extérieur ce qui diminue alors la sensibilité du dispositif. Dans le cas idéal, les permittivités du cristal EO et du milieu extérieur doivent

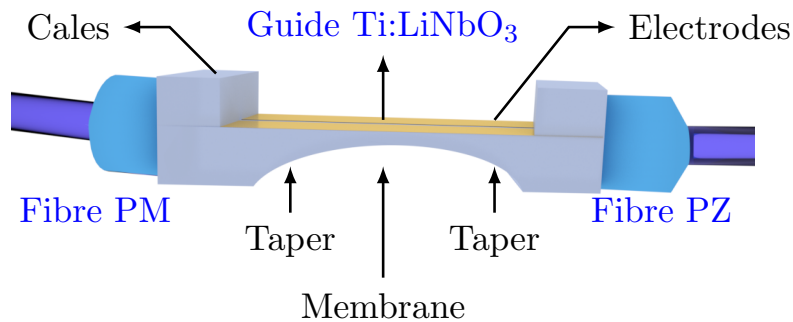


FIGURE 3.7 – Représentation schématique d'un guide fibré aminci à la scie circulaire de précision. L'extension spatiale de l'intensité du mode décroît dans le *taper* minimisant les pertes d'insertion grâce à une transition adiabatique.

être identiques afin de ne pas déformer le champ électrique⁶. Dans son manuscrit de thèse, effectuée chez Kapteos [69], Pierre Jarrige introduit une figure de mérite $f(\epsilon_{crist})$ qui corrige la sensibilité du cristal en fonction du rapport entre la permittivité du milieu extérieur et celle du cristal :

$$f(\epsilon_{crist}) = \frac{2\min[\epsilon_{crist}, \epsilon_{ext}]}{\epsilon_{crist} + \epsilon_{ext}} \quad (3.16)$$

Dans le cas idéal cette figure de mérite doit être égale à 1, or dans l'air avec $\epsilon_{crist} = 48$ la permittivité du LN selon l'axe ordinaire, le facteur f_{crist} vaut 0,04. Une façon d'atténuer cette différence consiste à amincer le substrat à quelques μm , bien en deçà de la longueur d'onde du champ électrique à mesurer, de quelques mm dans les fréquences micro-ondes : c'est une autre vertu de la couche mince pour le capteur.

De nouveau par simulation FEM, il est possible de simuler les propriétés du guide d'onde aminci. Les résultats montrant la distribution spatiale du mode TM dans une membrane de $3 \mu\text{m}$ sont présentés sur la Figure 3.8a. Comme nous pouvons le voir, l'amincissement augmente le confinement vertical du mode guidé, qui se retrouve alors au plus près des électrodes.

En ayant augmenté le confinement du mode au plus près des électrodes, le coefficient de recouvrement Γ entre le champ électrique optique et le champ électrique appliqué augmente. C'est ce qui est représenté sur la Figure 3.8b. La membrane permet donc d'augmenter significativement la sensibilité du guide. Bien entendu, le coefficient de recouvrement total du guide sera moyenné sur l'ensemble du guide car l'épaisseur du guide d'onde varie.

L'amincissement du substrat provoque un changement de l'environnement du guide

6. Si la permittivité du cristal est inférieure à celle du milieu extérieur

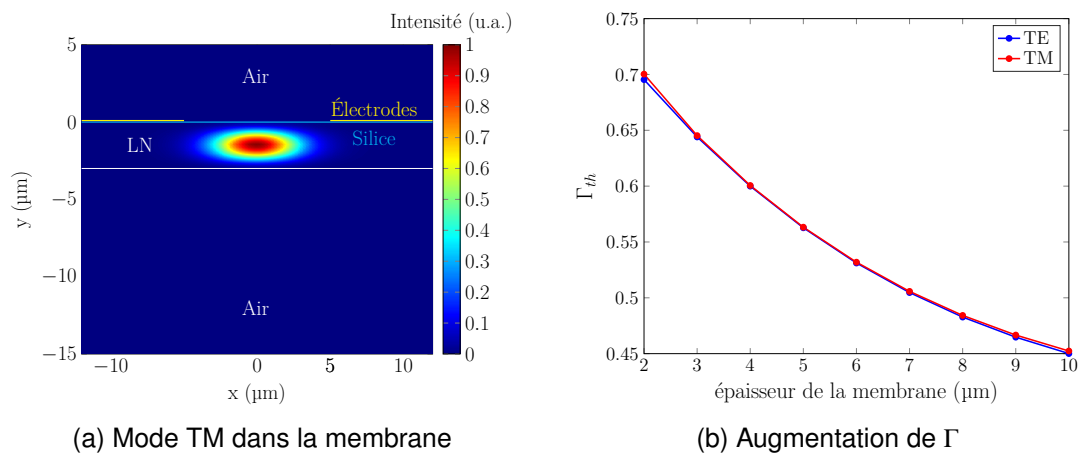


FIGURE 3.8 – Simulation de l'effet de l'amincissement du guide optique sur la distribution spatiale du mode optique (a) et sur le coefficient de recouvrement en fonction de l'épaisseur de la membrane (b).

d'onde, en particulier la distribution de l'indice sous celui-ci diminue drastiquement, puisque l'on remplace du NL d'indice $n_o=2,21$ par de l'air d'indice $n=1$. On s'attend donc à voir l'indice effectif des modes optiques diminuer puisque l'indice effectif des modes guidés est lié à son environnement proche. En faisant diminuer l'épaisseur des membranes par simulation on observe bien ce phénomène comme le montre la Figure 3.9a. L'évolution de l'indice effectif des deux modes présente une petite différence, en effet l'indice effectif du mode TM diminue plus vite avec l'épaisseur de la membrane que l'indice effectif du mode TE. Ainsi la biréfringence Δn_m augmente fortement pour de faibles épaisseurs de membranes. Bien entendu, dans le cas de nos guides amincis, le taper va adoucir ce phénomène.

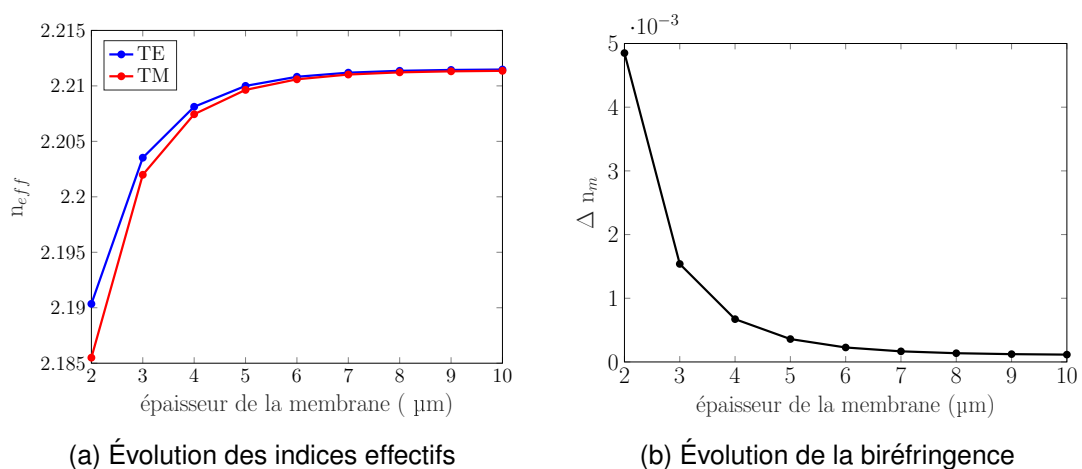


FIGURE 3.9 – L'amincissement du substrat modifie les indices effectifs des modes TE et TM (a) ainsi que sur la biréfringence (b).

Les membranes peuvent donc servir à la fois à augmenter le coefficient de recouvrement entre le champ électrique appliqué et le champ électrique optique, à modifier la

biréfringence et à minimiser l'invasivité du capteur. C'est donc un procédé innovant, très utile dans notre cas de figure relativement facile à mettre en œuvre ainsi que nous le verrons dans la prochaine section.

Nous avons maintenant tous les éléments à notre disposition pour déterminer la dispersion des guides en propagation Z par rapport à la température, en tenant compte de la biréfringence modale.

3.2.4/ INDÉPENDANCE EN TEMPÉRATURE

Au chapitre 1, nous avons vu que la dépendance à la température provenait majoritairement du déphasage ϕ_0 , induit par la différence d'indice entre les deux composantes du champ électrique optique en l'absence de champ électrique. En propagation dite libre, ce déphasage est nul puisque les deux indices sont égaux avec la propagation Z, en revanche la simulation du guide par FEM a montré l'existence d'une biréfringence modale (Δn_m) estimée à $1 \cdot 10^{-4}$ RIU. Comme la variation du bias est l'élément critique du capteur face aux variations de température, introduisons une biréfringence modale non nulle et dérivons le bias rapport à la température :

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial T} = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta n_m [(\partial \Delta n_m)_T + (\partial L_z)_T] \quad (3.17)$$

Avec $(\partial \Delta n_m)_T$ la variation normalisée de la biréfringence avec la température (cf Eq 3.19) et $(\partial L_z)_T$ la variation normalisée de la longueur du guide avec la température. Cependant nous avons besoin de déterminer la variation de la biréfringence Δn_m en fonction de T. Pour cela on peut s'appuyer sur les travaux de Wang et al [96] qui introduisent dans la simulation numérique du guide, une variation du profil d'indice induit par la diffusion d'atomes de titane dans le cristal. Pour cela j'ai introduit une variation de l'indice ordinaire avec T, mais il faut aussi tenir compte de la dilatation thermique du niobate de lithium selon les axes X et Y $(\partial L_{y,z})_T$. En effet, une dilatation thermique selon ces axes provoque une modification de la concentration des ions titane, diffusés dans le cristal. Cela entraîne alors une modification du profil d'indice et donc des indices effectifs des modes guidés. Les relations 3.18 montrent les modifications implémentés dans le code COMSOL, les valeurs de dispersion à la température sont répertoriées dans le Tableau 3.1. On obtient alors les variations des indices effectifs 3.10a et de la biréfringence avec la température sur la Figure 3.10b.

$$n_o \rightarrow n_o(1 + \delta T \cdot (\delta n_o)_T) \quad x/y \rightarrow x/(1 + \delta T(\delta L_{x/y})_T) \quad (3.18)$$

Où on définit la variation normalisée d'une grandeur quelconque X en K^{-1} par :

$$(\delta X)_T = \frac{1}{X} \frac{\delta X}{\delta T} \quad (3.19)$$

Grandeur	$(\partial L_{xy})_T$	$(\partial L_z)_T$	$(\partial n_o)_T$	$(\partial \Delta n_m)_T$
Dépendance avec T (10^{-6} K^{-1})	15,4	7,5	1,6	-2,0

TABLE 3.1 – Les valeurs de dilations thermiques du niobate de lithium ont été mesurées par *Smith et Welsh* en 1971 [97], les variations des indices de réfraction avec la température ont été mesurées par *Smith et al* [98].

Les résultats des simulations en tenant compte des diverses modifications tenant compte des variations des paramètres en fonction de la température sont montrés sur les Figures 3.10. Elles montrent que les indices effectifs des modes TE et TM ainsi que la biréfringence modale varient avec la température. Fort heureusement, on constate que cette variation est très faible puisqu'en calculant la dispersion à partir de la pente de la droite, on obtient : $\partial \Delta n_m / \partial T = -2 \cdot 10^{-10}$ (RIU/K), on a donc $(\partial \Delta n_m)_T = -2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, ce qui reste une très faible variation. A partir de ces valeurs on peut déterminer la variation du *bias* avec la température, pour cela prenons un guide d'une longueur de 11,6 mm pour obtenir un déphasage de $3\pi/2$ avec $\Delta n_m = 1 \cdot 10^{-4}$, en faisant l'application numérique on obtient : $\partial \phi_0 / \partial T = 2,6 \cdot 10^{-5} \text{ rad/K}$. La variation du *bias* avec la température est donc très faible, surtout en comparaison avec la variation de la propagation Y calculé au chapitre 1 et valant $0,024 \text{ rad/K}^{-1}$.

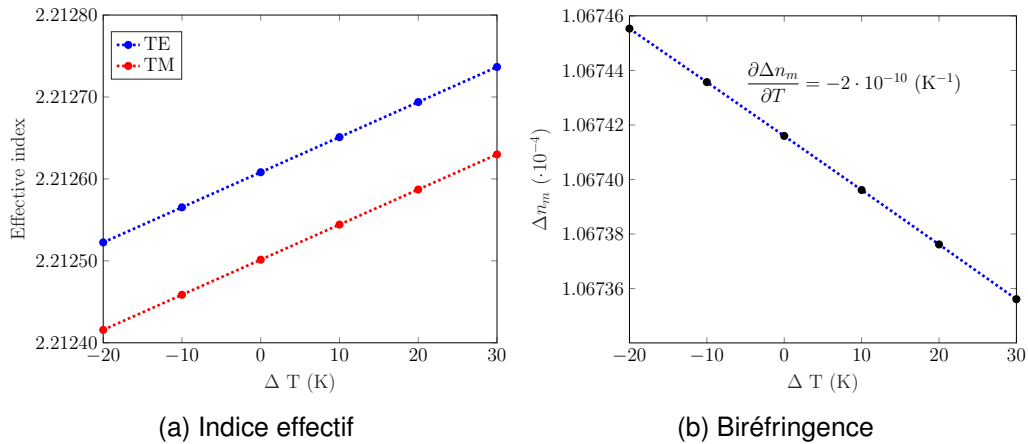


FIGURE 3.10 – Dispersion des indices effectifs TE et TM et de la biréfringence en température, calculée par FEM. Le guide, non aminci, est identique à celui modélisé dans les sections précédentes.

L'efficacité EO γ_E , définie dans la relation $\phi_E = \gamma_E E_y$, est quant à elle définie dans le cas de la propagation Z anisotrope par la relation 3.20 :

$$\gamma_E = \frac{-2\pi L n_o^3 r_{22}}{\lambda} \quad (3.20)$$

Ainsi pour un guide de 1 cm et pour $\lambda = 1550 \text{ nm}$, $\gamma_E = -2,5 \cdot 10^{-6} \text{ pm/V}$. La dispersion de γ_E en fonction de T est décrite par la relation 3.21 :

$$\frac{\partial \gamma_E}{\partial T} = \frac{1}{r_{22}} \frac{\partial r_{22}}{\partial T} + \frac{3}{n_0} \frac{\partial n_o}{\partial T} + \frac{1}{L} \frac{\partial L_z}{\partial T} \quad (3.21)$$

Or la variation du coefficient EO r_{22} avec la température, mesurée par *Zook et al.* est considérée comme nulle entre 20 et 150°C[99]. En faisant l'application numérique, on obtient : $(\partial \gamma_E / \partial T)_T = 1,32 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. À l'instar de la biréfringence, l'efficacité EO est très peu sensible aux variations de température.

La propagation Z semble donc être relativement peu sensible aux variations de température. Néanmoins il faut considérer l'ensemble des éléments du capteur, ainsi la dilatation thermique peut affecter les pertes d'insertion à cause de la colle ou de l'utilisation de matériau constituant le guide présentant des constantes de dilatations différentes, comme pour les guides en BSO par exemple puisque le BSO est reporté sur silicium. Les propriétés des fibres optiques peuvent être elles aussi sujettes à des modifications lors de changement de température, en particulier les fibres PM. En effet, ces fibres maintiennent une polarisation linéaire lorsque celle-ci est alignée avec l'axe lent des fibres. Un petit angle entre la polarisation et l'axe lent provoque des fluctuations dans la polarisation de sortie en cas de stress mécanique ou thermique[100]. Enfin le packaging peut lui aussi en se déformant induire des contraintes mécaniques sur le guide ou les fibres et modifiant ainsi les pertes d'insertions ou le point de fonctionnement [55]. La dépendance en température du capteur en enceinte climatique sera testée dans les locaux de Kapteos une fois les premiers fibrages réussis.

3.2.5/ CONCLUSION

L'analyse de l'ellipsoïde des indices permet donc de conclure que la configuration en propagation Z pourvue de concentrateurs de champs présente un comportement EO simple à modéliser. Les axes propres du nouvel ellipsoïde des indices en présence d'un champ électrique horizontal, restent confondus avec les axes cristallins (Ox) et (Oy). La polarisation incidente doit donc être linéaire et orientée à 45° de ceux-ci si le guide est anisotrope, ou circulaire dans un cas isotrope. La biréfringence modale n'affecte que la linéarité de la réponse et non la performance EO. Il faudra donc déterminer les conditions (longueur, biréfringence, longueur d'onde ou épaisseur de membrane) pour obtenir une polarisation circulaire en sortie de guide.

Les simulations FEM montrent qu'amincir le substrat pour former une membrane produit deux effets majeurs en augmentant le confinement du mode optique : d'une part, une modification des indices effectifs des deux modes, TE et TM, entraînant une augmentation de la biréfringence en fonction de l'épaisseur de la membrane et d'autre part une augmentation du coefficient de recouvrement Γ , passant de 0,4 pour un guide non aminci à 0,7 pour une membrane de 2 μm , c'est-à-dire une augmentation de 75%

bien qu'elle soit à relativiser puisque l'amincissement n'est pas constant dans le guide d'onde. La membrane serait alors une bonne alternative aux couches minces pour allier un fort confinement optique, améliorant les performances EO tout en préservant des pertes d'insertions très faibles grâce au *taper* permettant une transition adiabatique du mode optique.

Enfin, une faible anisotropie modale provoque une dépendance du *bias* avec la température, celle-ci a été estimée très faible au regard des valeurs de longueur et de biréfringence choisie.

L'étape suivante consiste à fabriquer et caractériser ces guides d'ondes.

3.3/ FABRICATION ET CARACTÉRISATION DU GUIDE D'ONDE OPTIQUE

Cette section est dédiée à la fabrication et la caractérisation des guides d'onde Ti :LiNbO₃ et explique la méthode originale développée à FEMTO-ST pour réaliser des membranes LiNbO₃ à faibles pertes optiques.

3.3.1/ FABRICATION DE LA PUCE

Maintenant que nous avons tous les éléments théoriques pour valider la propagation Z comme capteur de champ électrique indépendant de la température, il faut à présent décrire les différentes étapes de fabrication des guides d'ondes Ti :LiNbO₃ qui s'intègrent parfaitement dans un schéma de développement industriel. Grâce aux techniques de salle blanche, on peut travailler sur des *wafers* entiers et obtenir quelques centaines de guides d'ondes par *wafers*. Comme les diverses étapes sont produites en même temps sur le *wafers* entier, (voir Figures 3.12), le coût d'un guide d'onde en est alors significativement réduit.

Les étapes de fabrication des guides en salle blanche sont présentées sur la Figure 3.11. La première étape consiste à déposer par évaporation sous vide des rubans de titane, ici de 90 nm de hauteur pour 7 μm de large, à partir de motifs lithographiés. Puis le titane est diffusé dans le cristal de niobate de lithium dans un four à plus de 1000°C pendant 9 heures. Puis un dépôt de silice, ici de 150 nm de hauteur, est effectué sur l'ensemble du *wafers* afin de créer une couche tampon pour éviter les fuites optiques dans les électrodes métalliques. Enfin les électrodes en or sont déposées par pulvérisation cathodique, selon un motif lithographié au préalable. Une fine couche de titane de 40 nm sert de couche d'accroche à la couche d'or, de 160 nm d'épaisseur. Le tableau 3.2 récapitule les paramètres de fabrication.

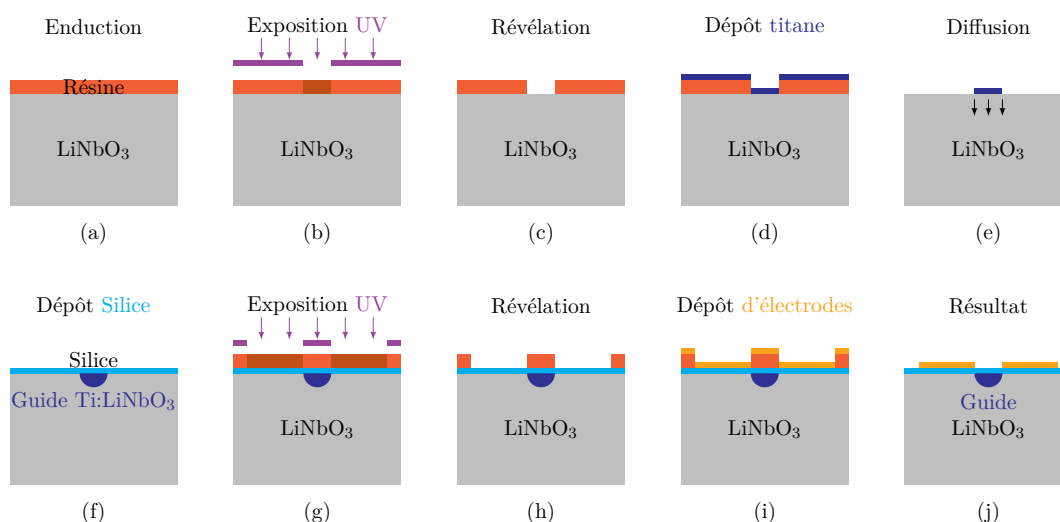


FIGURE 3.11 – Différentes étapes de fabrication d'un guide d'onde en niobate de lithium diffusé titane (Ti :LiNbO₃) : (a) Enduction de résine, (b) alignement du masque pour la définition des guides et insolation, (c) révélation des motifs, (d) dépôt de titane par évaporation. (e) lift-off de la résine et diffusion du titane dans le niobate de lithium, (f) dépôt de la couche tampon de silice, (g) enduction de résine et alignement du masque pour les motifs d'électrodes suivi de l'insolation. (h) révélation des motifs, (i) dépôt d'électrodes (Ti :Au) par pulvérisation cathodique, (j) lift-off de la résine et résultat final.

Ti :LiNbO ₃	
Épaisseur de titane	90 nm
Largeur des rubans de titane	7 μm
Épaisseur de silice	150 nm
Épaisseur des électrodes (Ti+Au)	200 nm

TABLE 3.2 – Valeurs des différents paramètres utilisés pour la fabrication et simulations des guides d'onde Ti :LiNbO₃ en propagation Z.

La production des membranes est alors réalisée en retournant le *wafér*, selon le schéma représenté sur la Figure 3.12, à l'aide d'une scie circulaire de précision (DISCODAD 3350). La lame de la scie vient creuser un sillon sous le guide en ne laissant que quelques micromètres d'épaisseur, l'épaisseur laissée peut même être inférieure au micromètre⁷. La profondeur d'amincissement est calibrée en mesurant l'emprunte de la lame diamantée dans un film plastique, l'incertitude sur l'épaisseur de la membrane est estimée à plus ou moins 0,5 μm [71].

Suite à cette étape optionnelle de fabrication de membrane, des cales sont déposées aux extrémités des guides afin de faciliter le fibrage. En effet le diamètre des férules des fibres optiques servant à fibrer est d'environ 0,8 mm et l'épaisseur des *wafér* de LN environ 0,5 mm. La pose de cales augmente donc la surface de collage guide/férule

7. La membrane doit alors être consolidée en insérant avec une colle photosensible dans le sillon.

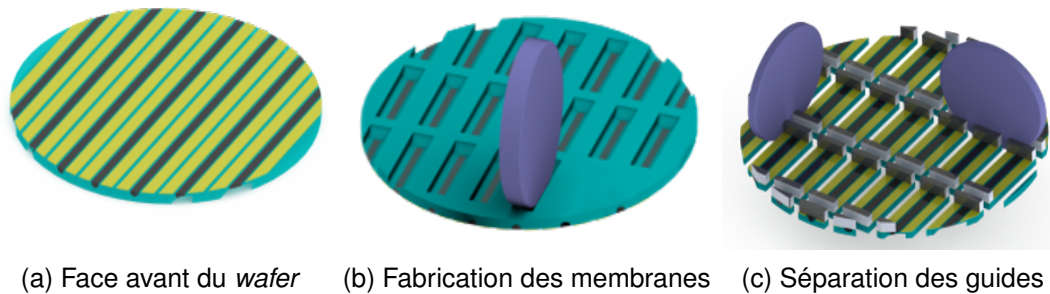


FIGURE 3.12 – Une fois les étapes de salle blanche terminées (a), les membranes sont formées à la scie circulaire de précision sur la face arrière du *wafer* (b) puis une fois les cales posées les guides sont également séparés en utilisant la scie circulaire de précision (c).

afin de rendre le collage pérenne. Ces cales consistent en bandes de niobate de lithium découpées à partir de *wafer*, elles présentent donc une épaisseur de 0,5 mm ainsi qu'une largeur et une longueur de 1 mm. Les cales sont collées sur le *wafer* grâce à une colle photosensible aux UV avant la séparation des guides à la scie circulaire de précision (Figure 3.12c). L'effet des cales sur la biréfringence modale du guide est considéré comme négligeable puisqu'elles sont séparées du guide d'onde par la couche de silice, les électrodes en or et enfin la colle.

Nous avons vu que la cavité optique formée par les facettes du guide entraîne non seulement une modification de la réponse EO, mais aussi du *bias*. De plus ces aller-retour provoquant des résonances dans l'intensité transmise sont d'autant plus sujettes aux fluctuations en température. Il est alors primordial de supprimer cette cavité optique. Plusieurs possibilités permettent de limiter cette nuisance en supprimant les réflexions parasites au sein du guide. Pour cela, on peut déposer des traitements anti reflets sur les facettes du guide, utiliser une colle d'indice de réfraction égal à $n = \sqrt{n_o n_{SiO_2}} = 1,8$ RIU ou enfin introduire un angle à la découpe des guides d'onde. Il a été décidé d'utiliser à la fois une découpe des guides avec un angle et l'utilisation de colle NOA170 dont l'indice est égal à $n=1,7$ RIU afin de diminuer les pertes de Fresnels pour le fibrage, 1,7 est en effet l'indice réfraction le plus fort que nous ayons trouvé dans les colles UV disponibles commercialement.

Une fois les procédés sur *wafer* terminés, les guides peuvent être séparés grâce à la scie circulaire de précision, avec ou sans angle. Cette étape concrétise la fin de la fabrication des guides, qui peuvent être alors caractérisés. Introduire un angle sur la face de sortie d'un guide permet de diminuer les réflexions parasites, comme le montre la Figure 3.6b car la lumière réfléchie n'est plus couplée dans le guide. Les férules des fibres optiques utilisées pour le fibrage étant polies avec un angle (i_{fibre}) de 8° , et au vu de l'indice du LN, les lois de Snell-Descartes indiquent que l'on doit alors introduire un angle (i_{LN}) de $5,4^\circ$ entre la normale au guide et la face d'entrée/sortie, pour coupler la lumière dans le

Férule Guide d'onde Férule

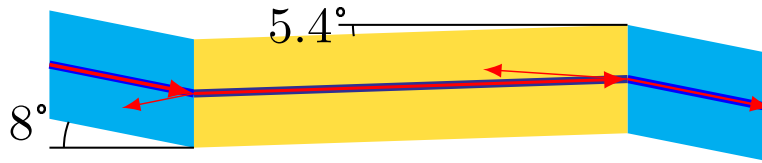


FIGURE 3.13 – Représentation schématique de la configuration utilisée pour supprimer l'effet Fabry-Perot au sein du guide. À chaque interface, les rayons réfléchis ne sont pas recouplés dans le guide d'onde.

guide avec ces fibres :

$$i_{LN} = \arcsin\left(\frac{\sin i_{\text{fibre}} \cdot n_{\text{fibre}}}{n_o}\right). \quad (3.22)$$

Une fois fabriqués les guides d'ondes peuvent être caractérisés.

3.3.2/ CARACTÉRISATIONS OPTIQUES

L'objectif du partenariat avec Kapteos et du projet CEPAGE consistant à produire des guides d'ondes EO à des fins industrielles, la caractérisation des guides d'onde a dû être adaptée afin de procéder à un contrôle qualité. Les étapes de fabrication des différents *wafers* sont strictement documentées, de même j'ai mis en place une procédure standardisée de caractérisation avec la création de fiches d'identité pour chaque guide d'onde testé, permettant un suivi des propriétés sur l'ensemble du *wafer* et entre *wafer* de différents "runs".

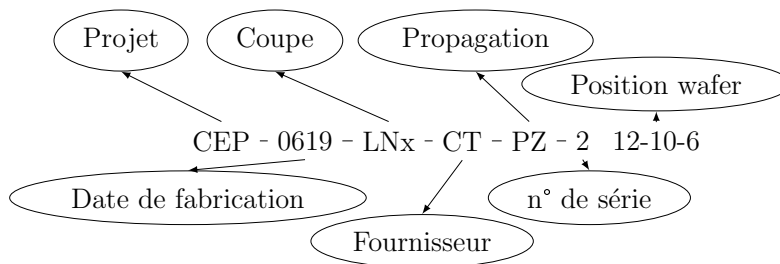


FIGURE 3.14 – Nomenclature utilisée pour décrire un guide d'onde.

Dans le cadre du processus qualité engagé, chaque guide d'onde porte un matricule d'identité formé par l'union du matricule du *wafer* et de sa position sur celui-ci. Comme montré sur la Figure 3.14, diverses informations permettent d'identifier la date de fabrication, la coupe et la propagation considérée par exemple. La position du guide composé de trois nombres sur le *wafer* fait référence respectivement : au type d'électrodes avec la largeur de l'espace inter électrodes, à la ligne et à la colonne du guide d'onde. Les autres

informations comme la taille, la présence de cales, l'amincissement et l'angle de découpe sont reportées dans la fiche d'identité, qui regroupe les diverses mesures effectuées sur ce guide. Pendant ma thèse, trois runs différents ont été réalisés avec différents fournisseurs : ce référencement permet donc de différencier chaque *wafer* utilisé.

3.3.2.1/ QUALITÉ DES GUIDES

Les caractérisations mises en place sont identiques à celles établies dans le chapitre précédent sur le BSO. D'abord la répartition spatiale de l'intensité optique des guides est mesurée à la caméra IR pour chaque mode, en utilisant le schéma de montage présenté sur la Figure 2.18. Cela permet d'éliminer les guides non fonctionnels, multimodes, à facettes abimées ou ceux présentant des pertes de propagation anormalement élevées. Puis vient l'acquisition des spectres optiques en réflexion et en transmission, afin de mesurer les pertes de propagation et mesurer les indices effectifs ou détecter les éventuelles cavités optiques internes par OCT, en utilisant le montage optique présenté sur la Figure 2.21. Enfin une analyse polarimétrique est effectuée afin de mesurer entre autres le déphasage en sortie de guide permettant ainsi une analyse plus fine de la biréfringence des guides d'onde, ainsi que des tests additionnels pratiqués sur les membranes, mais qui seront développés dans le chapitre suivant. La mesure des performances EO des guides est généralement pratiquée une fois les guides sélectionnés pour le fibrage, une fois le guide collé sur le circuit imprimé électrique et les électrodes reliées à ses pistes, ce qui facilite grandement la mesure en comparaison de tests sous pointes.

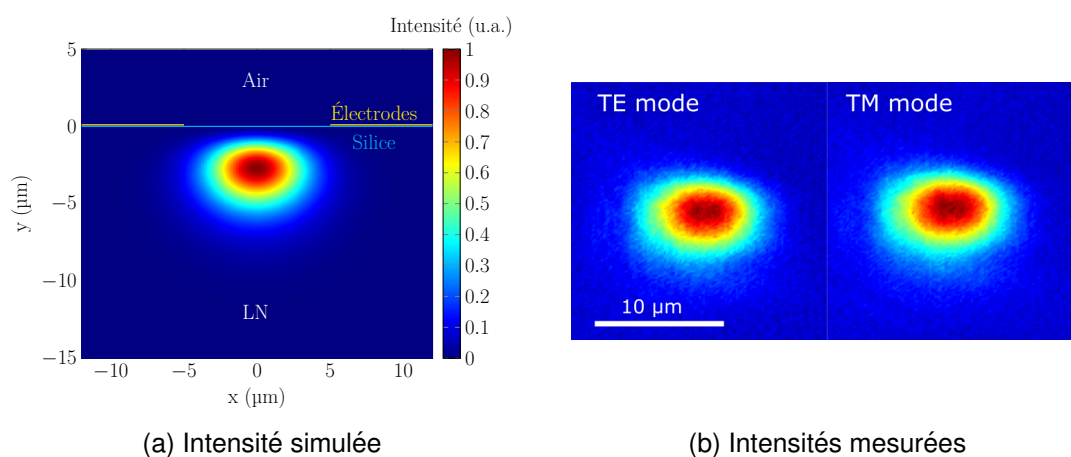


FIGURE 3.15 – Images des modes optiques en sortie de guides d'ondes en $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ simulées en (a) et visualisées à la caméra IR Vidicon (b). Ici seul le mode simulé TM est montré, le mode étant identique.

Modes optiques : La visualisation des modes optiques à la caméra permet d'extraire plusieurs informations. Tout d'abord on peut s'assurer que la répartition spatiale de l'intensité optique mesurée est identique à celle simulée avec COMSOL, comme le

montre la Figure 3.15. Seul un léger dichroïsme peut être observé pour certains guides, généralement situés en bord de *wafer* ou des membranes dont l'épaisseur est inférieure à 2 μm . De plus comme le prévoit la simulation, les guides sont monomodes sur l'intervalle de mesure : 1516 à 1560 nm. L'asymétrie caractérisée par un profil de mode elliptique est présente aussi bien sur les simulations que sur les mesures. Cette asymétrie pourra être diminuée dans les *runs* de fabrication ultérieurs, en diminuant la largeur des rubans titane, ainsi que leur hauteur. L'asymétrie traduit en effet une plus grande concentration titane que celle anticipée. La taille des modes TE et TM est compatible avec les modes d'une fibre optique SMF28 à 1550 nm, ce qui devrait permettre d'atteindre de faibles pertes de couplage une fois le guide fibré.

Pertes en propagation : L'analyse des spectres optiques permettant de mesurer les pertes de propagation n'est possible qu'à partir d'un guide⁸ où est présente une cavité Fabry-Perot représentée sur la Figure 3.16a, dont la signature spectrale est montrée sur la Figure 3.16c. En comparaison, la Figure 3.16d montre le spectre transmis d'un guide⁹ découpé avec un angle de 5,4° (Figure 3.16b). On voit alors que l'effet Fabry-Perot a disparu, ce qui permettra une meilleure stabilité du capteur. La mesure des pertes en propagation, impossible sans l'effet FP, se fera donc sur des guides de référence. L'état de polarisation en sortie est, quant à lui, toujours mesurable avec le polarimètre.

Pour des guides non amincis, les pertes de propagation sont homogènes sur l'ensemble du *wafer* à l'exclusion des bords. En effet, les bords du *wafer* sont sujets aux aberrations de fabrication. La répartition spatiale des guides est visible sur la Figure 3.21. Il est courant d'obtenir des pertes de propagation de 0,3 dB/cm, pour les modes TE et TM, sur les guides en propagation Z, ce qui est relativement faible et largement suffisant pour nos applications. L'évolution de la puissance moyenne en fonction de la longueur d'onde est globalement plate, comme le montre la Figure 3.17a. Cela indique que les pertes de propagation ne varient pas sur la plage de longueur d'onde sélectionnée.

Quant aux membranes, tant que l'épaisseur de LN est supérieure à 2 μm , les pertes ne sont pas altérées. Les spectres transmis et réfléchi, d'un guide aminci à 3 μm ¹⁰ et utilisé pour le 2ème fibrage, sont présentés sur la Figure 3.27. On notera toutefois que certaines membranes présentent un léger dichroïsme avec, en général, des pertes de propagation plus élevées pour le mode TM. Par exemple, sur le guide 10-18-5 présenté sur la Figure 3.17, le mode TE présente des pertes de propagation de 0.3 dB/cm tandis qu'elles sont de 0.4 dB/cm pour le mode TM. Des détails supplémentaires concernant la caractérisation et les performances des membranes seront présentés dans le chapitre suivant.

8. Référence du guide : CEP_0317_LNx.pz.R_10-4-9

9. Référence du guide : CEP_0317_LNx.pz.R_14-6-5

10. numéroté 10-18-5

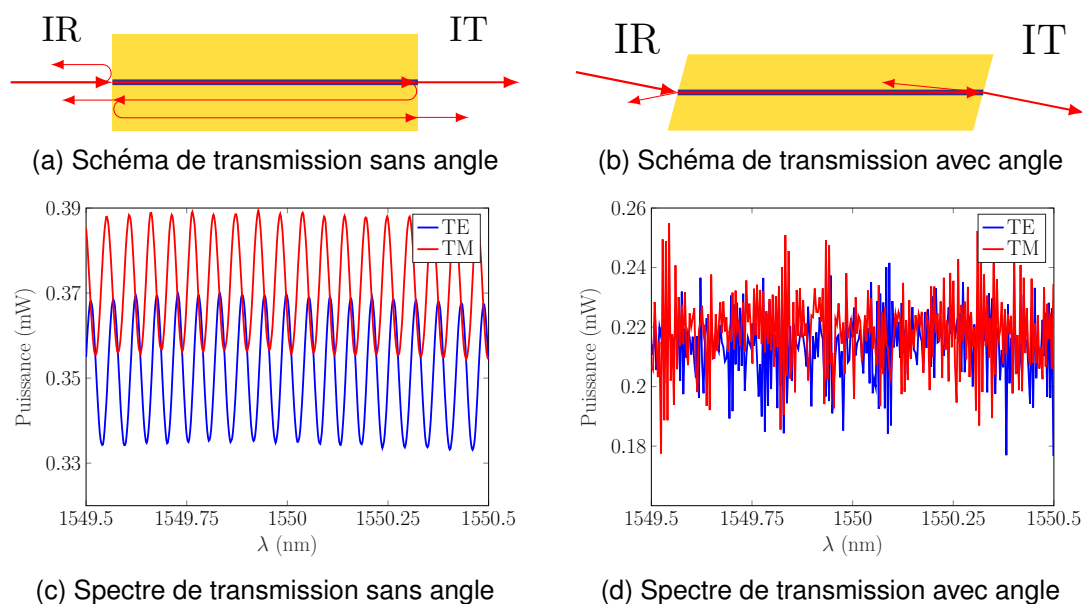


FIGURE 3.16 – Figures de transmission de deux guides LiNbO_3 , propagation Z. Les oscillations caractéristiques de l'effet Fabry-Perot, visibles sur le spectre d'un guide sans angle (c) disparaissent sur le guide découpé selon un angle de $5,4^\circ$ (d). Les tests ont été fait avant fibrage et dans l'air. Le guide 10-4-9 présenté en (c) possède des pertes en propagation de respectivement de 0,5 et 0,6 dB/cm pour les modes TE et TM. Le spectre du guide 14-6-5 présente un bruitage important dû à une petite instabilité mécanique du système d'injection, instabilité qui aura disparu après le fibrage.

Pour les guides avec membranes, la transition adiabatique a été mesurée en observant l'éventuelle présence de pics sur la signature OCT des membranes. En cas de petits défauts sur celles-ci, une partie de la lumière serait réfléchié alors on observerait un pic au temps de vol compris entre le pic principal de la cavité et le pic du fond continu ($t=0$ s). La signature OCT des guides amincis ne présentant pas de pics émanant de l'amincissement, comme le montre la signature OCT d'un guide aminci à $3 \mu\text{m}$ sur la Figure 3.17¹¹, on peut en conclure que le taper joue parfaitement son rôle et que la membrane ne présente pas de défauts.

3.3.2.2/ MESURES DE LA BIRÉFRINGENCE

La biréfringence modale des guides d'onde détermine le biais du capteur, qui idéalement doit être de $\pi/2$ à π près, pour que la réponse du capteur soit à la fois linéaire avec le champ électrique appliqué et robuste face aux variations de température. Précédemment nous avons vu que la biréfringence est estimée à $1 \cdot 10^{-4}$ RIU par simulation numérique. Cet ordre de grandeur a été validé expérimentalement par deux méthodes différentes : la mesure OCT, utilisée précédemment sur le BSO, et la mesure par perturbation magnétique. Cette dernière mesure a été effectuée par Damien Jamon au laboratoire Hubert Curien de l'Université de Saint-Étienne sur un guide d'ondes de 4 cm.

11. Guide : CEP_0317.LNx_R.pz1_10-18-5 utilisé au 2ème fibrage

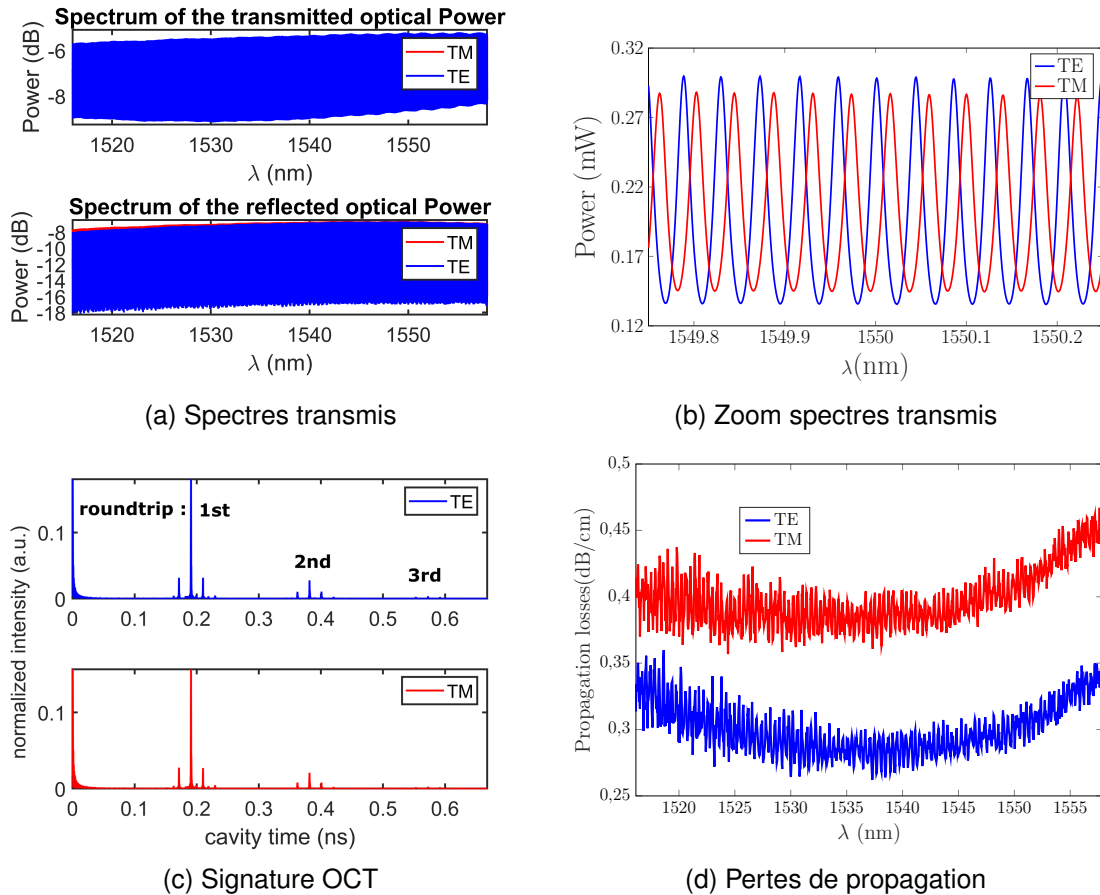


FIGURE 3.17 – Spectres (a) et (b), signature OCT (c) et pertes de propagation (d) d'un guide, utilisé pour le fibrage n°2, aminci à 3 μm avec une lame diamantée. La signature OCT ne présente aucun pic qui proviendrait de la membrane et de la zone de transition. Les pertes de propagation sont suffisamment basses, 0,3 dB/cm pour le mode TE et 0,4 dB/cm pour le mode TM, pour que l'on puisse aisément distinguer le pic principal et deux aller-retour de la lumière dans le guide d'onde.

Il est cependant nécessaire d'améliorer la précision de la mesure et gagner au moins un ordre de grandeur. Cela permettra en effet, d'une part, d'évaluer l'homogénéité des guides d'ondes au sein de *wafer* et d'autre part, d'anticiper les longueurs de découpes nécessaires à l'obtention de lames quart d'onde.

Au vu de la biréfringence estimée et de la longueur des guides (entre 6 et 20 mm), la polarimétrie est alors tout indiquée pour mesurer l'état de polarisation en sortie de guide avec précision. Cette méthode présente toutefois un inconvénient majeur à cause d'une incertitude sur l'ordre du déphasage, qui sera levé ici en utilisant des guides d'ondes de longueurs différentes.

Pour cela on injecte dans le guide une polarisation linéaire à 45° des axes neutres du guide en utilisant le schéma expérimental présenté sur la Figure 2.31. Nous avons donc

testé un grand nombre de guides d'ondes, de longueurs différentes et découpés avec un angle de 5,4 ° afin de supprimer l'effet Fabry-Perot, à partir d'un *wafer* : CEP_0619_LNx_-CT_pz2.

En effet le champ électrique en sortie de guide s'écrit de la façon suivante :

$$\vec{E}_s \begin{cases} E_{0x} \cdot e^{-\alpha_x L} \cdot e^{-ik \cdot n_{ox} L} \cdot e^{-i\phi_0/2} \\ E_{0y} \cdot e^{-\alpha_y L} \cdot e^{-ik \cdot n_{oy} L} \cdot e^{i\phi_0/2} \end{cases} \quad (3.23)$$

Avec la constante de propagation $k=2\pi/\lambda$ et $\alpha_{x,y}$ les pertes de propagation selon les axes X et Y et ϕ_0 le déphasage entre les deux composantes X et Y. On peut facilement exprimer ϕ_0 en fonction des paramètres de Stokes mesurés avec le polarimètre en utilisant le formalisme matriciel de Mueller. Afin de garder le modèle simple, plusieurs hypothèses ont été émises comme le fait que le guide d'onde est assimilable à une lame de phase, sans cavité Fabry-Perot, puisque les guides ont été découpés avec un angle de 5,4°. J'ai aussi supposé que le guide d'onde ne présente ni activité optique, ni de pertes de propagation optiques. Si le guide présente des pertes sans être dichroïque ($\alpha_x = \alpha_y \neq 0$), l'hypothèse reste valable, puisque comme le montre l'équation 3.23, seule l'intensité en sortie de guide sera affectée et non le déphasage ϕ_0 .

Avec ces hypothèses, l'état de polarisation en sortie d'un guide d'onde est décrit à l'aide du vecteur de Stokes \vec{S}_0 par la relation 3.24 et qui est alors le produit matriciel entre la matrice du guide $M_{WG}(\phi_0)$ et \vec{S}_i le vecteur de Stokes décrivant l'état de polarisation initiale peut s'écrire :

$$\vec{S}_0 = M_{WG} \vec{S}_i \quad (3.24)$$

avec ici $\vec{S}_i = [1, 0, 1, 0]$, décrivant une polarisation linéaire orientée à +45° de l'axe (Ox) du laboratoire (axe horizontal) correspondant à la polarisation TE. La matrice du guide d'onde à partir d'un modèle simplifié :

$$M_{WG} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \phi_0 & \sin \phi_0 \\ 0 & 0 & -\sin \phi_0 & \cos \phi_0 \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

Dans cette configuration, l'axe lent de la lame de phase est suivant (Ox), puisque les simulations ont indiqué que le mode TE possède l'indice effectif le plus élevé. L'état de polarisation en sortie de guide \vec{S}_0 s'écrit alors :

$$\vec{S}_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \phi_0 & \sin \phi_0 \\ 0 & 0 & -\sin \phi_0 & \cos \phi_0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \cos \phi_0 \\ -\sin \phi_0 \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

Les paramètres de Stokes S_2 et S_3 sont alors simplement exprimés en fonction du

déphasage ϕ_0 :

$$S_2 = \cos \phi_0 \quad S_3 = -\sin \phi_0 \quad (3.27)$$

On notera au passage que dans ces conditions, avec une polarisation en entrée de guide linéaire et orientée à 45° des axes (Ox) et (Oy) du guide, la modulation de l'état de polarisation est visible sur la sphère de Poincaré par un chemin circulaire suivant le méridien passant les points S_2 et S_3 comme nous l'avons vu sur la Figure 3.6f.

En exprimant ϕ_0 à partir de ces paramètres, on peut alors calculer la biréfringence grâce à l'expression 3.28 :

$$\Delta n = \pm \frac{\lambda}{2\pi L} \cdot [\text{atan}(S_3/S_2) + p2\pi] \quad (3.28)$$

où $p \in 0, -1, 2 \dots$ si $\text{sgn}(\phi_0) > 0$ ou $p \in 0, 1, -2 \dots$ si $\text{sgn}(\phi_0) < 0$.

La relation 3.28 liant les paramètres de Stokes mesurés à la biréfringence est définie à un ordre p près, ce qui ajoute une inconnue pour la mesure de la biréfringence. Afin de pallier à ce problème, nous avons effectué des mesures de plusieurs longueurs de guides d'ondes différentes, entre 6 et 18 mm, pour un total de 20 guides. On peut alors comparer la répartition des vecteurs de Stokes de chaque guide sur la sphère de Poincaré en fonction de leurs longueurs sur la Figure 3.18. La répartition de la longueur des guides ainsi que la légende de couleurs attribuées est alors la suivante :

- 2 guides d'une longueur de 6,440 mm, en rouge ;
- 5 guides dont la longueur, s'échelonnent entre 9,048 et 9,053 mm, en jaune ;
- 5 guides de longueurs 12,540 mm, en gris
- 7 guides dont la longueur, s'échelonnent entre 12,605 et 12,852 mm, en vert et cyan ;
- 1 guide d'une longueur de 18,078 mm en bleu ;

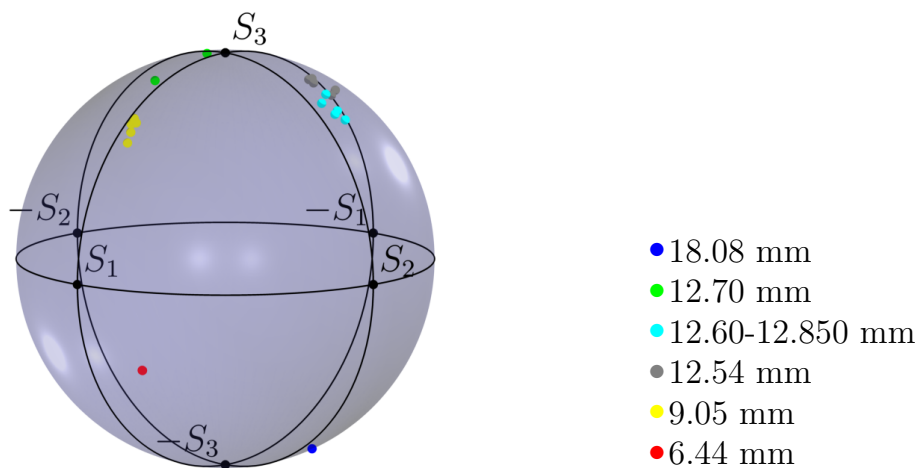


FIGURE 3.18 – Répartition des états de polarisations pour des guides, issus du même *wafer*, avec les longueurs correspondantes.

Si pour chaque groupe de longueur, on s'intéresse à la répartition de leurs états de po-

larisation en sortie de guide, on remarque qu'aux incertitudes de mesure près les points sont regroupés sur la sphère, excepté pour les deux points verts¹². Cela indiquerait que la biréfringence est homogène sur l'échantillon de guides d'ondes dont la répartition des positions sur le *wafer* est représentée sur la Figure 3.21. La différence de polarisation pour les deux points verts pourrait s'expliquer par leurs positions initiales, situées sur le bord du *wafer* à côté du méplat. Cette zone est en effet plus propice à des erreurs de fabrications à cause des effets de bords. Nous ne prendrons pas ces deux points en compte dans nos mesures.

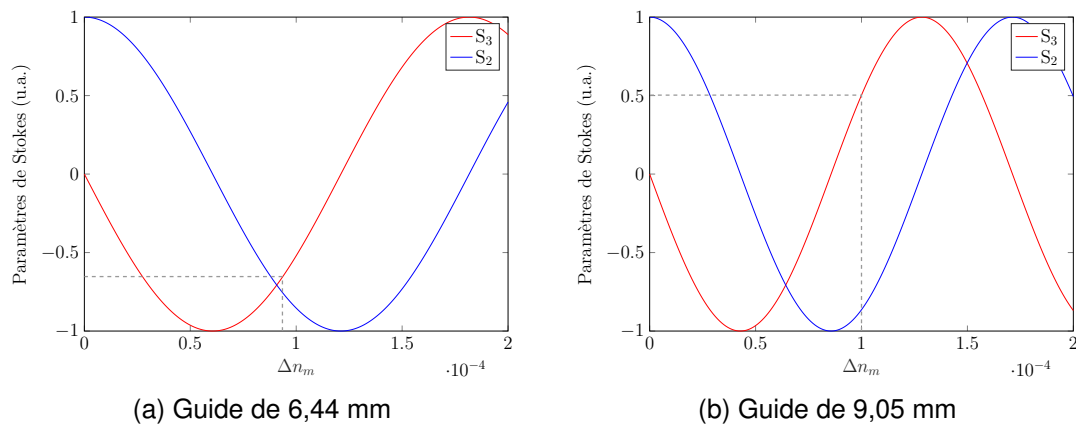


FIGURE 3.19 – Évolutions simulées des paramètres de Stokes S_2 et S_3 , et mesures du paramètre S_3 correspondantes pour des guides respectivement de 6,44 mm (a) et 9,05 mm (b) en fonction de la biréfringence. La biréfringence (Δn) mesurée serait alors respectivement de $0,94 \cdot 10^{-4}$ et de $1,00 \cdot 10^{-4}$

Pour déterminer la biréfringence, j'ai commencé par tracer deux abaques : S_2 et S_3 , en fonction de la biréfringence¹³ à partir des relations 3.27. Une première figure (3.19a) représente la moyenne des mesures de S_2 et S_3 lorsque la longueur du guide vaut 6,44 mm. La deuxième figure (3.19b) représente le même abaque pour une longueur de guide de 9,05 mm. Les mesures des paramètres de Stokes pour chacune de ces deux longueurs sont indiquées dans le Tableau 3.3. J'ai dû utiliser cette méthode, car l'ordre p est inconnu, cependant avec ces faibles longueurs nous sommes à l'ordre 0 comme nous pouvons le voir sur les Figures 3.19.

G	Ligne	colonne	S_1	S_2	S_3	L (mm)	$\Delta n_m (\cdot 10^{-4})$
12	9	10	-0,161	-0,723	-0,652	6,44	0,94
14	7	10	-0,163	-0,723	-0,653	6,44	0,94
14	7	9	-0,187	-0,803	0,557	9,048	1,02
14	5	9	-0,210	-0,871	0,427	9,048	0,98
12	9	9	-0,210	-0,812	0,532	9,051	1,01
12	8	9	-0,187	-0,823	0,527	9,052	1,01
14	6	9	-0,205	-0,844	0,483	9,053	0,99

12. Ces points verts font référence aux guides 10-1-4 et 10-1-6.

13. Pour des valeurs de biréfringence positive, au vu des résultat OCT et des simulations FEM.

TABLE 3.3 – Caractéristiques et mesures effectuées sur les guides de guides de 6,44 et 9,05 mm.

En reportant ces valeurs expérimentales sur les deux abaques (Figure 3.19) et en supposant que la biréfringence est homogène sur le *wafer*, on trouve que $\Delta n_m = 1,00 \pm 0,05 \cdot 10^{-4}$ RIU.

Pour vérifier la cohérence de ce résultat, j'ai ensuite tracé S_2 et S_3 en fonction de la longueur du guide sur la Figure 3.20 pour une valeur de biréfringence moyenne de $1,00 \cdot 10^{-4}$ RIU ainsi que les courbes des valeurs extrêmes estimées : $0,95 \cdot 10^{-4}$ et $1,05 \cdot 10^{-4}$ ($\pm 5\%$) RIU. À cela j'ai superposé les points expérimentaux de tous les guides. La répartition des points sur les courbes montre que notre estimation est en bonne cohérence avec les courbes théoriques.

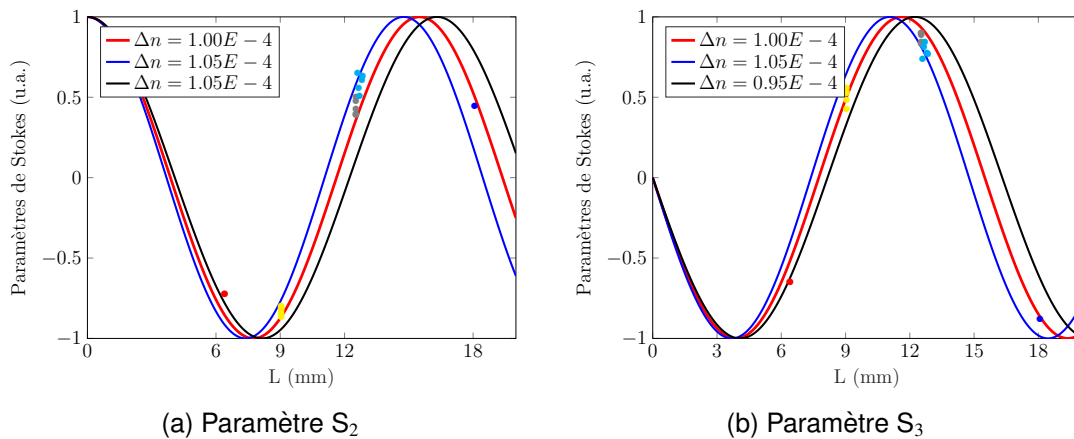


FIGURE 3.20 – Évolutions théoriques des paramètres de Stokes S_2 et S_3 en fonction de la longueur du guide d'onde, avec une biréfringence (Δn_m) $1,00 \pm 0,5 \cdot 10^{-4}$. Les points colorés représentent les paramètres de Stokes mesurés pour des guides de longueurs différentes.

La Figure 3.21 synthétise les résultats de biréfringence obtenus en fonction de la position dans le *wafer*. Les bordures du *wafer* sont schématisées en noir, et la Figure 3.21a indique le référencement des guides, ainsi on visualise que les deux guides 10-1-4 et 10-1-6 mentionnés ultérieurement pour leurs biréfringences atypiques sont situés en bordure du *wafer*, le long du méplat. Ce positionnement explique pourquoi leur valeur de biréfringence associée, indiquée sur la Figure 3.21b, de respectivement $0,79 \cdot 10^{-4}$ et $0,86 \cdot 10^{-4}$ RIU, est très différente de celles des autres guides.

En revanche, les autres valeurs mesurées et résumées sur la Figure 3.21b montrent que sur tout le *wafer*, les résultats sont identiques aux incertitudes près : $1,00 \pm 0,05 \cdot 10^{-4}$ RIU. Cela confirme l'homogénéité de fabrication.

Si la biréfringence est homogène sur un *wafer*, alors on peut calculer la longueur des guides pour laquelle ils se comportent comme une lame quart d'onde. Cette longueur

$L_{\lambda/4}$, est décrite en fonction de l'ordre p grâce à l'équation 3.29 :

$$L_{\lambda/4} = \frac{\lambda}{4\Delta n_m}(1 + 2p) \quad (3.29)$$

À 1550 nm et pour une biréfringence de $1 \cdot 10^{-4}$ RIU on obtient pour les trois premiers ordres : $L_{\lambda/4} = 3,9$; 11,6 et 19,4 mm. Une longueur de 3,9 mm est trop petite pour effectuer un fibrage serein, puisqu'il serait difficile de connecter les électrodes au PCB et elle entraînerait également une sensibilité EO faible. Selon les spécifications, les deux premiers ordres ($p=0$ et $p=1$) peuvent alors parfaitement convenir, en fonction du compromis à faire entre dépendance en température, bande passante et sensibilité.

Grâce à toutes ces données, il est possible de choisir les guides aptes à être fibrés, et donc à pouvoir être caractérisés électro-optiquement.

3.3.2.3/ MESURES ÉLECTRO-OPTIQUES

Les mesures EO nous permettront, d'une part, de vérifier le modèle théorique établi précédemment avec une mesure du V_π , et des orientations des fibres en entrée et en sortie de guide.

Les performances électro-optiques des guides sont mesurées soit sous pointes comme pour les guides en BSO, soit comme pour les guides présentés ici : une fois qu'ils ont été préalablement collés à un PCB et les électrodes connectés aux pistes du PCB par des fils d'or (étapes de wire-bonding) comme montré sur la Figure 4.5b. Un connecteur SMA, compatible à l'environnement IRM, est lui-même soudé sur le PCB afin d'appliquer facilement une tension aux bornes des électrodes (Figure 3.24b).

Les performances qui nous intéressent sont les mêmes qu'au chapitre précédent (2.53), V_π , contraste et linéarité, lorsque la polarisation initiale et l'axe de l'analyseur sont à 45° des axes du cristal. Dans ces conditions, l'intensité optique en sortie de l'analyseur est définie par la relation 3.30 [64] :

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + b \cos \left(\phi_0 + \frac{E}{E_\pi} \pi \right) \right] = \frac{I_0}{2} \left[1 + b \cos \left(\frac{2\pi L \Delta n_m}{\lambda} - \frac{\pi \Gamma V}{V_\pi} \right) \right] \quad (3.30)$$

Avec V la tension appliquée sur les électrodes et la tension demi-onde définit de la façon suivante :

$$V_\pi = \frac{\lambda d}{2L \Gamma n_o^3 r_{22}} \quad (3.31)$$

Grâce à la mesure de la tension demi-onde, on peut mesurer le coefficient de recouvrement Γ .

Une des figures de modulation relevée ainsi est représentée sur la Figure 3.22a, pour le

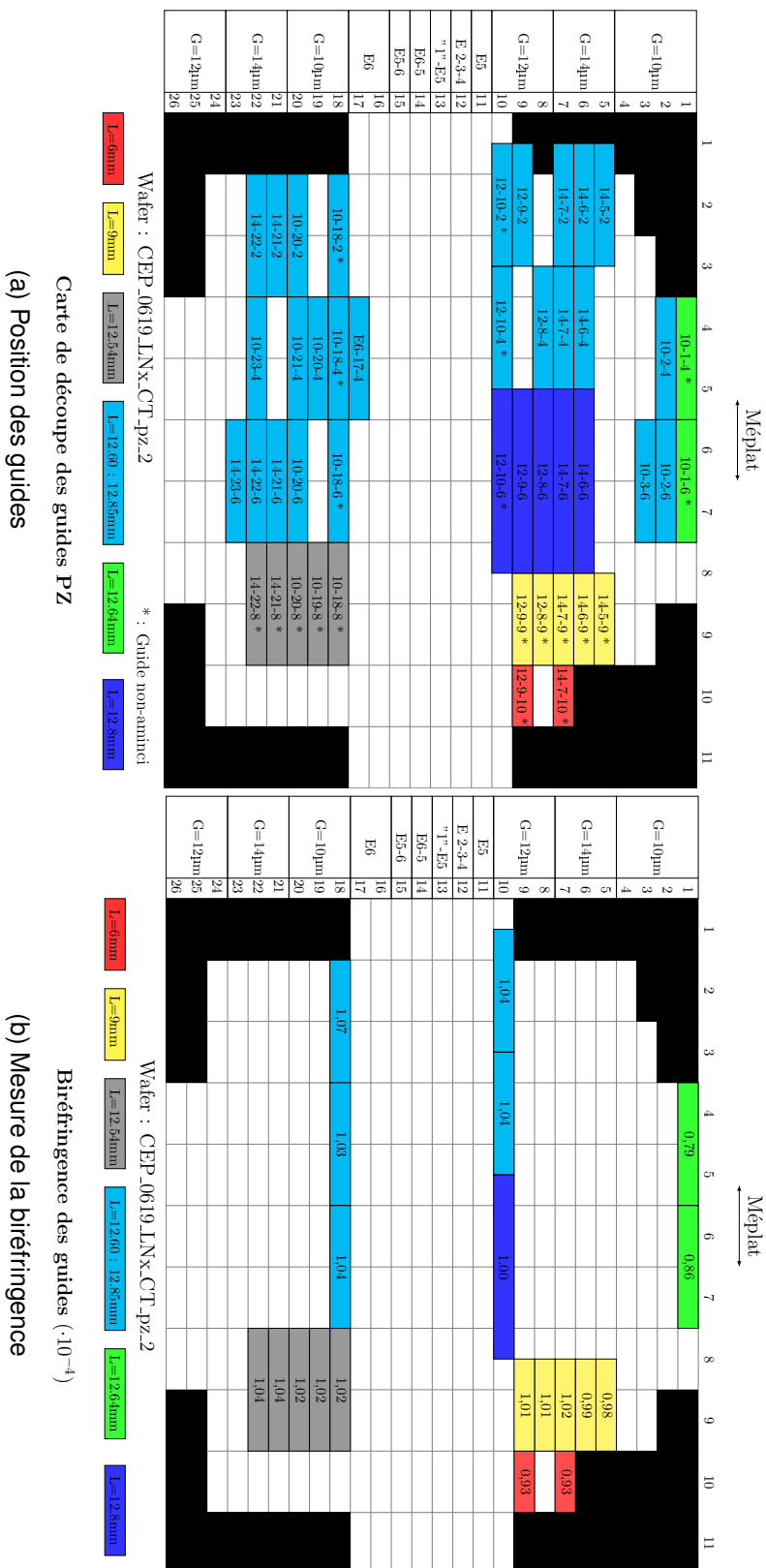


FIGURE 3.21 – Répartition des différents guides testés sur le wafer utilisé. Les bordures noires représentent les zones périphériques du wafer qui peuvent présenter des défauts de fabrication. (a) Plan des guides : les numéros indiquent le référencement des guides. (b) Résultats de biréfringence. Les couleurs indiquent les longueurs du guide.

guide référencé 14-6-7¹⁴, utilisé pour le troisième fibrage, dont la distance inter électrode (d) est de 14 μm et une longueur $L=12,61$ mm.

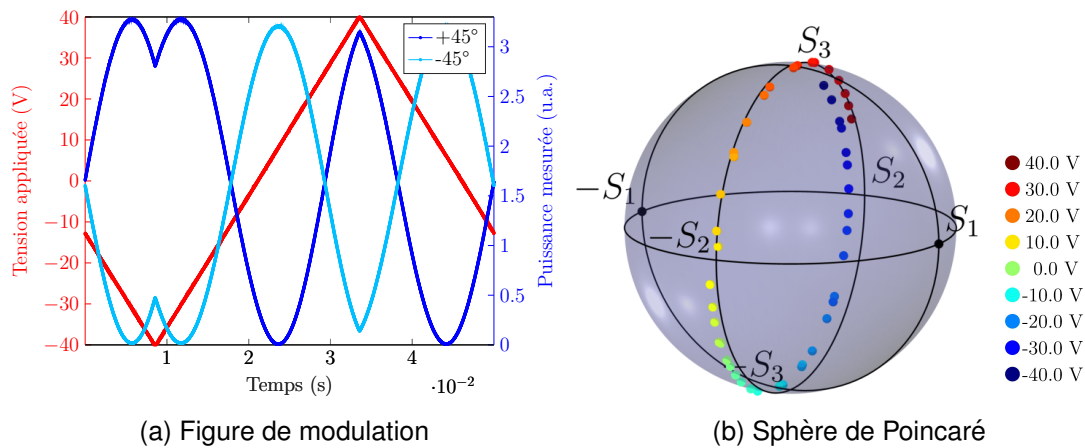


FIGURE 3.22 – Caractérisation EO du guide d'onde utilisé pour le fibrage n°3 (guide CEP_0317_LNx_R_pz_14-6-7 dont les propriétés sont rappelées dans le tableau 3.6, et dont la fiche d'identité se trouve en Annexe). La polarisation en entrée de guide est à 45° des axes neutres du guide. Les figures de modulation présentées en (a) montrent l'évolution de l'intensité en fonction de la tension appliquée après un analyseur dont l'axe est orienté à +45 puis -45°. L'évolution de la polarisation, en fonction de la tension appliquée, sur la sphère de Poincaré est présentée en (b).

Les tensions demi-onde mesurées de $38,4 \pm 1$ V et $37,8 \pm 1$ V (voir Tableau 3.4), selon l'orientation de l'analyseur, sur le guide 14-6-7, sont identiques aux incertitudes de mesures près. En revanche, elles sont nettement inférieures à ce qui est prévu par la théorie. Au vu de la longueur du guide ($L=12,61$ mm), la distance inter électrode ($d=14$ μm) et d'un Γ théorique de 0,41 on aurait dû obtenir une tension demi-onde théorique de $V_{\pi}=48$ V. L'explication provient ici de l'évaluation des propriétés de la couche de silice : l'épaisseur est probablement plus fine que celle fixée en consigne. Malheureusement, le profilomètre de la salle blanche étant en panne durant le procédé de fabrication, il n'a pas été possible de s'en rendre compte. Le coefficient de recouvrement expérimental vaut ici 0,47, ce qui a été vérifié sur d'autres guides issues du même *wafers*¹⁵. Les *wafers* les plus récents, dont est fabriqué le guide utilisé pour le fibrage n° 4, ont par contre un coefficient de recouvrement expérimental compatible avec celui estimé par simulation à savoir 0,41.

Les mesures extraites des figures de modulation (Figures 3.22) sont alors données dans le Tableau 3.4 :

Direction de l'analyseur	+45°	-45°
V_{π} (V)	$38,4 \pm 1$	$37,8 \pm 1$
Contraste (u.a.)	0,995	0,990
Linéarité (u.a.)	0,088	0,902

14. Référence complète : CE_0317_LNx_R_pz_14-6-7

15. CEP_0317_LNx_R_pz

TABLE 3.4 – Comparaison des mesures de la figure de modulation du fibrage n° 3, entre les deux directions de l'analyseur .

Le modèle théorique prévoit que la tension demi-onde et le contraste sont indépendants de l'orientation, à plus ou moins 45°. Comme pour la tension demi-onde, la valeur du contraste n'est pas affectée par l'orientation de l'axe de l'analyseur ou de la fibre polarisante, en position parallèle ou croisée ($\pm 45^\circ$) par rapport à la polarisation incidente. En effet, cela est dû au chemin de la polarisation sur la sphère de Poincaré qui parcourt la surface de la sphère selon le méridien passant par S_2 . Il y a un bon accord entre le chemin de la polarisation simulé sur la Figure 3.6f et la figure de modulation mesurée sur la Figure 3.22b, ce qui valide le modèle théorique ainsi que les hypothèses émises lors de la mesure de la biréfringence.

Observer le chemin de la polarisation sur la sphère de Poincaré permet d'extraire d'autres informations sur le guide ou la qualité de la polarisation injectée. Pour rappel, une modulation de l'état de polarisation doit s'effectuer le long du méridien passant par S_2 et, pour obtenir une bonne linéarité, le vecteur de Stokes doit se trouver sur un des pôles de la sphère à tension nulle.

Les courbes de modulation EO sur la sphère de Poincaré présentées sur les Figures 3.22b et 3.23 ont été effectuées sur les guides 10-4-9 et 14-6-5 que je présenterai dans la prochaine section. Je précise ici que le guide 10-4-9 est le premier que nous avons fibré. Avec des facettes à angles droits par rapport à la normale du guide, ce guide présente une cavité Fabry-Perot, contrairement du guide 14-6-5 dont les facettes sont découpées avec un angle de 5°.

Les résultats de modulation de la polarisation sur la Sphère de Poincaré, présentés sur la Figure 3.23a pour le guide 10-4-9 et 3.23b pour le 14-6-5 montrent très clairement la nécessité de se débarrasser de l'effet Fabry-Perot parasite, présent dans le guide 10-4-9. En effet, il se manifeste par un décalage du chemin suivi par la polarisation par rapport au méridien passant par S_2 , et amplifie aussi un effet de dichroïsme.

3.3.3/ CONCLUSION

Le processus de fabrication est maintenant bien maîtrisé puisque l'on observe une bonne reproductibilité des caractéristiques de guides d'ondes issues du *wafer*. Les diverses caractérisations optiques des guides permettent de conclure de la bonne adéquation entre leurs performances et le cahier des charges. En effet, excepté une légère asymétrie dans la répartition spatiale du mode, les guides présentent de faibles pertes de propagation ($\leq 0,3$ dB/cm) pour les deux modes TE et TM.

Grâce aux différentes étapes de caractérisation, nous avons montré que les guides testés correspondent au cahier des charges. Nous avons initié le fibrage.

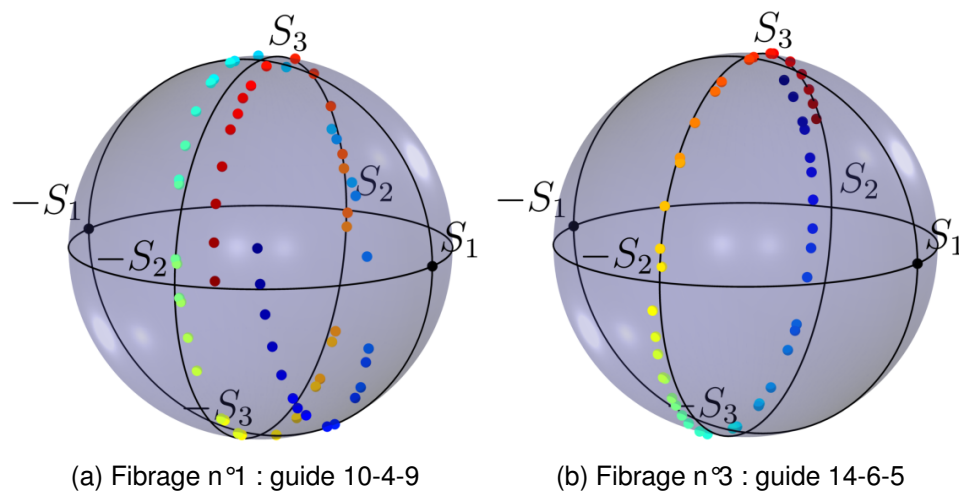


FIGURE 3.23 – Comparaison du chemin de la polarisation des guides 10-4-9 découpé sans angle (a) et du guide 14-6-5 découpé avec un angle. Les deux guides sont issus du wafer CEP_0317_LNx_R.pz.

3.4/ FIBRAGE D'UN CAPTEUR EO

Au cours de cette thèse, plusieurs tentatives de fibrage ont été menées dont certaines ont mené à des démonstrateurs et ont été délivrées à Kapteos pour une analyse des performances.

Le fibrage¹⁶ des composants en LN est maintenant courant, y compris à un niveau commercial. On peut notamment citer les produits de la société iXblue possédant des pertes d'insertion à 1,55 μm comprises entre 2,5 et 3,5 dB selon les modèles, autrement dit entre 45 et 55 % de la lumière injectée dans le dispositif est récupérée en sortie, c'est donc notre objectif.

3.4.1/ ASSEMBLAGE DES DIFFÉRENTS COMPOSANTS

Jusqu'à présent j'ai surtout traité la partie centrale du modulateur EO à savoir le guide d'onde. Cependant le fibrage nécessite aussi d'autres éléments :

- **Un support rigide** : non métallique, soutenant à la fois le guide et les fibres. Il doit être compatible avec l'environnement IRM. Si le téflon a d'abord été proposé comme matériau de base, les supports sont maintenant fabriqués en polymère par impression 3D. Le support doit maintenir à la fois le PCB, le connecteur SMA ainsi que les fibres pour éviter les tensions mécaniques au niveau du collage. Un exemple de support utilisé est présenté sur la Figure 3.25.
- **Un connecteur SMA** : compatible avec l'environnement IRM, non magnétique.
- **Un guide optique** : pourvu d'électrodes, connectées à un PCB par *wire-bonding*.

16. *Pigtailing* en anglais.

Le guide d'onde doit être choisi en fonction des caractéristiques suivantes, par ordre de priorité : un comportement quart d'onde, une biréfringence pour assurer une dépendance en température minimale, une découpe avec un angle de $5,4^\circ$, une absence de dichroïsme, une distance inter électrode de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ et enfin la plus grande longueur possible compatible avec le cahier des charges, pour augmenter la sensibilité EO. Dans les faits, les longueurs visées seront inférieures à 2 cm.

- **Deux fibres** : en entrée à maintien de polarisation (PM) et polarisante (PZ) en sortie. Elles doivent être polies avec un angle de 8° afin d'atténuer l'effet Fabry-Perot dans le guide et éliminer les réflexions parasites néfastes pour la stabilité de la cavité Laser.
- **Une colle optique adaptée** : deux colles optiques peuvent être utilisées, la NOA61 et la NOA 170. Ce sont des colles optiques qui polymérisent lorsqu'elles sont exposées à des rayonnements UV et qui sont transparentes à 1550 nm . La NOA61 présente un indice de $1,541$ à 1550 nm tandis que la NOA170 possède un indice de $1,70$ à 633 nm . Cette dernière permet donc de diminuer en partie les pertes de Fresnel, en se rapprochant des conditions d'adaptation d'indice entre la fibre et le guide.

L'organisation de ces éléments est alors présentée sur la Figure 4.5b.

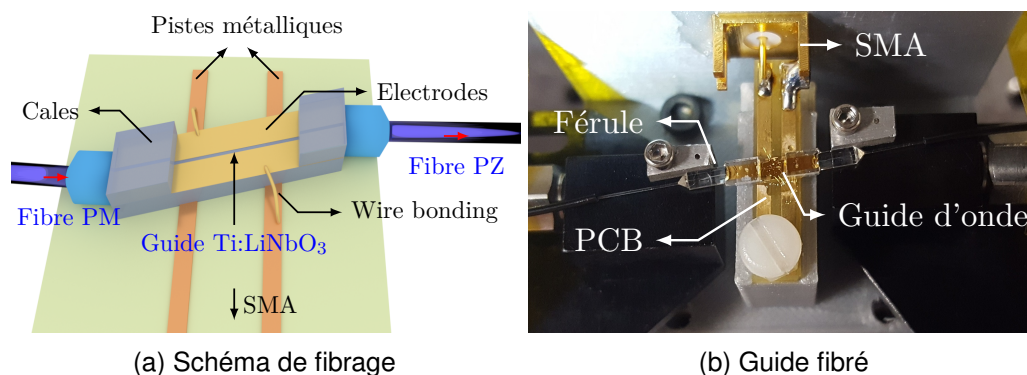


FIGURE 3.24 – (a) : Représentation schématique d'un guide EO fibré, collé sur un PCB. Le guide représenté est découpé avec un angle de $5,4^\circ$, et les férules des fibres optiques sont polies avec un angle de 8° . Le résultat final¹⁷ est présenté en (b).

L'ensemble des éléments constituant le modulateur étant rassemblé, il ne reste plus qu'à les assembler pour le fibrage :

3.4.2/ PROTOCOLE DE FIBRAGE

Une fois les éléments rassemblés, le fibrage se déroule alors de la manière suivante :

Le guide présentant les caractéristiques les plus adéquates est choisi puis collé sur un PCB. Puis les pistes du PCB sont reliées aux électrodes par une étape de wire-bonding, où de minces fils d'or permettent le contact électrique. Enfin le PCB est vissé sur le

support et le SMA connecté au PCB.

Pour contrôler l'orientation des axes neutres des fibres PM ou PZ, nous utilisons des supports de rotation visible sur la Figure 3.25c. L'alignement s'effectue en optimisant la puissance en sortie du guide d'ondes en commençant l'alignement par la fibre PM d'entrée. Les angles entre la fêrule et le guide doivent être impérativement corrigés sous peine de diminuer l'injection dans le guide au moment de l'insolation. Une fois le maximum de puissance optique atteint et que l'état de polarisation en sortie de guide est satisfaisant, on recule légèrement la fêrule pour insérer la colle, le recul devant être plus ou moins important selon la viscosité de la colle. Puis on reprend l'alignement pour trouver le maximum de couplage, la distance entre le guide et la fêrule devant être la plus faible possible, puisque la colle NOA est une colle de contact. Le maximum de transmission doit être supérieur à celui trouvé dans l'air, avant que la colle ne soit mise, puisque celle-ci diminue les pertes de Fresnel. Il ne reste plus qu'à insoler grâce à une lampe UV¹⁸ pendant 5 min.

Les étapes pour fibrer la sortie sont alors identiques à l'entrée. Le paramètre indiquant

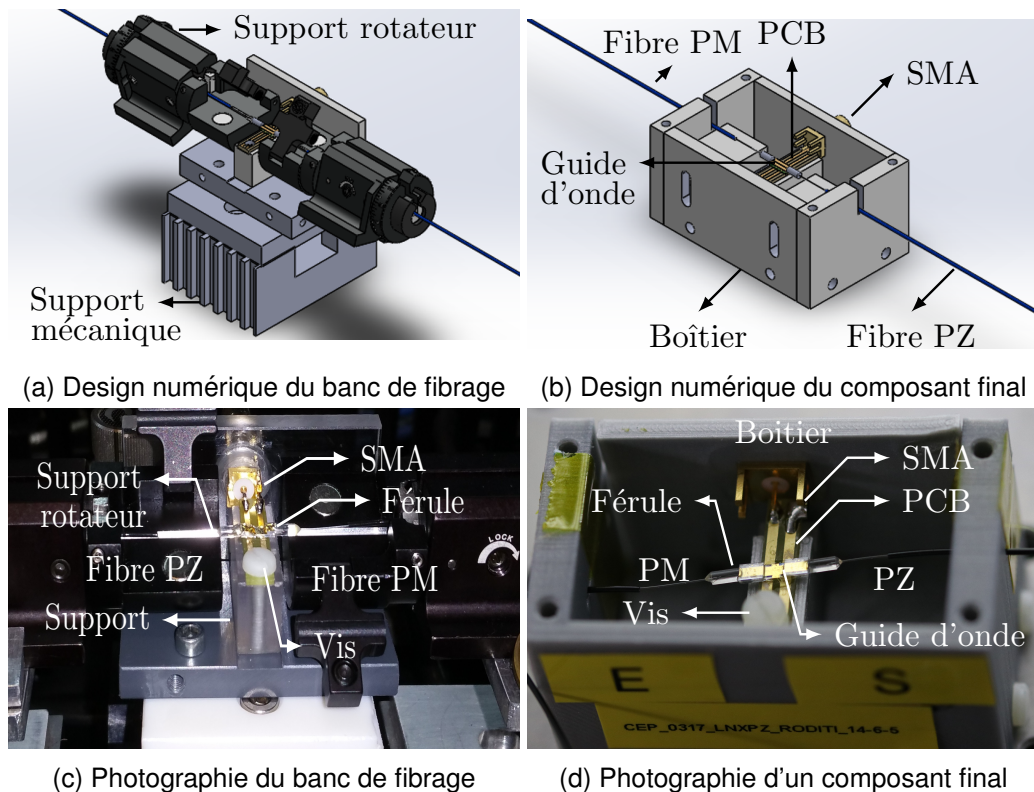


FIGURE 3.25 – Schémas (a), (b) et photographies (c), (d) des supports rotateurs et du boîtier. L'encombrement des supports rotateurs nécessite une planification en amont du design du support.

la qualité du fibrage est ici le contraste, qui doit alors tendre vers 1, signe que l'axe de

18. UV Curing LED System, 365 nm de chez Thorlabs

la PZ est aligné ou à 90° de la polarisation en entrée de guide et que la polarisation d'entrée est à 45° des axes neutres.

Une fois ces étapes terminées, il faut alors assembler le boîtier, c'est en général l'étape la plus critique. En effet la véritable difficulté de ces fibrages réside ici dans le *packaging*, plutôt contraignant, ainsi que dans l'utilisation de rotateur de fibre qui permet d'orienter l'axe neutre des fibres. Ils sont assez encombrants et nous avons eu du mal à les adapter au design du *packaging*. Autre point bloquant, les contraintes mécaniques sur les fibres. Nous avons fait l'erreur de trop vouloir soutenir les fibres entre le guide et le bord du boîtier, en ajoutant une gaine plastique par exemple, de peur que les fibres se décollent sous leurs poids. Au final, ces contraintes ont rendu le collage instable ; l'injection finissait par diminuer au bout de quelques heures ou bien les fibres se décollaient entièrement. Le protocole est donc maintenant établi et le résultat final est visible sur les Figures 3.25d et 3.24b du fibrage n° 3.

3.4.3/ PRINCIPAUX FIBRAGES

Les fibrages ont commencé très tôt dans le projet, une fois les premiers tests EO et de caractérisation des guides menés. La mesure de la biréfringence par OCT, peu précise au regard de la méthode par polarimétrie, a validé l'ordre de grandeur de la biréfringence dans les guides. Néanmoins au moment des premiers fibrages, nous n'avons pas pu disposer d'outils permettant d'anticiper les longueurs adéquates afin d'obtenir une polarisation circulaire en sortie de guide. Cette méthode est désormais disponible, et testée, au moment où ces lignes sont écrites.

Les premiers fibrages ont donc avant tout consisté à établir le protocole et tester différentes approches. Je rapporte ici, les différents éléments qu'ont apporté les fibrages, dans l'ordre chronologique. Le fibrage n° 1 (guide 10-4-9), 2 (guide 10-18-5) et 3 (guide : 14-6-5) sont issus du même *wafer* : CEP_0317_LNx_R_pz_1, dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 3.5. Le guide 4 (guide 12-10-6) provient en revanche du *wafer* : CEP_0619_LNx_CT_pz_2 plus récent.

Wafer	n° Fibrage	e_{Ti} (nm)	Largeur WG	e_{SiO2} (nm)	e_{metal} (nm)
CEP_0317_LNx_R_pz_1	1,2,3	91	7 μ m	150	200
CEP_0619_LNx_CT_pz_2	4	90	7 μ m	150	200

TABLE 3.5 – Récapitulatif des valeurs de consignes des paramètres de fabrication pour les *wafers* utilisés lors des fibrages. La principale différence entre les deux *wafers* provient ici de la date de fabrication : 2017 pour le 1er et 2019 pour le second. Ils possèdent aussi un fournisseur différent.

Pour plus de lisibilité, les différentes mesures et caractéristiques des guides sont répertoriées dans le Tableau 3.6, situées à la fin de la section.

3.4.3.1/ 1ER FIBRAGE :

Le 1er fibrage (guide : 10-4-9) a été effectué en Juin 2018 avec Kapteos, sur un guide non aminci et découpé sans angle. Les figures de modulation ont montré des paramètres : tension demi-onde ($V_{\pi}=47,8$ V), linéarité ~ 0.5 et contraste proche de 1, ce qui est idéal. En revanche, la grande variation de la réponse EO du guide face à la variation de la longueur d'onde du laser assimilable à une simulation de variation en température, visible sur la Figure 3.26a à montré l'importance cruciale de supprimer l'effet Fabry-Perot et diminuer la biréfringence modale.

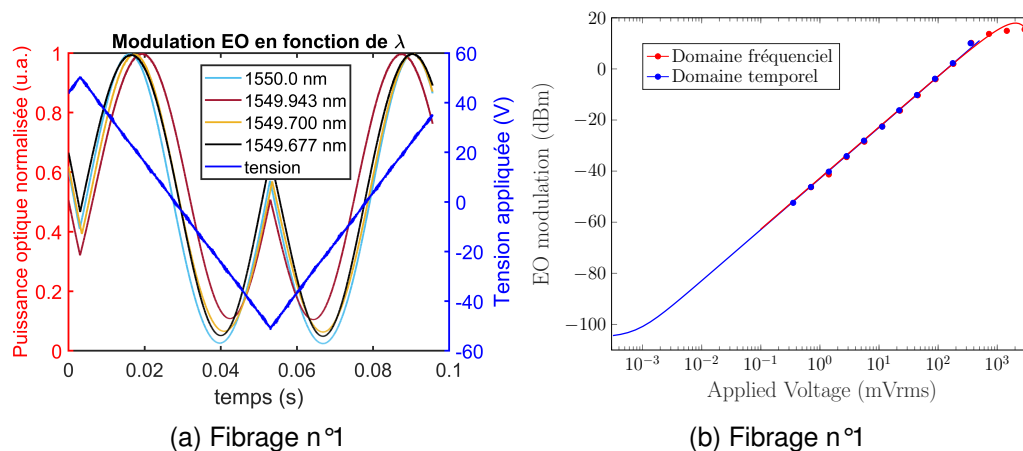


FIGURE 3.26 – Performances du 1er guide fibré. (a) Figures de modulation EO pour différentes longueurs d'ondes. (b) Amplitude de modulation en fonction de la tension appliquée (à 174 kHz).

Kapteos a pu tester le guide fibré dans ses locaux et mesurer la linéarité, pour cela ils ont appliqué une modulation EO entre 0,5 mV et 4 V à 174 kHz en regardant l'évolution du signal EO (P_{EO}) à l'analyseur de spectre. La réponse du capteur, visible sur le Figure 3.26b est linéaire entre ces valeurs. On peut alors mesurer la dynamique du capteur. Elle sépare le plancher de bruit de l'analyseur de spectre (-105 dBm) et la compression à haute tension en \cos^2 de la fibre polarisante est ici de 120 dB, ce qui est proche des limites théoriques. Le partenaire industriel apprécie aussi que la tension de sortie du système soit du même ordre de grandeur que la tension appliquée, ce qui est essentiel pour un modulateur d'intensité destiné à l'IRM. En effet une machine IRM est un outil complexe doté de sa propre chaîne de traitement analogique et numérique du signal. Cette chaîne est non modifiable et donc il faut adapter le capteur pour délivrer des signaux analogiques dans la même gamme de valeurs que celles des antennes classiques. Ceci est possible avec notre modulateur mais d'après leurs expertises, impossible avec des modulateurs commerciaux.

Les résultats sont donc très encourageants pour ce guide d'onde, cependant au bout de quelques mois et un déménagement, les pertes d'insertion ont augmenté à cause du *packaging* qui a été amélioré pour le deuxième fibrage.

3.4.3.2/ 2ÈME FIBRAGE, GUIDE AMINCI

Un guide aminci est censé augmenter la sensibilité EO par un meilleur recouvrement entre le champ électrique appliqué et le champ électrique optique. La diminution de l'épaisseur de LN, à des grandeurs sub-longueurs d'onde aux fréquences micro-ondes permet aussi de diminuer l'impact de la permittivité élevée du LN, et donc d'augmenter la sensibilité du capteur. Le fibrage d'un guide aminci serait un réel apport à la communauté pour la détection des champs électriques mais aussi dans d'autres domaines. C'est pourquoi nous avons choisi un guide aminci à 3 μm (guide : 10-18-5), dont la biréfringence est nettement inférieure ($1,27 \cdot 10^{-4}$ RIU) à celle du premier fibrage, pour notre deuxième essai.

Le fait d'amincir le guide d'onde n'a pas impacté outre mesure les pertes de propagation au vu de ses spectres transmis et réfléchis visibles sur la Figure 3.27. Les pertes ont été mesurées pour les deux modes à 0,3 dB/cm pour le mode TE et 0,4 dB/cm pour le mode TM.

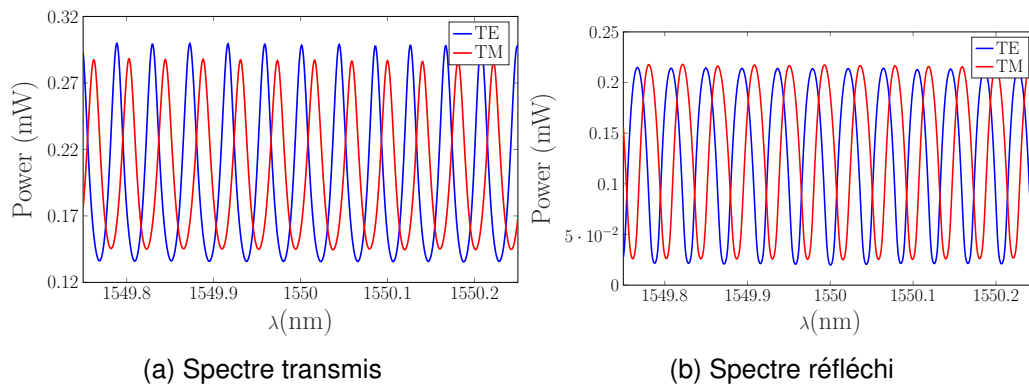


FIGURE 3.27 – Spectres transmis et réfléchis du guide 10-18-5 montrant une membrane de 3 μm au centre. Les pertes de propagation respectivement de 0,3 et 0,4 dB/cm pour les modes TE et TM.

Ce fibrage a laissé un bilan mitigé puisque malgré plusieurs essais, le collage a rompu au bout de quelques jours. Nous avons fait le choix de faire dépasser la fibre de la férule pour mieux identifier le contact mécanique. Ce manque de tenue serait dû au fait que la colle utilisée est une colle de contact or le choix que nous avons fait diminue drastiquement cette surface de contact. De plus nous soupçonnons aussi un accroissement des tensions sur les fibres à cause des gaines thermo-retractables (visibles sur la figure 3.28a) et qui expliquent l'augmentation des pertes d'insertion avec le temps.

Malgré ces revers, nous avons pu confirmer que diminuer la biréfringence diminue sensiblement les variations du capteur en fonction de la longueur d'onde comme le montre la Figure 3.28b. L'utilisation d'un packaging en plastique fabriqué par imprimante 3D

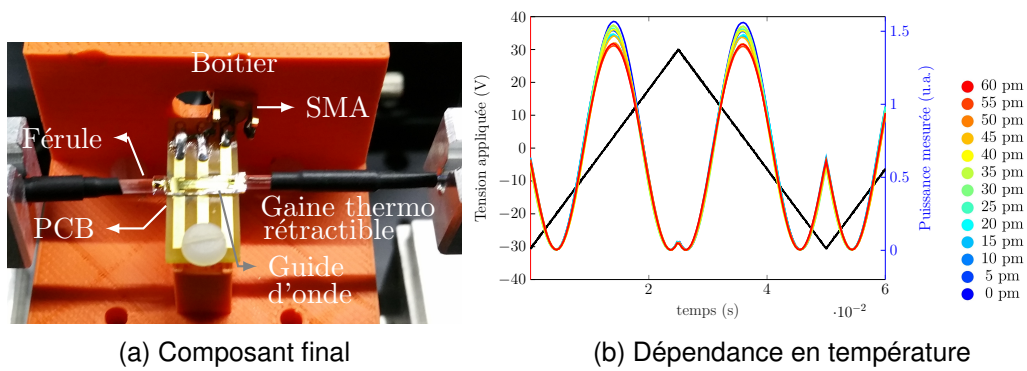


FIGURE 3.28 – (a) Photographie du composant final. (b) Évolution du comportement EO en fonction du *detuning* du laser pour les deux premiers fibrages.

s'est aussi révélée très robuste et utile puisque, adaptable à volonté à notre banc de fibrage. La prochaine étape consiste à introduire un angle à la découpe pour supprimer complètement la cavité optique.

3.4.3.3/ 3ÈME FIBRAGE : ESSAI SUR UN GUIDE AVEC ANGLE

Le troisième fibrage s'est effectué en collaboration avec l'entreprise iXblue photonics, membre du consortium de l'ANR CEPAGE. Cette société, ancienne spin-off du département d'optique PM Duffieux de l'Université de Franche-Comté s'est spécialisée dans la fabrication de modulateurs optiques haute fréquence, elle possède une grande expérience sur les questions de fibrages de guides d'onde en niobate de lithium. Ce nouveau fibrage a introduit les premiers essais sur des guides découpés avec un angle de $5,4^\circ$ (guide : 14-6-5).

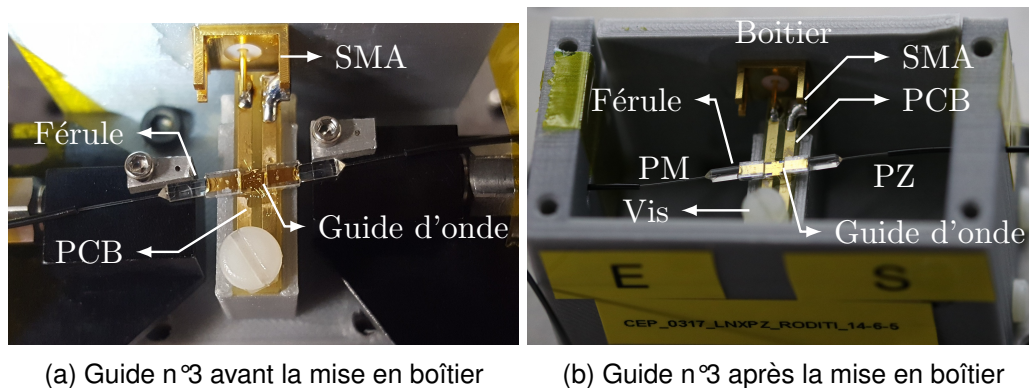


FIGURE 3.29 – Démonstrateur fibré et packagé.

Ce premier essai de fibrage d'un guide avec angle fut un succès total en termes de pertes d'insertions ($\leq 2,7$ dB¹⁹) et de mise en boîtier, étape critique de la procédure. Le démonstrateur est présenté sur la Figure 3.29.

L'analyse du comportement en température est ici réalisée grâce à une enceinte

19. Pertes mesurées avec la fibre PZ et interférence de la polarisation.

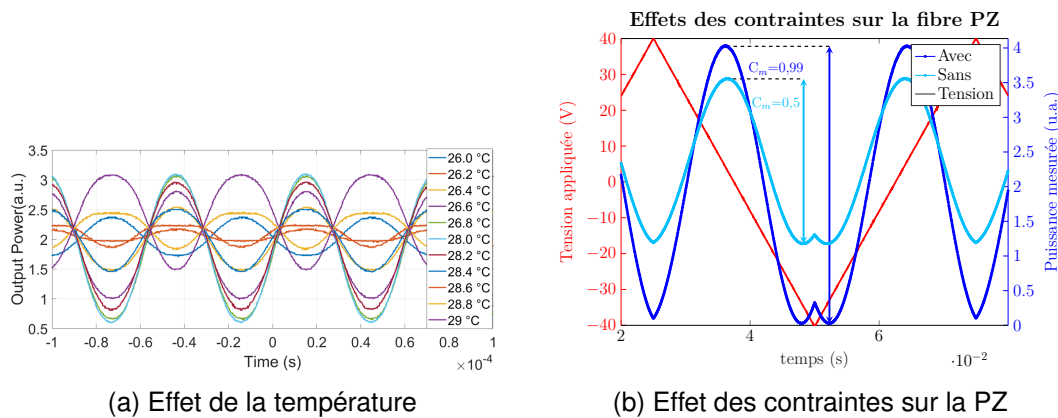


FIGURE 3.30 – Les tests post-fibrages ont montré certains points négatifs du fibrage. En (a) est représenté l'évolution de la réponse EO du guide face à un changement de température dans l'enceinte climatique. En (b) un stress mécanique appliqué sur la fibre polarisante, en sortie, améliore son taux d'extinction, car le contraste C_m augmente.

climatique. Cela permet de s'assurer de l'homogénéité de la température ainsi que son contrôle très précis sur l'ensemble du dispositif. L'enceinte climatique se trouve dans les locaux de Kapteos à Chambéry et seul le guide n°3 a pu bénéficier d'une mesure de la température en enceinte climatique. L'expérience a montré au bilan une forte dépendance du système entier face aux variations de température comme le montre la Figure 3.30a, où les courbes de modulation EO sont très dépendantes de la moindre variation de la température.

Ce propos doit néanmoins être nuancé, nous attribuons cette dépendance en température à la fibre PM d'entrée de guide. En effet nous avons compensé le bias, afin de se situer dans la zone linéaire, en modifiant la polarisation en entrée du guide. N'étant plus orientée selon l'axe de la fibre PM, la polarisation n'est plus maintenue, et devient très sensible à toutes variations thermiques et mécaniques de la fibre PM. Ces variations de polarisation en entrée de guide, associées à une biréfringence et un alignement des axes neutres difficiles à contrôler et engendrent alors ces variations en température.

Enfin, nous avons aussi pu mesurer un effet connu des fibres polarisantes : l'application d'une contrainte sur la fibre polarisante située en sortie du guide fibré n°3, améliore le ratio d'extinction du dispositif, comme le montre la Figure 3.30b. Ceci se caractérise par une augmentation du contraste au niveau de la réponse EO du guide. Nous avons testé une correction de la polarisation d'entrée en modifiant la polarisation injectée dans la fibre, rendant le système hors de contrôle avec une sensibilité extrême de la fibre PM à toute variation de température et mécanique.

3.4.3.4/ 4ÈME FIBRAGE : VALIDATION DU CONCEPT

Ce fibrage fait suite au précédent qui, malgré son succès en termes de pertes d'insertions et de figure de modulation EO, s'est montré très dépendant à des variations de température. Afin de palier les défauts de la fibre PM, nous avons remplacé la fibre en entrée par une fibre polarisante, et utilisé un design plus pratique et moins encombrant pour le boîtier comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.31a. Le guide (12-10-6) utilisé, provenant d'un autre *wafer* que les précédents, est découpé avec un angle de $5,4^\circ$.

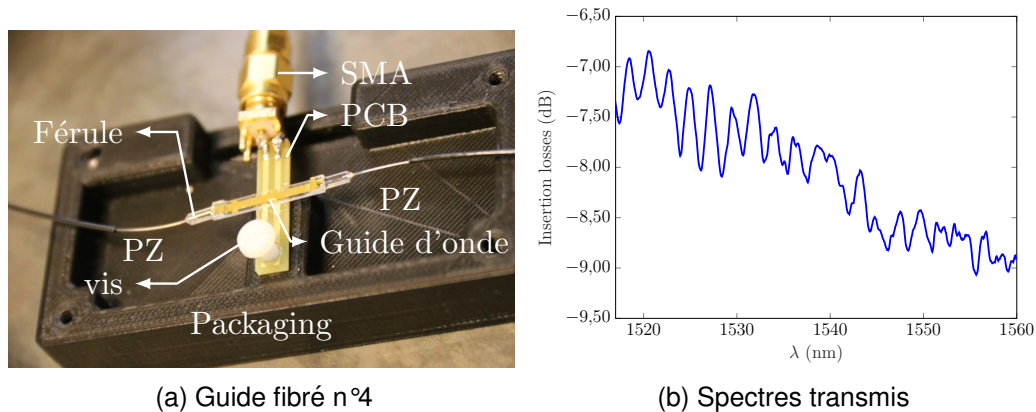


FIGURE 3.31 – (a) Photographie du guide fibré, avec le nouveau design du packaging. (b) Pertes d'insertions du capteur fibré en sortie de la fibre polarisante.

Ce fibrage présente malheureusement des pertes d'insertions supérieures au précédent à cause d'un problème d'angle que nous avons rencontré lors du collage de la fibre de sortie. Les pertes totales sont mesurées sur notre analyseur de spectre BOSA et visibles sur la Figure 3.31. En tenant compte des pertes induites à cause de la fibre polarisante, les pertes totales sont de -6 dB. En revanche, nous avons pu observer la très faible valeur de la puissance réfléchie (-45 dBm) pour ce fibrage alors qu'elle était de -5 dBm pour le fibrage n°1. Le problème d'alignement de la fibre polarisante a malheureusement aussi impacté l'orientation de la fibre PZ, ce qui diminue le contraste des figures de modulation. Ce défaut de fabrication, des fibres polarisantes, a été identifié, les prochains fibrages devraient présenter des pertes plus faibles.

Pour ce fibrage n°4, effectué en Juillet 2020, nous avons fait l'étude en température sur une plaque chauffante fermée, les températures présentées sont les températures indiquées sur la plaque chauffante. Les résultats, présentés sur les Figures 3.32a, sont sans équivoques meilleurs que pour le fibrage précédent. On voit en effet que les figures de modulations ne varient que très peu face aux variations de température.

À partir de ces Figures de modulations, la variation du *bias* avec la température a été extraite, et estimée à partir de la pente de la courbe de la Figure 3.32c, où l'on obtient une variation du *bias* de $0,15^\circ \cdot K^{-1} \cdot cm^{-1}$. Bien que légèrement plus sensible à la température que l'état de l'art, estimée à $-0,0825^\circ \cdot K^{-1} \cdot cm^{-1}$ par Wang *et al*[96], cela montre une robustesse du capteur à la température. Ce résultat peut avantageusement

être comparé avec la stabilité thermique d'un Mach-Zehnder qui est de deux ordres grandeur plus élevée [56]. La différence entre les deux valeurs pourrait être expliquée par la présence d'un effet pyro-électrique sur les faces externes du guide d'onde. Afin de réduire cet effet Wang *et al* ont déposé un film mince de titane et connectées les deux faces afin d'évacuer les charges.

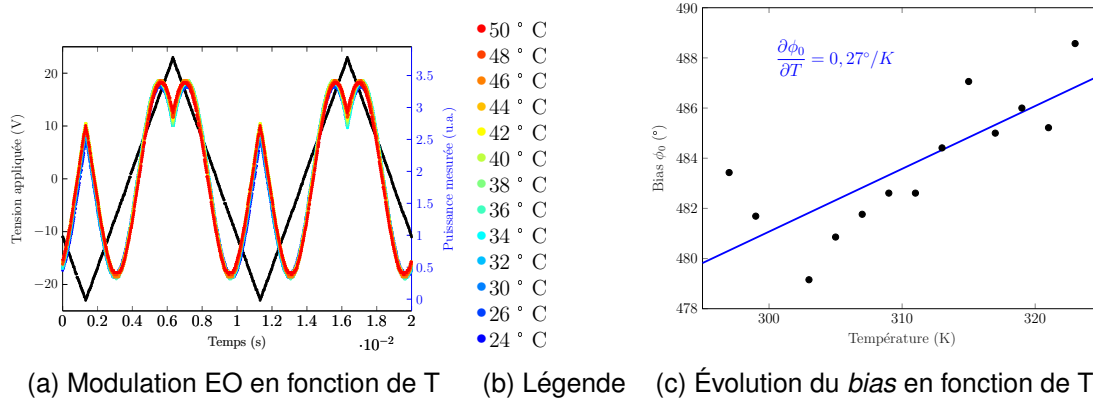


FIGURE 3.32 – La réponse EO en (a) du fibrage n°4 présente très peu de variations face à des changements de température. La dispersion du *bias* avec la température (b) est estimée à partir de la pente de la courbe à 0,27 %/K.

3.4.4/ BILAN

Au fur et à mesure des fibrages successifs, nous avons pu établir un protocole robuste de fibrage que j'ai décrit précédemment. Divers éléments participants à la dépendance en température ont été identifiés et neutralisés : biréfringence élevée, cavité Fabry-Perot et fibre PM.

Après de nombreux essais de fibrages infructueux, avec des décollements des fibres ou des puissances fluctuantes dans le temps, nous avons pu mettre au point un protocole permettant des fibrages fiables. Le cahier des charges stipulant des pertes d'insertions inférieures à -3 dB pour une fibre PM et -6 dB pour des fibres PZ fut alors atteint avec succès.

Les différentes caractéristiques et mesures effectuées sur ces fibrages sont répertoriées dans le Tableau 3.6. À travers ce tableau on voit que la linéarité sera le point à améliorer, par une longueur de guide adéquate.

Fibrage n°	1	2	3	4
Angle	non	non	oui	oui
Amincissement	non	3 μ m	non	non
Longueur(mm)	6,2	12,61	12,61	18,08
Biréfringence ($\cdot 10^{-4}$)	4,2	1,27	0,96	1,00
distance inter-électrodes (μ m)	10	10	14	12
Γ théorique	0,41	>0,41	0,41	0,41
V_π théorique	53,2	<26,1	49,1	21,9
Γ mesuré	0,47	0,47	0,47	0,41
V_π mesuré(V)	47,8	22,91	37,98	23,33
Linéarité (u.a.)	0,487	0,943	0,97	0,310
Contraste (u.a.)	0,953	0,997	0,986	0,81
Pertes d'insertion (dB)	~ 9	-	2.7	8,5

TABLE 3.6 – Résumé des caractéristiques des différents fibrages effectués

L'analyse de la réponse EO par polarimétrie symbolise parfaitement l'évolution des fibrages. L'analyse présentée ici grâce aux Figures 3.33, faite juste avant le collage de la fibre de sortie permet de tirer plusieurs conclusions.

La figure 3.33a est typique d'une modulation du Fabry-Perot associée à une grande biréfringence où l'on voit la polarisation s'écarter du méridien passant par S_2 pour les tensions extrêmes, le chemin est aussi asymétrique entre tensions négatives (nuances bleues) et tensions positives (nuances rouges). Une biréfringence plus faible corrige ce problème dans le second fibrage(3.33b) même si des améliorations doivent encore être apportées. En comparaison, les deux derniers fibrages sont de meilleure qualité grâce à la disparition de la cavité Fabry-Perot.

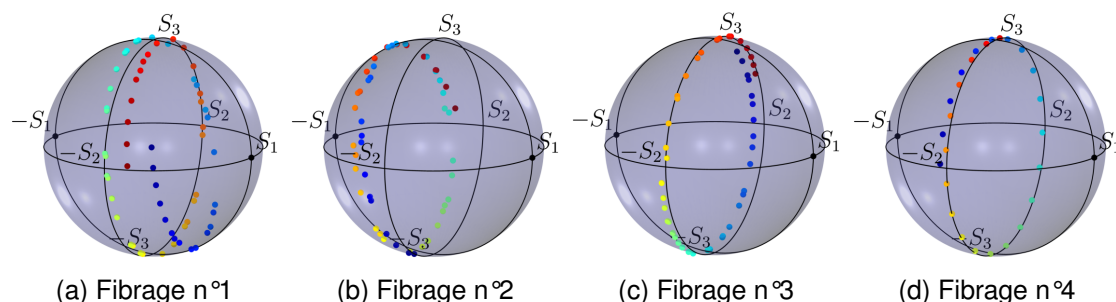


FIGURE 3.33 – L'évolution des figures de modulations, sur la sphère de Poincaré des différents fibrages, illustre parfaitement le chemin accompli en termes d'évolution des techniques de fibrage.

Les prochains guides, qui pourraient être fibrés d'ici quelques semaines seront caractérisés par Kapteos en température et en fréquence. Cela permettra alors de valider le cahier des charges.

3.5/ CONCLUSION

Les principaux objectifs de ce chapitre ont été atteints avec succès. Le comportement EO du niobate de lithium en propagation Z en présence d'une biréfringence modale a été décrit, montrant que la biréfringence modale n'affecte pas le comportement EO du guide mais seulement la phase de la polarisation après la propagation de la lumière dans le guide. L'apport des concentrateurs de champ permet en outre de sélectionner uniquement la composante horizontale du champ électrique, simplifiant alors l'ellipsoïde des indices et le modèle utilisé.

De plus, nous avons fabriqué des guides d'onde à faibles pertes de propagation : 0,2 dB/cm grâce à la diffusion de rubans de titane dans le cristal. Nous avons aussi pu démontrer qu'un amincissement du substrat pour former une membrane de seulement quelques micromètres n'affectait pas les pertes de propagation. Les propriétés d'un guide aminci seront traitées dans le chapitre suivant.

Plusieurs guides d'ondes ont été fibrés avec succès et permettent un début d'analyse de leurs stabilités en température. Les derniers guides fibrés se sont révélés stables à des changements de longueur d'onde et de température, laissant présager une validation de la propagation Z comme configuration indépendante en température, notamment en utilisant une fibre polarisante en fibre d'entrée à la place de la fibre PM. Nous avons aussi réussi à obtenir un guide dont les pertes d'insertion sont de 2,7 dB, équivalent aux pertes des modulateurs commerciaux.

Les tests effectués sur les différents fibrages ont conforté le choix de cette configuration, notamment auprès du partenaire industriel Kapteos. La fabrication du modulateur étant globalement maîtrisée, on pourra alors passer à l'étape suivante : la fabrication d'un capteur de champ électrique sensible et indépendant de la température. Ce projet sera porté par la création d'un laboratoire commun entre FEMTO-ST et Kapteos : Syrah-lab.

CONTRÔLE DE LA POLARISATION POUR L'OPTIQUE INTÉGRÉE

4.1/ INTRODUCTION

Les chapitres précédents étaient consacrés à l'élaboration de la partie centrale du capteur de champ électrique, à savoir le guide d'onde inscrit dans un cristal EO. Au cours de ces chapitres, j'ai mis en évidence le besoin de contrôler l'état de polarisation. Ainsi l'obtention d'une polarisation circulaire en sortie du guide d'ondes est un des points critiques. La variation du coefficient d'extinction des fibres PZ en fonction des contraintes mécaniques appliquées en est un autre.

Dans ce chapitre, nous proposerons des solutions intégrées pour jouer le rôle de lame quart d'onde ou de polariseur, en commençant par étudier ce qui se fait à l'état de l'art. Nous montrons ensuite comment le contrôle de polarisation peut s'effectuer au sein même des guides lorsque ceux-ci sont localement amincis. L'objectif sera d'obtenir un composant tel que celui représenté en Figure 4.1 intégrant différentes façons de contrôler la polarisation.

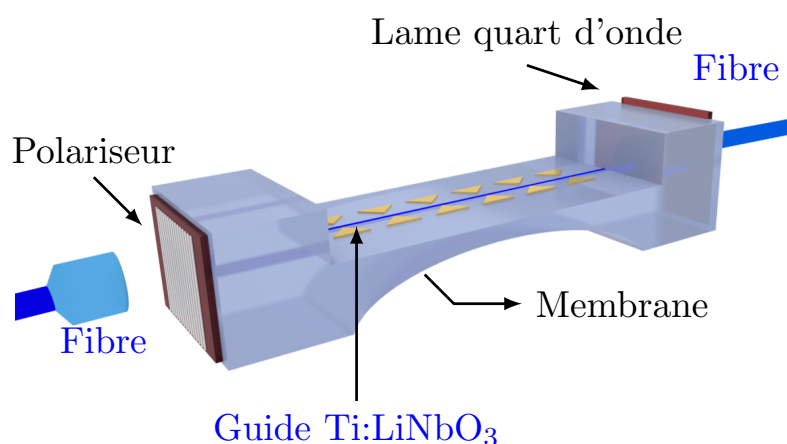


FIGURE 4.1 – Schéma d'un guide aminci pourvu de deux structures de contrôle de polarisation à ses extrémités : une lame quart d'onde en entrée et un polariseur en sortie.

4.2/ POLARISATION CIRCULAIRE ET LAME À RETARD

4.2.1/ ÉTAT DE L'ART

L'obtention d'une polarisation circulaire à partir de dispositifs ultra-fins peut se faire grâce aux moyens suivants :

- L'utilisation de cristaux liquides qui peuvent être fabriqués à moindre coût et avec une épaisseur inférieure à la dizaine de micromètres [101] serait une solution élégante. Néanmoins, les propriétés des cristaux liquides sont sensibles aux champs électriques et magnétiques ainsi qu'à la température, ils sont donc contre-indiqués ici.
- Une méthode récente pour convertir la polarisation fait intervenir des métasurfaces. Les métasurfaces permettent de façonner les propriétés de la lumière [102] : polarisation, front d'onde, phase *etc...* Elles sont caractérisées par une structuration, généralement périodique, sub-longueur d'onde des matériaux, comme le montre la Figure 4.2. Aux longueurs d'onde visibles et proches infra-rouges, les dimensions de ces structures sont de l'ordre de la centaine de nm, ce qui peut compliquer leur fabrication en devant recourir à des moyens onéreux comme l'*Atomic Layer Deposition* [103], la lithographie électronique [104] et le faisceau d'ions focalisé [105]. L'institut FEMTO-ST possède d'ailleurs une certaine expertise dans ce domaine [106, 107].

De nombreuses fonctions pour le contrôle de la polarisation peuvent être réalisées comme la conversion d'une polarisation linéaire en circulaire [108, 109, 104] ou la rotation de polarisation [110]. Les métasurfaces citées précédemment sont montrées en Figure 4.2a et 4.2b.

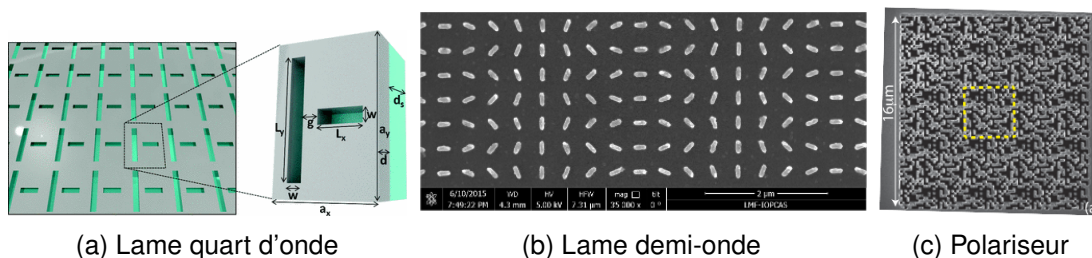


FIGURE 4.2 – (a) Schéma d'une métasurface plasmonique avec une fonction de lame quart d'onde [108]. (b) Image MEB d'une métasurface plasmonique avec une fonction de lame demi-onde [110]. Image MEB d'un polariseur fabriqué à partir d'une métasurface en silicium [105].

- Outre les méta-surfaces, on peut utiliser les lames de phases à vrai ordre zéro¹ basées sur des cristaux biréfringents. Les lames quart d'onde à vrai ordre zéro sont constituées d'un élément biréfringent dont l'épaisseur e est liée par

1. *True zero order waveplate*

l'équation suivante : $e = \lambda/4\Delta n$, avec λ la longueur d'onde de la lumière dans le vide et Δn la biréfringence du matériau. Ces lames sont réputées très stables face aux erreurs d'alignement et fonctionnent sur une plus grande plage de longueur d'onde [111].

Néanmoins les faibles épaisseurs requises, de quelques μm à quelques dizaines de μm selon le cristal, rendent leur fabrication coûteuse et difficile. Cependant une nouvelle méthode d'amincissement développée dans la centrale technologique de MIMENTO permet maintenant la fabrication de couche mince amincie reportée sur un *wafer* de silicium par un collage métallique. Ce procédé de fabrication permet d'amincir différents matériaux, dont le LN, à l'épaisseur désirée selon les applications, par exemple 30 μm pour des applications acoustiques [112] et 1 μm pour des applications optiques [113]. C'est donc ce type de lame quart d'onde que nous développerons, et qui pourra s'intégrer en début de guide comme représenté en Figure 4.1.

4.2.2/ LES DIFFÉRENTS TYPES DE LAMES À RETARD

Il existe plusieurs types de lames à retard selon le déphasage qu'elles appliquent et qui dans le cas d'une lame quart d'onde s'exprime ainsi : $\phi = \pi/2 + k \cdot 2\pi$. Pour une lame à ordres multiples $k \neq 0$. La différence qui nous intéresse ici réside entre la distinction de lame quart d'onde à ordre zéro et à vrai ordre zéro.

Le terme lame de phase à "vrai" ordre zéro permet la distinction avec les lames de phases commerciales qui utilisent le terme "d'ordre zéro" pour décrire l'assemblage de deux lames biréfringentes dont les axes sont opposés et d'épaisseur différentes. Une lame à vrai ordre zéro indique que le déphasage induit est seulement de $\pi/2$. À l'inverse pour les lames à ordre zéro, une seconde lame est ajoutée pour compenser en partie le déphasage créé par la première lame. Le déphasage total induit est effectivement de $\pi/2$ donc à ordre zéro grâce à cette compensation. Un schéma récapitulatif des différentes types de lames quart d'onde est présentée en Figure 4.3.

En particulier, il est important pour notre application que la lame mise en entrée du guide soit la plus fine possible ($< 10\mu\text{m}$), ce qui n'est pas le cas des lames commerciales à vrai ordre zéro.

4.2.2.1/ CHOIX DU CRISTAL

Le choix du cristal biréfringent pour faire une lame quart d'onde à vrai ordre zéro se fait en fonction de l'épaisseur nécessaire pour obtenir un déphasage de précisément $\pi/2$ entre les deux composantes de la lumière. Afin de limiter les pertes d'insertion lors du fibrage, l'épaisseur de la lame de phase à vrai ordre zéro doit être inférieure à 10 μm , voir la plus basse possible. La lame quart d'onde possède une plus grande plage de longueur d'onde de fonctionnement, une meilleure stabilité en température et aux erreurs d'alignements que les structures plus épaisses [111]. L'épaisseur e pour obtenir une lame quart d'onde

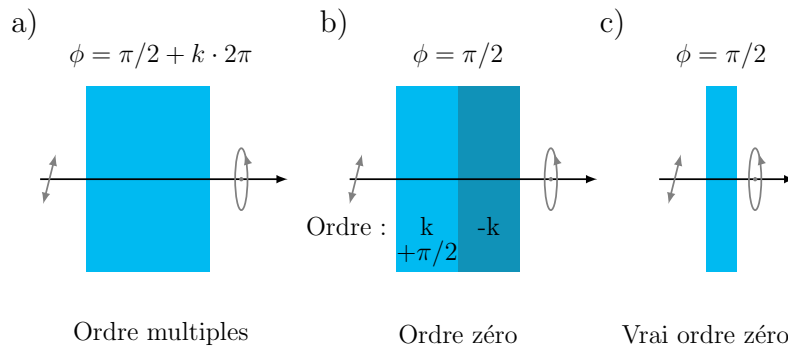


FIGURE 4.3 – Différences entre les différents types de lames quart-d'ondes.

d'ordre zéro en fonction de la longueur d'onde λ et la biréfringence Δn , est donnée par l'équation 4.1 :

$$e = \frac{\lambda}{4\Delta n} \quad (4.1)$$

A 1550 nm, l'épaisseur d'une lame en quartz, cristal souvent utilisé pour ces applications, est de 45,6 μm ($\Delta n = 0.0085$) tandis que pour le niobate de lithium l'épaisseur est de 5,3 μm ($\Delta n = -0.0733$) en raison de sa biréfringence plus élevée. On voit donc l'intérêt d'utiliser le niobate de lithium pour faire la lame quart d'ondes, car cette faible épaisseur garantit de plus faibles pertes d'insertions. Il y a aussi d'autres avantages à utiliser le même matériau que le guide d'ondes car ils partagent les mêmes propriétés physico-chimiques : indice de réfraction, permittivité diélectrique aux fréquences micro-ondes et coefficients de dilatation thermique. De plus, le développement technologie permettant l'amincissement du LN fait partie des axes de recherches de la centrale technologique MIMENTO et de FEMTO-engineering, partenaire du projet CEPAGE : c'est donc la solution retenue. Enfin, un dernier avantage, et non des moindres, est la possibilité d'exploiter tout le développement de la fabrication et le fibrage de la lame quart d'onde pour intégrer le niobate de lithium aminci comme substrat du polariseur.

Nous avons donc choisi le LN comme cristal biréfringent, il reste maintenant à l'amincir et à le fibrer.

4.2.2.2/ FABRICATION

À l'instar de ce qui a été fait sur BSO, la fabrication d'une lame de phase à vrai ordre zéro requiert d'amincir le niobate de lithium, jusqu'à obtenir une épaisseur de 5,3 μm . Pour cela, le niobate de lithium doit être reporté sur un substrat qui doit être facilement séparé après fibrage. Il a été choisi de coller le *wafer* de niobate de lithium en coupe X sur un *wafer* de silicium par thermocompression, grâce à l'adhérence de couches d'or déposées au préalable sur les deux *wafers*. Cette couche métallique sera ensuite dissoute dans des solutions chimiques après le fibrage, ce qui libérera la lame de LN amincie.

La fabrication de cette lame quart d'onde, illustrée en Figure 4.4, débute par le dépôt d'une couche d'accroche de chrome puis le dépôt de la couche d'or (200 nm) sur chaque *wafer*. On procède ensuite au collage par thermocompression suivi par un polissage chimico-mécanique (CMP) du LN jusqu'à l'épaisseur désirée. Le résultat de l'amincissement est présenté en Figure 4.5a, où on peut voir les résultats de la mesure de l'épaisseur du LN sur le *wafer* entier. Si au centre du *wafer* on a bien obtenu une épaisseur de 5,3 μm , elle n'est pas constante sur l'ensemble du *wafer*. Cela représente potentiellement une opportunité si l'on désire ajuster le déphasage d'un guide d'onde biréfringent.

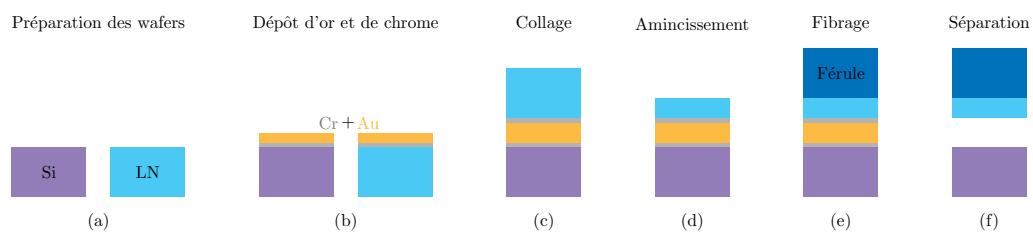


FIGURE 4.4 – Principales étapes de fabrication d'une lame quart d'onde de vrai ordre zéro : a) Les *wafers* sont préparés, puis on dépose les couches métalliques (Cr+Au) de 200 nm d'épaisseur, (c) le collage s'effectue par thermo-compression grâce aux couches métalliques, puis le LN est aminci par CMP (d). Le fibrage peut alors débuter afin de coller la férule et la lame amincie (e), une fois le tout fibré on utilise une solution dissolvant l'or puis le chrome, ce qui permet de séparer la lame amincie du substrat en silicium (f).

Une fois le *wafer* de LN aminci, on peut procéder à l'étape suivante : la découpe des lames quart d'onde, à la scie circulaire de précision. La découpe est une étape importante pour la suite, car il faut connaître l'orientation des axes neutres de la lame de phase avant de fibrer. Cela est d'autant plus important que nous ne pouvons pas analyser le faisceau transmis, à cause de l'opacité du substrat. Pour le fibrage, nous utilisons des fibres à maintien de polarisation, dont l'axe lent est parallèle au méplat de la férule, l'axe lent étant l'axe qui maintient la polarisation guidée. Ainsi comme montré en Figure 4.5b, les axes neutres de la lame quart d'onde doivent être orientés à 45° de l'axe lent de la fibre pour obtenir une polarisation circulaire. Ce faisant le bord de la lame doit être parallèle au méplat. Enfin, les lames de phase sont découpées en carrés de 1,3 mm de côté afin que la lame ne dépasse pas de la surface de la férule, dont le diamètre est de 1,8 mm. Une fois séparées les lames peuvent ensuite être caractérisées et fibrées.

Pour ce fibrage nous avons choisi une fibre PM montée sur un support rotatif (cf Figure 4.5b du chapitre précédent) afin d'orienter le méplat vers le haut. Le fibrage s'effectue sur le banc utilisé au chapitre précédent, ce qui permet de visualiser la distance et les angles qui existent entre les deux surfaces. Une fois que les deux surfaces à coller sont bien parallèles et que les bords sont alignés, on peut mettre la colle et insoler au rayonnement UV pendant 1 min. Le résultat est alors montré en Figure 4.6a.

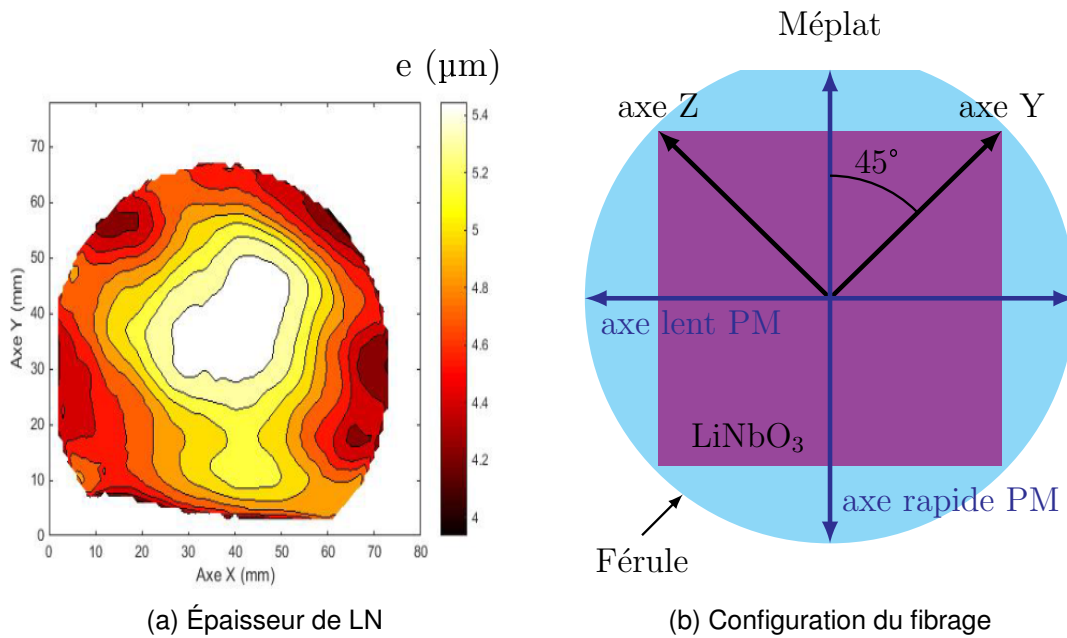


FIGURE 4.5 – (a) Mesure de l'épaisseur de LN sur le *wafer* entier par mesure OCT en lumière blanche. (b) Schéma de la configuration du fibrage de la lame quart d'onde sur la férule d'une fibre à maintien de polarisation (PM).

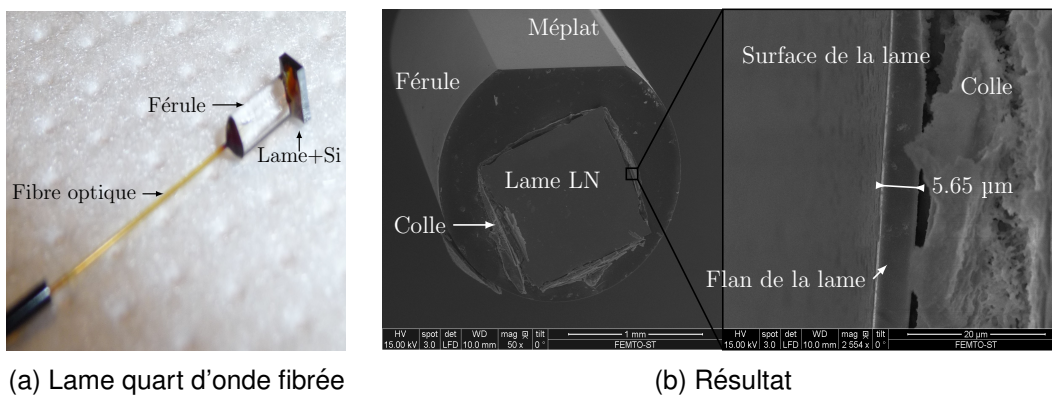


FIGURE 4.6 – (a) lame amincie et fibrée avant séparation du substrat. (b) Images MEB d'une lame quart d'onde fibrée sur une férule, ici sans alignement des axes de la lame avec l'axe de la fibre optique.

Une fois le fibrage effectué, l'ensemble est mis à l'étuve à 50 °C pendant 10 h afin de consolider le collage. Il reste maintenant à procéder à la séparation entre le LN et son substrat de silicium, pour cela on place la fibre dans une solution capable de dissoudre l'or et le chrome pendant quelques jours, généralement une semaine, le processus étant assez variable d'une lame à l'autre. Ce processus est assez long à cause de la faible épaisseur d'or et de la grande surface à dissoudre, nous avons pu diminuer le processus de quelques jours en mettant la fibre alternativement dans une solution dissolvant l'or puis dans une autre solution pour dissoudre le chrome. La fibre doit absolument être posée au fond du bécher, afin que le détachement du substrat n'endommage pas la fine couche de LN. Une image MEB de la lame quart d'onde collée sur la férule est montrée

en Figure 4.6b, cela nous a permis de contrôler l'épaisseur et la qualité du collage ainsi que d'éventuels défauts de la lame. La fabrication est alors terminée et la lame peut être caractérisée.

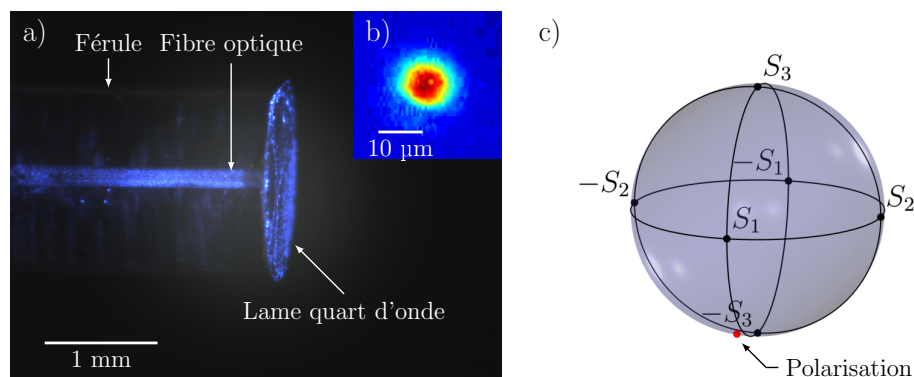


FIGURE 4.7 – (a) Photographie de la lame quart d'onde fibrée après le décollement du substrat. (b) Mode optique en sortie de la lame quart d'onde à 1550 nm. (c) État de polarisation, circulaire sur la sphère de Poincaré en sortie de lame fibrée, mesuré au polarimètre.

Le résultat du fibrage, analysé par polarimétrie après le fibrage, et montrée en Figure 4.7, représente une polarisation quasiment circulaire, comme l'indique le point de mesure près du pôle $-S_3$. Le petit décalage mesuré pouvant être dû à un petit défaut d'alignement des axes et une épaisseur légèrement différente de celle adéquate. À partir de la mesure de la polarisation, j'ai pu vérifier l'épaisseur de niobate de lithium, qui est de $5,6 \mu\text{m}$.

Le fibrage d'une lame mince quart d'onde à vrai ordre sur une fibre férulée à maintien de polarisation est donc un succès.

Nous pouvons maintenant commencer la fabrication d'un polariseur.

4.2.3/ POLARISEUR INTÉGRÉ

4.2.3.1/ ÉTAT DE L'ART

Un polariseur ultra-fin doit remplacer la fibre polarisante. Il devra posséder un taux d'extinction d'au moins 25 dB et une transmission supérieure à 50%.

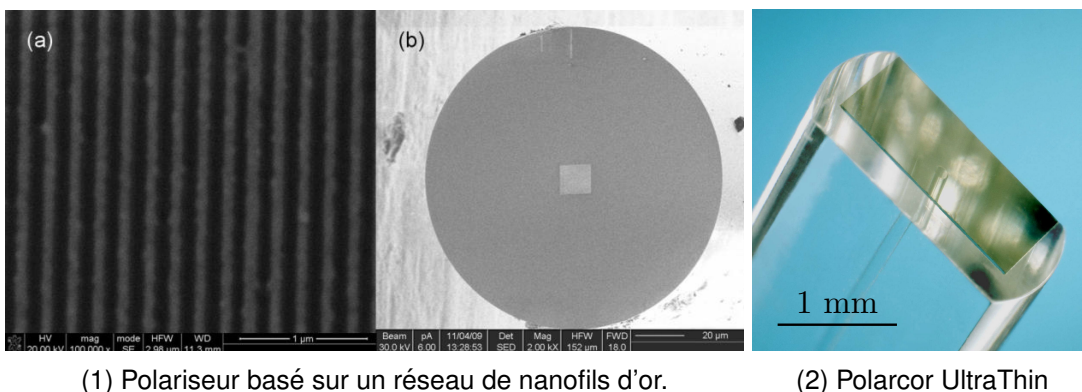
L'obtention de ce type de structure est une thématique récurrente dans les milieux académiques et industriels :

- Du point de vue académique, les métasurfaces sont très étudiées, car elles permettent aussi d'assurer le rôle de polariseur. Certains auteurs proposent des solutions innovantes en convertissant une polarisation donnée par une rotation de 90° autour de son axe, tout en laissant l'autre polarisation intacte [105]. Cette métasurface en silicium montrée en Figure 4.2c, est gravée par FIB et produit de bonnes performances : 74% de transmission et une conversion de quasiment

100%.

- Actuellement, l'industrie numérique utilise des polariseurs à base de films polymères généralement en PVA² pour les écrans de type LCD et OLED [114]. Les performances de ces polariseurs ont aussi été largement améliorées par l'ajout de nanoparticules dans le polymère [115, 116]. L'innovation constante autour des écrans a permis une réduction nette de l'épaisseur de ces dispositifs au cours de ces deux dernières décennies. En effet elle est passée de 200 μm en 1996 à 25 μm en 2013. L'objectif des industriels est de la réduire aux alentours de 10 μm , mais cette réduction s'accompagne de problèmes d'homogénéités ainsi que d'une baisse des performances optiques [117].

Le principal défaut de ce type de polariseur pour nos applications provient de son épaisseur encore trop importante, d'autant plus que le polariseur doit être entouré de films protecteurs qui augmentent encore cette épaisseur. Néanmoins, les progrès de cette filière sont constants grâce au fort impact industriel de l'industrie numérique et sont donc à surveiller.



(1) Polariseur basé sur un réseau de nanofils d'or.

(2) Polarcor UltraThin

FIGURE 4.8 – (1) : Images MEB d'un réseau de nanofils d'or déposés sur une fibre optique : (a) zoom sur le réseau à 1 dimension, le réseau est situé sur le coeur de la fibre optique (b) [118]. (2) Photographie du polariseur Polarcor UltraThin collée sur une fibre optique férulée (source : [119]).

- Une technologie très utilisée pour fabriquer des polariseurs très performants consiste à créer un réseau à une dimension à base de nanofils métalliques, à l'image de ce qui est présenté en Figure 4.8. Dans cette configuration la polarisation parallèle aux nanofils est réfléchi et absorbée, tandis que la polarisation transverse est transmise. Pour fabriquer le réseau directement sur une fibre optique, la gravure de la couche métallique doit se faire grâce à un faisceau d'ions focalisés (FIB) [118]. L'utilisation du FIB n'est pas souhaitable à long terme, car il ne permet pas de fabriquer ce type de structures à grande échelle. Il est en revanche possible d'utiliser des techniques de lithographie par nano-impression UV, dans lesquelles le motif est formé par un moule [120, 121, 122]. D'excellentes

2. PVA : Polyvinyl Alcohol

performances ont été obtenues avec un taux d'extinction de 40 dB et une transmission d'environ 98 %, cependant les dispositifs sont encore très épais (quelques centaines de μm).

Des essais pour réduire l'épaisseur de ces polariseurs ont été menés avec succès avec par exemple le Polarcor™ UltraThin™ de la société Corning, dont l'épaisseur est de 30 μm [123]. La polarisation de la lumière est assurée par un alignement de cristaux d'argent étirés et déposés sur un substrat de verre. Il est alors possible de coller ce polariseur sur une fibre optique féculée comme le montre la Figure 4.82. Les performances optiques du Polarcor™ UltraThin™ sont conformes à nos applications avec un coefficient d'extinction supérieur à 25 dB et une transmission supérieure à 98%. Néanmoins une épaisseur de 30 μm est encore trop importante d'autant plus qu'elle n'est garantie qu'à plus ou moins 10 μm près, ce qui posera à terme des problèmes de reproductibilité.

Le réseau de nanofils semble posséder les atouts idéaux pour remplir notre cahier des charges grâce à un design simple et performant, pouvant être facilement fabriqué sur un substrat de LN aminci grâce à la technique évoqué précédemment. L'utilisation du LN permettrait en effet, une adaptation d'indice de réfraction aux longueurs d'ondes micro-ondes avec le guide d'onde. Autre avantage, le niobate de lithium possède de nombreuses propriétés non-linéaires, qui pourraient être exploitées dans des travaux ultérieurs à partir de cette configuration.

Notre solution consistant à mutualiser le développement du polariseur et de la lame quart d'onde sera présentée au chapitre 4.

4.2.3.2/ CAHIER DES CHARGES

Commençons par rappeler les spécificités du polariseur visé : il doit posséder une transmission d'au moins 50 %, un taux d'extinction d'au moins 25 dB, et enfin, être le plus fin possible (épaisseur inférieure à 10 μm). Nous avons établi qu'un réseau de nanofils métalliques, permettrait d'obtenir d'excellentes performances, bien au-delà de ce qui est fixé par le cahier des charges, néanmoins l'épaisseur totale du polariseur doit être la plus fine possible pour limiter les pertes d'insertion. Le réseau est par nature très fin, de l'ordre de la centaine de nanomètres, néanmoins l'épaisseur du substrat est généralement d'environ 500 μm , ce qui en limite l'utilisation pour l'optique intégrée. L'innovation proposée ici consiste donc à reprendre la méthode précédente pour fabriquer et fibrer une lame mince de LN en y ajoutant un polariseur.

Le réseau de nanofils est une structure périodique à une dimension, composée de fils métalliques parallèles, visibles en Figure 4.9b. Il est caractérisé par sa période et son nombre de fils qui doit être suffisant afin d'obtenir un effet collectif permettant d'obtenir les propriétés souhaitées. Son fonctionnement repose sur l'absorption de la polarisation

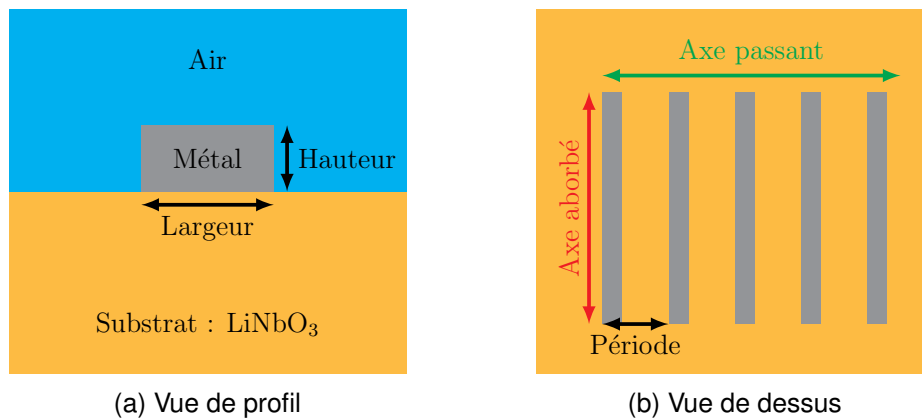


FIGURE 4.9 – Représentations schématiques du réseau de nanofils selon une vue en coupe (a) et de profil (b).

orientée longitudinalement, c'est-à-dire parallèle aux nanofils et appelée ici TE. La composante transverse, dite TM, doit être quant à elle en grande majorité transmise. Enfin, chaque fil est caractérisé par sa hauteur et sa largeur (Figure 4.9a).

Les paramètres de fabrication sont obtenus par simulation FDTD : *Finite Difference Time Domain*.

4.2.3.3/ SIMULATION FDTD

La simulation FDTD, proposée par Kane Yee en 1966 [124], repose sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel par différences finies centrées. Dans ces simulations, on calcule la propagation d'une onde lumineuse à travers le maillage géométrique définissant l'objet à étudier.

Avant de débiter les simulations, il a fallu choisir un métal. Le processus physique mis en jeu pour ce type de polariseur ne repose pas sur une résonance plasmonique mais une absorption du métal. Il y a donc un vaste choix de métaux pour fabriquer ce polariseur. Parmi les métaux couramment utilisés en salle blanche, nous avons choisi l'aluminium qui, comparé à l'or au chrome et à l'argent, est préférable dans le proche infrarouge [125]. Il reste alors à déterminer les paramètres du réseau.

Dans un premier temps les simulations FDTD ont consisté à simuler un réseau dit infini où la fenêtre de calcul similaire à la Figure 4.9a, se limite à un nanofil de longueur infini. Des conditions périodiques sont aussi appliquées sur les deux bords externes de la fenêtre de calcul. Dans le code utilisé, une impulsion temporelle dont la longueur d'onde centrale est de 1200 nm, se propage du LN à l'air.

J'ai ainsi cherché les paramètres de fabrication idéaux permettant le respect du cahier des charges : période du réseau, largeur et hauteur du nanofil.

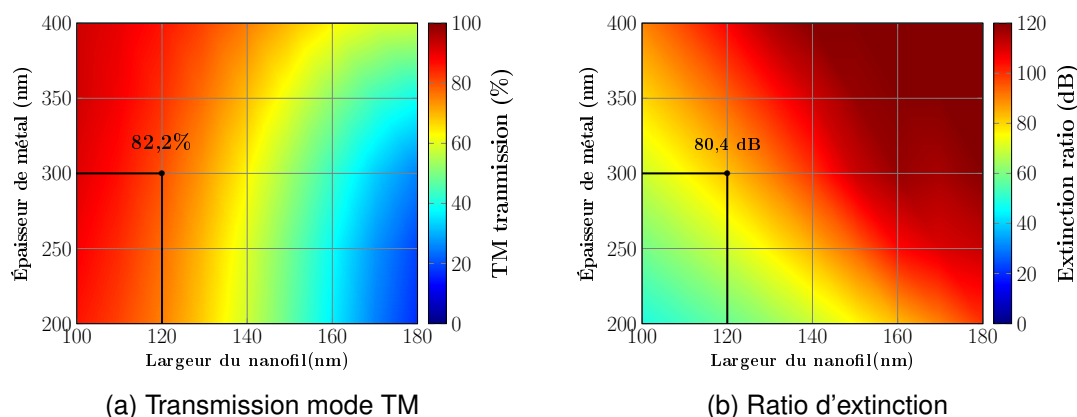


FIGURE 4.10 – Résultats des simulations FDTD, pour des réseaux infinis de nanofils avec une période de 200 nm.

Mes calculs m'ont tout d'abord montré qu'une période faible (< 500) permet de meilleures performances en taux d'extinction et en transmission. Il faut cependant, trouver des compromis en fonction du processus de fabrication et de la plage de longueur d'onde souhaitée. D'après la littérature une période de 200 nm est idéale pour le proche infrarouge [126, 122].

Quant aux dimensions du nanofil, j'ai fait varier les paramètres dans les simulations comme montré sur les Figures 4.10. La transmission du mode TM (Figure 4.10a) est surtout dépendante de la largeur du nanofil, tandis que le coefficient d'extinction dépend à la fois la largeur et de la hauteur du nanofil. Dans des conditions idéales, une hauteur de métal de 300 nm et une largeur des nanofils de 120 nm permettraient d'obtenir une transmission de 82,2 % et un coefficient d'extinction de 80,4 dB. Les simulations numériques montrent que les performances fixées par le cahier des charges peuvent être facilement dépassées.

Les paramètres de fabrication étant trouvés, la fabrication du polariseur peut commencer.

4.2.3.4/ FABRICATION DU POLARISEUR

Idéalement, la technique de fabrication utilisée doit permettre une fabrication collective des réseaux de nanofils sur l'entièreté d'un *wafer*. Malheureusement, la taille des motifs limite fortement les processus de fabrication possibles, dont la lithographie UV, qui est à la méthode de fabrication privilégiée pour des applications industrielles [120, 121, 122].

La gravure par FIB étant longue (plusieurs heures pour les motifs qui nous intéressent), nous devons trouver un compromis sur la taille du réseau. De cette façon, nous obtenons la réponse optique souhaitée avec un minimum de temps de gravure. La taille minimale du réseau est ici déterminée par la taille du mode optique en sortie du guide d'onde ou de la fibre optique. Or, le *Mode Field Diameter* (MFD) d'une fibre optique

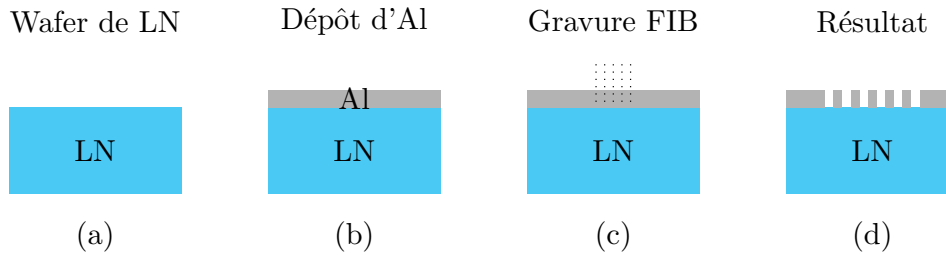
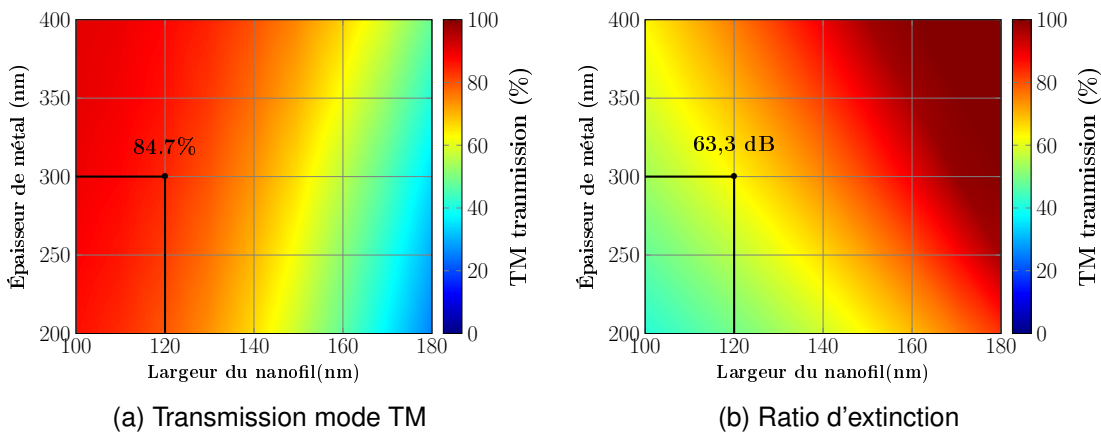


FIGURE 4.11 – Schéma de fabrication d'un polariseur en métamatériau.

SMF28 à 1550 nm est de $10,4 \pm 0,5 \mu\text{m}$, d'après les spécifications du fournisseur³. Cette distance correspond au diamètre du faisceau qui contient 86,5 %⁴ de l'énergie totale, il faut donc prendre une dimension légèrement supérieure. En prenant une taille minimale du réseau de $15 \times 15 \mu\text{m}$, on s'assure alors d'avoir un maximum du faisceau qui traverse le polariseur, lorsque la structure sera collée au polariseur.

FIGURE 4.12 – Résultats des simulations FDTD, pour des réseaux infinis de nanofils avec une période de 200 nm, en tenant compte d'un angle de 6° présent sur les flancs des nanofils métalliques.

Le procédé de fabrication du polariseur, montré en Figure 4.11, est ici relativement simple. Une couche de 300 d'aluminium est déposée par évaporation sur un *wafer* de LN en coupe Z, puis on utilise un faisceau d'ions gallium focalisé pour graver le métal. La fabrication sur substrat aminci sera développée après validation de la structure et de ses performances. La tâche la plus complexe consiste à déterminer les paramètres du FIB afin de trouver le compromis entre le temps de gravure et son efficacité. Le résultat de la gravure montré en Figure 4.13 révèle une conicité des structures puisque les flancs possèdent un angle d'environ 6° (Figure 4.13 c), ce qui entrainera une modification de la réponse de la structure. J'ai alors repris les simulations FDTD (Figure 4.12) en tenant

3. Thorlabs

4. $1 - 1/e^2 = 0,865$

compte de cet angle, et j'ai observé que la transmission augmente légèrement de 82,2 à 84,4 %, en revanche le coefficient d'extinction chute de 80,4 à 63,3 dB. L'effet de l'angle est non négligeable sur la réponse optique du réseau, mais les performances restent largement supérieures à ce qui est spécifié par le cahier des charges.

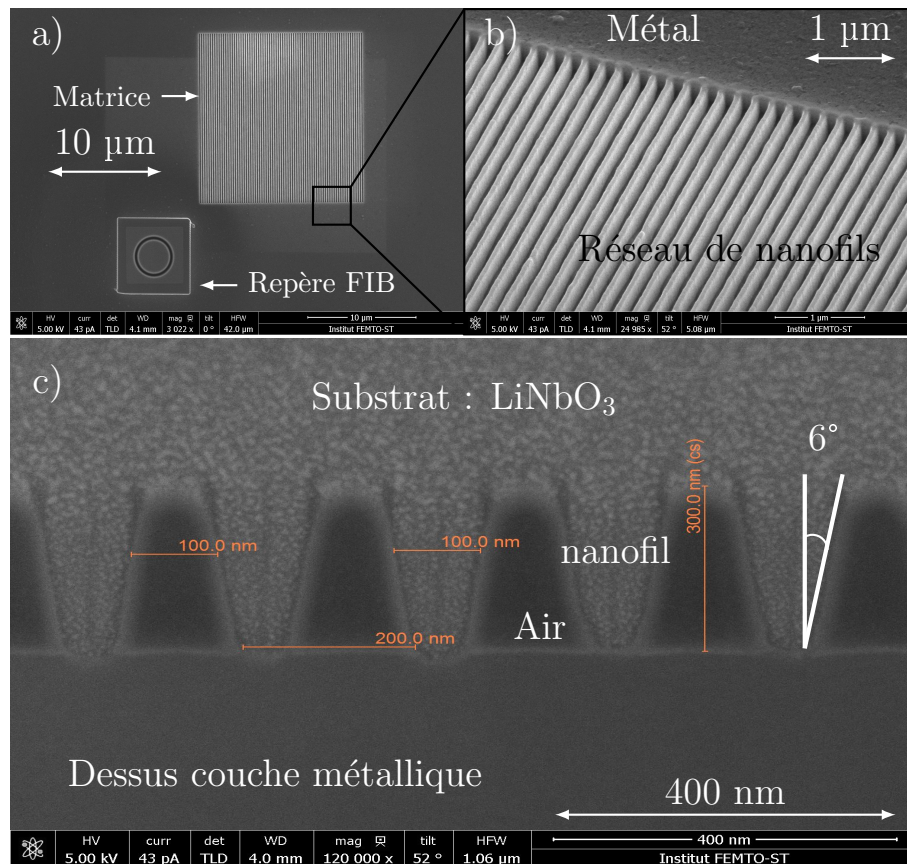


FIGURE 4.13 – Images MEB d'une matrice de structures périodiques composées de nanofils d'aluminium sur substrat de LN coupe Z. (a) Image de la matrice entière, (b) zoom sur le réseau de nanofils et (c) coupe transversale permettant de mesurer les caractéristiques du nanofil. La hauteur de métal est de 300 nm, les nanofils font 120 nm de largeur (à la base) et la période est de 200 nm.

Maintenant que la structure est fabriquée, on peut passer à l'étape suivante : la caractérisation.

4.2.3.5/ RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La caractérisation doit nous permettre de valider les simulations en mesurant le taux d'extinction et la transmission de la structure en vérifiant la loi de Malus.

La taille du réseau fabriqué empêche une caractérisation dans les conditions d'utilisations prévues, c'est-à-dire en plaçant le polariseur au plus près de la fibre optique, il serait en effet trop complexe de trouver une structure de 225 µm² avec une fibre

optique sans système de vision. J'ai donc caractérisé la structure avec un montage de microscope inversé, présenté en Figure 4.14a.

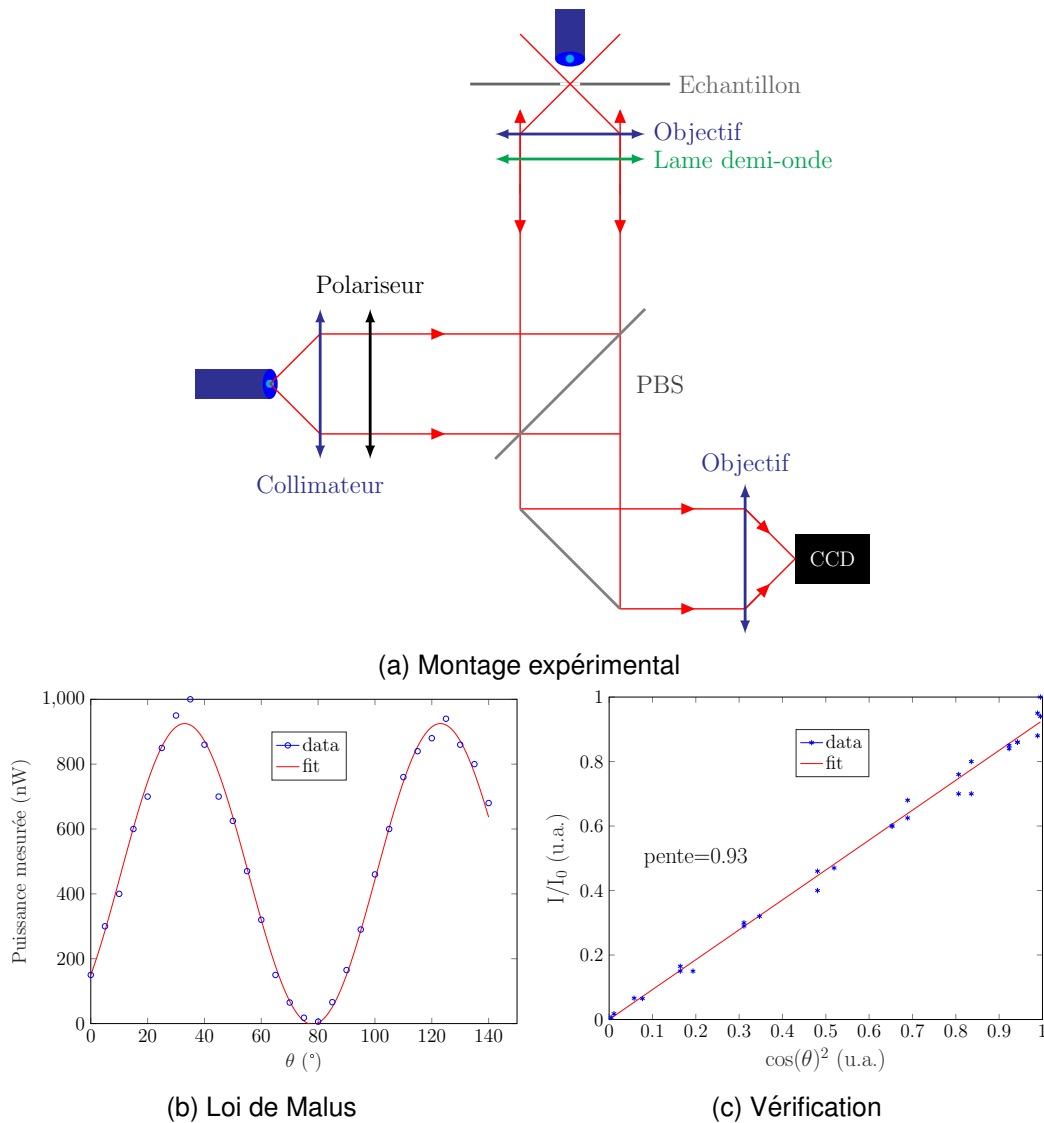


FIGURE 4.14 – (a) Schéma de caractérisation du réseau de nanofils, (b) Résultats de de la puissance mesurée en sortie du polariseur en fonction de l'orientation du polariseur en entrée, (c) Vérification de la loi de Malus.

Ce type de montage présente l'avantage de pouvoir visualiser l'échantillon, ce qui permet d'aligner le faisceau optique avec les structures. La lumière ici d'une fibre optique est collimatée et polarisée puis envoyée sur l'échantillon. Avant de focaliser le faisceau, la polarisation est tournée par une lame demi-onde afin de caractériser l'échantillon en vérifiant la loi de Malus. La lumière transmise par l'échantillon est collectée par une fibre optique et mesurée par une photo-diode. Une caméra CCD permet de positionner correctement le faisceau sur la structure à caractériser.

Le coefficient de transmission de la structure est obtenu en normalisant la puissance maximale mesurée avec la puissance mesurée à travers une structure de référence, creusée aussi par FIB et de même taille (15x15 μm), on obtient ici une transmission de 20 %, contre 84,7% théoriquement. Le coefficient d'extinction est quant à lui obtenu en comparant le maximum et le minimum d'intensité mesurée, il est ici de 25 dB contre 63,3 dB théoriquement. Les données simulées et mesurées sont répertoriées dans le Tableau 4.1.

En effectuant une rotation de la lame demi-onde située avant l'échantillon, j'ai pu vérifier la loi de Malus à laquelle le polariseur est censé obéir, la loi de Malus étant défini comme tel :

$$I \propto \cos^2 \theta \quad (4.2)$$

Avec I l'intensité mesurée et θ l'angle entre l'axe du polariseur et celui de la polarisation initiale. Le tracé de la puissance mesurée en fonction de l'angle θ est montré en Figure 4.14b. J'ai ensuite vérifié cette loi de Malus en traçant l'intensité mesurée normalisée en fonction de $\cos^2 \theta$ comme montrée en Figure 4.14c. La pente de la droite indique le degré d'exactitude de la loi de Malus pour ce polariseur or, avec une pente de 0,93 la structure agit bien comme un polariseur.

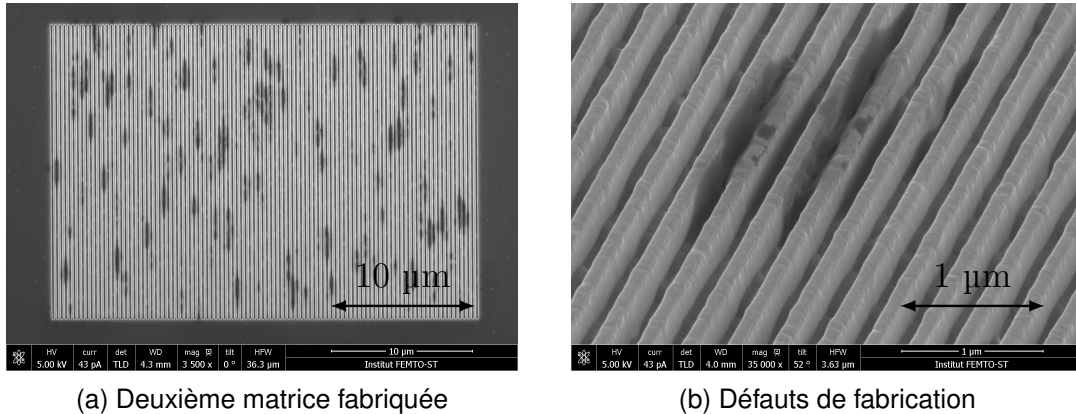


FIGURE 4.15 – Images MEB de la deuxième matrice de nanofils métalliques fabriqués au FIB. La période est ici de 300 nm taille 20x30 μm .

Si la fabrication et la caractérisation du polariseur ont été un succès, la transmission et le coefficient d'extinction sont inférieurs aux spécifications du cahier des charges. Cela peut s'expliquer d'une part par la méthode de fabrication et d'autre part par le processus de caractérisation. En effet, l'utilisation du FIB peut polluer l'échantillon avec des ions gallium augmentant l'absorption du substrat. De plus, de la matière ablatée peut aussi se redéposer sur l'échantillon, ce qui diminue aussi la transmission. Par ailleurs la nature de l'illumination, ici la focalisation du faisceau sur l'échantillon diffère, des conditions de simulations où j'ai utilisé une onde plane. C'est une limitation imposée par la taille de la matrice, 15x15 μm , à cause des contraintes de fabrication du FIB. Enfin, d'après

la littérature, la qualité de la couche de métal peut aussi être un facteur limitant la transmission de la structure.

Pour pallier certains problèmes, j'ai décidé d'augmenter la taille de la matrice d'un carré de 15x15 à un rectangle de 20x30 μm afin d'améliorer les conditions de mesure sur le banc de caractérisation. Pour cela, j'ai augmenté la période du réseau à 300 nm afin que la gravure soit réalisable dans un temps raisonnable et également pour limiter le redépôt. Malgré une augmentation de la période du réseau, le résultat de la fabrication est en demi-teinte puisque la matrice, présentée sur les Figures 4.15, montre encore des nombreux défauts de gravure⁵. Ces images montrent le besoin de changer de technique de fabrication.

Conicité	Transmission (%)	Coefficient d'extinction (dB)
Période : 200 nm, largeur 120 nm		
0°	82,2	80,4
6°	84,7	63,3
Mesure	20	25
Période : 300 nm, largeur 160 nm		
0°	83,8	54,8
6°	85,1	44,5

TABLE 4.1 – Récapitulatif des propriétés simulées sur un réseau infini de nanofils dont la hauteur de métal est de 300 nm.

4.2.4/ BILAN

La lame quart d'onde a pu être très rapidement fabriquée, fibrée et caractérisée avec succès. Le développement technologique permettant sa fabrication peut alors également servir de support au polariseur, ce qui permet de réaliser un polariseur circulaire.

Nous avons retenu le réseau de nanofils pour réaliser un polariseur ultra-fin. Ce polariseur présente d'excellentes performances théoriques en transmission et extinction, même si les flancs des nanofils présentent un angle lors de la fabrication. Les procédés de fabrication et de caractérisation restent néanmoins à optimiser pour être conformes au cahier des charges.

Après avoir envisagé des moyens de contrôle de la polarisation externe au guide d'onde, intéressons-nous à présent au contrôle de celle-ci à l'intérieur du guide.

4.3/ CONTRÔLE PASSIF DE LA BIRÉFRINGENCE DU GUIDE D'ONDE

Un contrôle de la biréfringence au sein même du guide présente de nombreux avantages. En effet la polarisation en sortie du guide d'onde a été identifiée comme un facteur

5. Cette matrice n'a pour le moment pas été caractérisée.

clé pour obtenir un bon capteur, notamment grâce à une bonne linéarité. Ce contrôle permettra de libérer une contrainte sur le choix de la longueur du guide. En effet, pour un $\Delta n = 1 \cdot 10^{-4}$ RIU, les longueurs du guide d'ondes compatibles avec un comportement en lame quart d'onde sont pour les trois premiers ordres : 3,9 ; 11,6 et 19,4 mm. Or, le choix de la longueur est déjà soumis à un compromis entre l'efficacité EO (V_π pour un modulateur), l'encombrement et la bande passante. Si l'efficacité EO est proportionnelle à la longueur du guide, la bande passante diminue quand la longueur augmente. Le compromis à trouver entre toutes ces contraintes est plus aisé si on peut manufacturer la biréfringence du guide à volonté. C'est ce que je me propose de traiter ici : envisager les différentes voies possibles pour contrôler la biréfringence et donc le déphasage engendré par le guide d'onde. Une représentation d'un guide d'ondes aminci et de l'effet de l'amincissement sur la répartition de l'intensité optique est montrée en Figure 4.16.

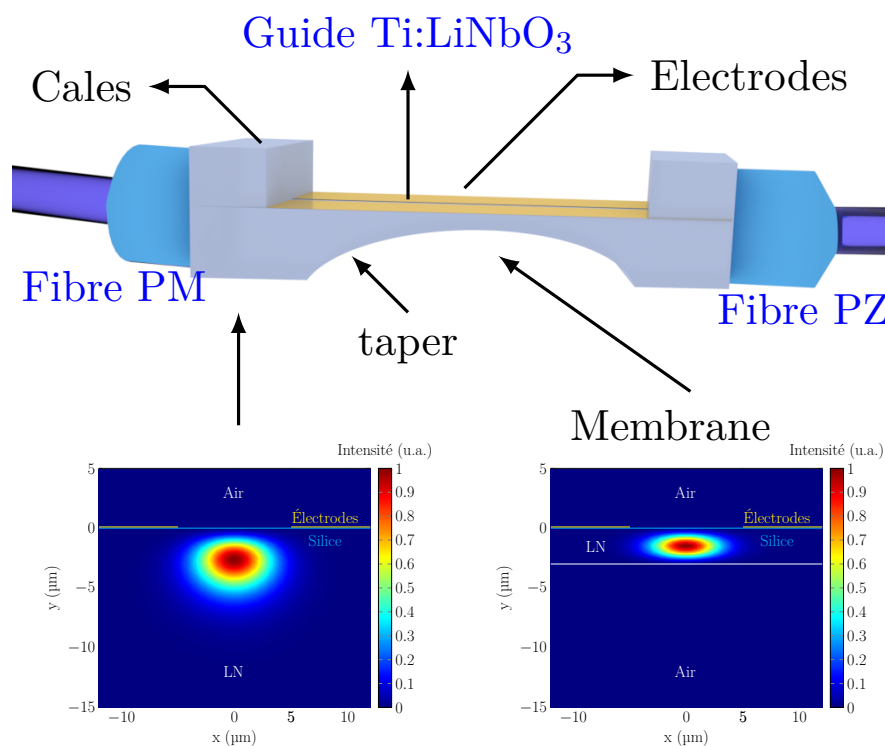


FIGURE 4.16 – Représentations de la répartition spatiale de l'intensité du mode optique à l'entrée du guide d'onde et dans la membrane.

Il existe plusieurs méthodes pour modifier la biréfringence d'un guide d'onde : jouer sur les paramètres de fabrication, modifier son environnement et amincir le guide d'onde :

4.3.0.1/ AUGMENTATION DE LA BIRÉFRINGENCE PAR AMINCISSEMENT

Nous avons vu au chapitre précédent que les simulations FEM prévoient une augmentation de la biréfringence quand l'épaisseur de la membrane diminue. Des membranes de différentes longueurs et épaisseurs ont été faites en même temps que les guides utilisés

pour mesurer la biréfringence au chapitre précédent. Nous pouvons alors analyser les résultats :

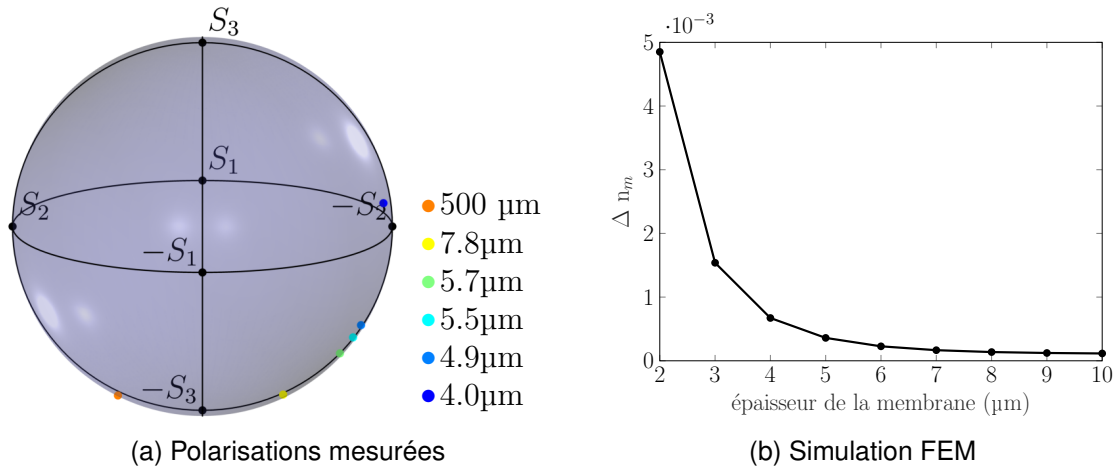


FIGURE 4.17 – (a) Représentation des états de polarisations sur la sphère de Poincaré de guides d'ondes amincis d'une longueur de 18 mm. Les points de couleur représentent les épaisseurs de membrane. (b) Évolution de la biréfringence modale en fonction de l'épaisseur de la membrane.

Précédemment, j'ai établi par calcul numérique que la biréfringence est homogène sur un *wafer* et vaut $1,00 \pm 0,05 \cdot 10^{-4}$ RIU pour des guides d'ondes non amincis. Cette information est cruciale, car elle nous permet de comparer plusieurs guides.

Pour voir l'effet de l'amincissement, des membranes ont été formées dans plusieurs séries de guides. Au sein d'une série, l'amincissement de la membrane varie entre 8 et 3 μm , et un guide non aminci sert de référence. La figure 4.17 montre la répartition des paramètres de Stokes mesurés pour 6 guides de 18 mm de long pour différentes épaisseurs. On voit très clairement un lien entre l'évolution de S_2 et S_3 , liés au déphasage, et l'épaisseur de la membrane. En effet la polarisation se déplace sur la sphère de Poincaré le long du méridien passant par S_2 en fonction de l'épaisseur de la membrane. Cela signifie également que l'amincissement n'introduit pas de dichroïsme significatif.

À l'instar, des guides non amincis (cf Chapitre 3), j'ai déterminé la biréfringence à partir des relations 3.27 et des abaques, on obtient la Figure 4.18a. Puis, j'ai tracé l'évolution de la biréfringence en fonction de l'épaisseur de la membrane en Figure 4.18b. La même mesure a été effectuée pour différentes longueurs de guide. La figure montre clairement que la biréfringence croît exponentiellement, sur l'intervalle de mesure, lorsque l'épaisseur de la membrane diminue. Il y a donc un bon accord entre les simulations FEM et les mesures : la biréfringence augmente lorsque l'épaisseur de la membrane diminue.

L'amincissement permet donc de contrôler la polarisation en sortie du guide d'onde par

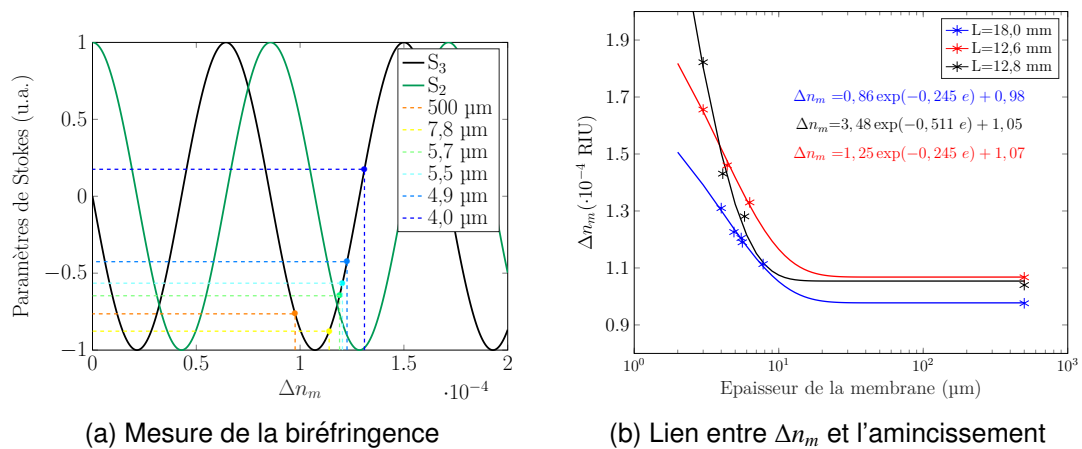


FIGURE 4.18 – (a) Mesure de la biréfringence des membranes; (b) Évolution de la biréfringence en fonction de l'épaisseur de la membrane pour trois séries de longueurs de guides différentes.

une augmentation de la biréfringence.

4.4/ CONTRÔLE ACTIF DE LA POLARISATION

La caractérisation des différentes membranes, notamment lors des fibrages, a mis au jour des propriétés attractives permettant d'espérer un contrôle actif de la polarisation.

4.4.1/ COMPORTEMENTS OPTIQUES DES MEMBRANES

Les résultats présentés ci-après font état de deux types de mesures : une variation de la puissance optique injectée⁶ dans le guide et une illumination du guide à une lumière UV. En effet ces deux actions ont montré une certaine propension à influencer la polarisation en sortie du guide d'ondes. Dans les deux cas, la polarisation en entrée de guide est linéaire et orientée à 45° des axes neutres du guide d'ondes. Les schémas de caractérisations sont présentés en Figure 4.19.

Pour ces mesures cinq types de guides ont été utilisés, deux guides en propagation Y et Z, un guide aminci à 3 μm et un non aminci, ainsi qu'un guide témoin en PZ non aminci et coupé avec un angle de 5,4° pour supprimer la cavité optique. Les caractéristiques de chaque guide sont référencées dans le Tableau : 4.2.

6. En augmentant la puissance optique en sortie du laser.

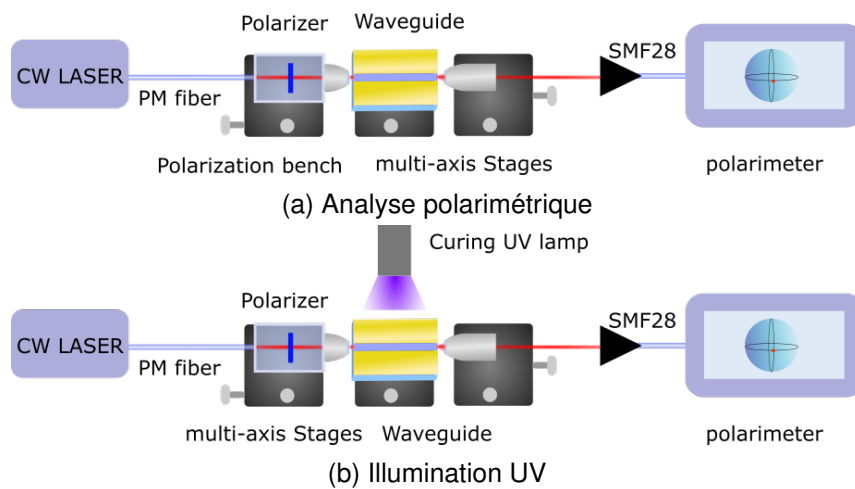


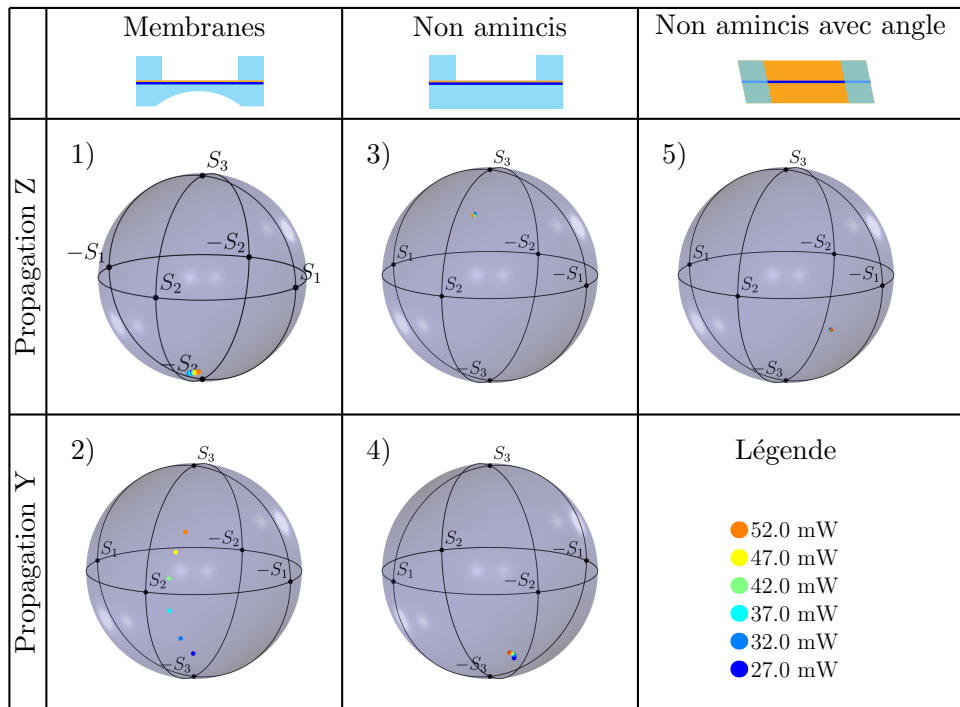
FIGURE 4.19 – Représentations schématiques des deux types de mesures présentées ici.

Numéro	Nom	Amincissement	Angle	Longueur (mm)
1	CEP_0317_LNx_pz_R_10-19-5	Oui ($\sim 3 \mu\text{m}$)	Non	12,60
2	CEP_0317_LNx_py_R_14-6-2	Oui ($\sim 3 \mu\text{m}$)	Non	12,60
3	CEP_0317_LNx_pz_R_14-27-3	Non	Non	10,05
4	AMars_2015_LNx_py_56	Non	Non	-
5	CEP_0317_LNx_pz_R_14-6-5	Non	Oui ($5,4^\circ$)	9,60

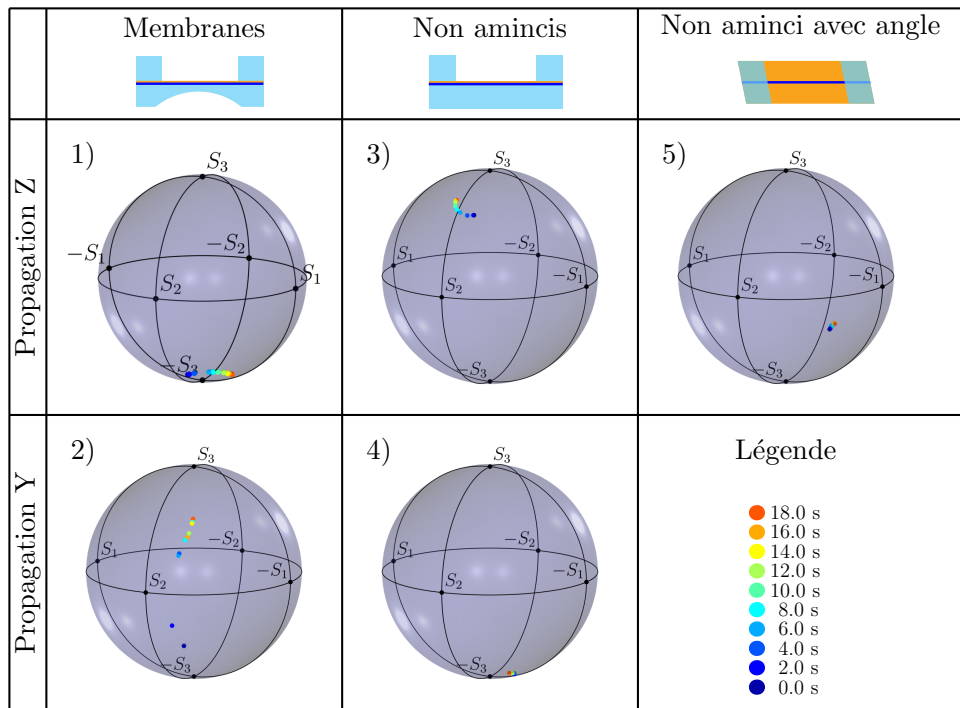
TABLE 4.2 – Origines et descriptifs des différents guides utilisés pour comparer les effets aperçus dans les membranes. Les guides utilisées présentent deux propagations différentes, la propagation Y, matérialisée par la mention (py) dans la nomenclature, ainsi que la propagation Z (pz) utilisée dans le chapitre précédent.

Augmentation de la puissance optique : Pour chaque mesure, j'ai fait varier la puissance optique du laser, enregistré l'évolution du chemin de la polarisation sur la sphère de Poincaré et comparé l'intensité mesurée au polarimètre en fonction de la puissance injectée par le laser. Les Figures 4.20a (1), (2) et (4) montrent une évolution de l'état de polarisation en fonction de la puissance injectée dans le guide. Sur la propagation Y, cet effet est visible sur un guide non aminci, mais son intensité est beaucoup plus marquée sur le guide aminci. En revanche pour la propagation Z, cette variation de la polarisation est nulle pour les guides non amincis, néanmoins on remarque une petite variation sur la membrane. La variation de biréfringence sur le guide aminci en propagation Y est estimée ici à $2,5 \cdot 10^{-5}$ RIU contre $2,2 \cdot 10^{-6}$ RIU pour un guide non aminci. Quant à la propagation Z on obtient $1,0 \cdot 10^{-6}$ RIU pour la membrane et la variation pour un guide non aminci est négligeable.

De manière générale, on observe qu'une variation importante de l'état polarisation est suivie d'une absorption de la lumière lors de la propagation dans le guide au fur et à



(a) Variation de la puissance optique



(b) Exposition à la lumière UV

FIGURE 4.20 – Variations de l'état de polarisation pour cinq guides différents dans le cas d'une augmentation de la puissance optique injectée (a) et d'une exposition à la lumière UV (b). La référence des guides utilisés est montrée dans le Tableau 4.2.

mesure que l'intensité optique injectée augmente. Ceci est visible lorsqu'on s'intéresse à la Figure 4.21b, où la relation entre puissance injectée et puissance mesurée n'est plus linéaire pour les guides amincis. Plus cette absorption est élevée plus la variation de biréfringence, représentée par le paramètre S_3 (en orange) sur la Figure 4.21a est forte. Comme le paramètre S_1 (en gris) ne varie que très faiblement, il n'y a pas de rotation de polarisation. On peut donc en conclure que les modes TE et TM subissent une absorption équivalente

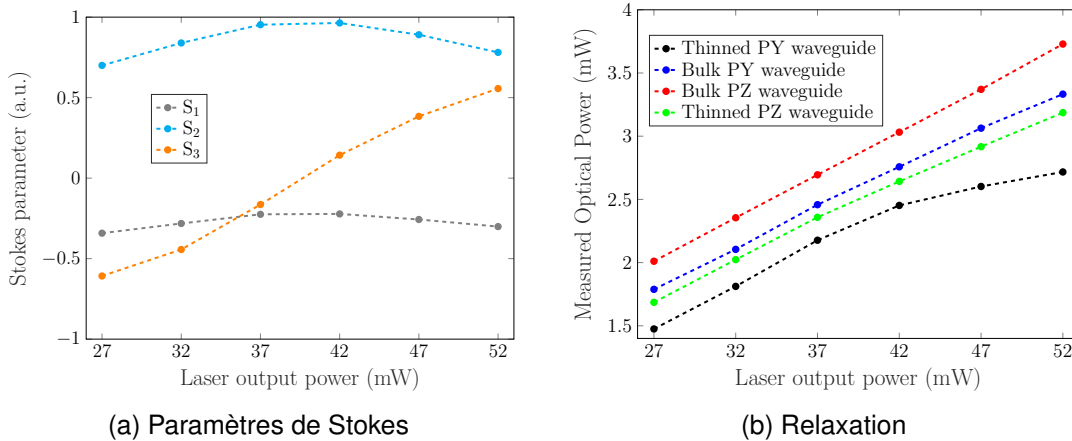


FIGURE 4.21 – (a) Évolution des paramètres de Stokes de la membrane en propagation Y lors de l'augmentation de la puissance optique. (b) Comparaison de l'évolution de la puissance transmise en sortie du guide d'onde lors d'une augmentation de la puissance optique du laser pour différentes configurations.

Effets de l'exposition UV : L'interprétation de l'évolution de l'état de polarisation face à une exposition à la lumière UV est plus délicate, car les mesures ne sont pas reproductibles d'un guide à l'autre puisque l'illumination se fait à la main. Lors de l'expérience, le faisceau UV est focalisé sur l'échantillon, néanmoins la hauteur de la lampe et sa position peuvent varier dans le temps. Les mesures montrent un effet particulièrement fort de l'exposition UV sur les membranes. En effet, l'état de polarisation varie plus fortement sur celles-ci que sur les guides non amincis. C'est ce qui apparaît en Figure 4.20b (2). Cette modification de l'état de polarisation serait due à l'effet photo-réfractif du LN, où la lumière UV augmente l'absorption du cristal sur un large spectre. Sur les membranes, l'absorption semble être plus marquée, ce qui laisse à penser qu'il existe un lien avec la forte variation de la polarisation observée.

Pour résumer la membrane semble exalter des propriétés du LN par rapport à des guides non amincis, néanmoins l'origine de cette exaltation peut provenir de plusieurs effets, qui peuvent se cumuler. Avant de procéder à une analyse de ce qui a été observé sur les membranes, je voudrais montrer des résultats obtenus sur deux membranes distinctes qui présentent d'étonnantes particularités.

4.4.2/ EXALTATION DES PROPRIÉTÉS DES GUIDES AMINCIS

L'amincissement du substrat modifie donc les propriétés optiques du guide d'onde, notamment sa biréfringence. Cet amincissement rend aussi la biréfringence plus sensible à certains facteurs externes comme la lumière UV et un changement d'intensité optique. Ce ne sont pas les seuls changements que nous avons observés sur les membranes, en effet deux guides amincis ont particulièrement retenu notre attention, car ils présentaient des particularités optiques et opto-mécaniques atypiques.

4.4.2.1/ APPARITION DE PROPRIÉTÉS OPTOMÉCANIQUES

Les résultats présentés ici seront succincts, car le sujet sera traité dans le manuscrit d'Alexis Caspar, dont la thèse encadrée par Nadège Courjal s'est déroulée en parallèle de la mienne. Les résultats présentés, concernant les propriétés exaltées des membranes, concernent ici un guide niobate de lithium en propagation Z, aminci à environ 3 μm , et fibré avec des fibres SMF28, pour des applications de couplage de résonateurs.

Une fois fibré, le guide a été modifié au FIB, caractérisé et utilisé par Alexis Caspar afin de coupler des résonateurs. A ces fins, diverses modifications, visibles en Figure 4.22a, de la membrane ont eu lieu notamment un rétrécissement de la largeur du guide afin d'augmenter le confinement du mode et donc sa capacité à coupler le champ évanescent dans le résonateur. La gravure des *tapers* (en bleus sur la Figure 4.22a) a augmenté les pertes de propagation du guide d'onde, probablement en réponse à la forte augmentation des contraintes mécaniques sur la membrane. La gravure du trou pour relâcher ces contraintes a permis de gagner quasiment un facteur 2 sur la puissance transmise (voir Figure 4.22b). Lors des essais de couplage, une variation de la position de la membrane a été observée à la caméra de positionnement, lors d'une variation d'intensité optique. Cette variation a été confirmée au MEMS⁷ *analyser* où la membrane se déforme jusqu'à 1 μm de hauteur lorsque la puissance optique injectée varie de 10 à 40 mW.

Les processus mis en jeu ne sont pas encore établis et malheureusement le guide a cassé, au niveau de la membrane lors de l'expérience, rendant difficile un approfondissement des analyses. On peut toutefois noter que même cassée, sans doute à cause d'une fréquence de modulation trop importante, la moitié de membrane libérée continue à bouger sous l'effet de la lumière.

Aucune analyse en polarimétrie n'a été faite sur ce guide. Ces résultats me permettent néanmoins d'introduire les notions de contraintes dans les membranes, qui pourraient permettre d'expliquer les résultats que j'ai présentés précédemment. J'invite le lecteur désirant plus d'informations sur cette membrane à se référer au manuscrit d'Alexis Caspar.

7. MEMS : Microelectromechanical systems

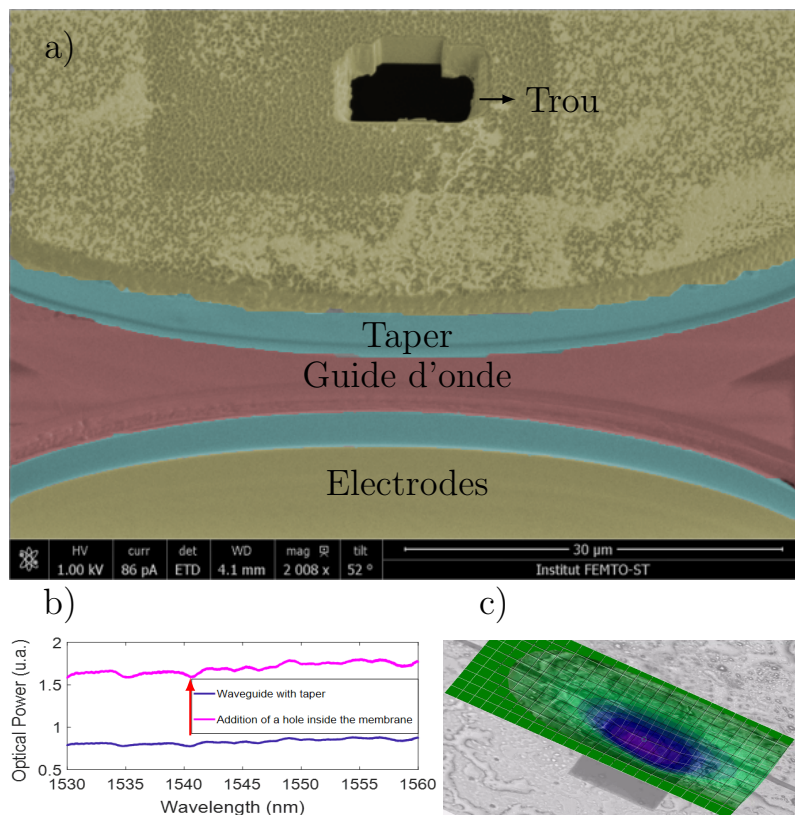


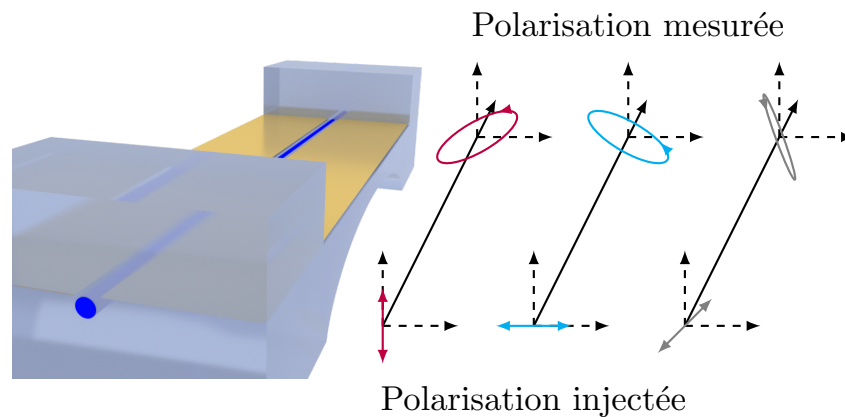
FIGURE 4.22 – a) Image MEB, en fausses couleurs, montrant les diverses gravures effectuées au FIB : en bleu les *tapers* (1,6 μm de profondeur) de part et d'autre du guide d'onde, colorié en rouge et le trou débouchant creusé la membrane. Les électrodes métalliques sont coloriées en jaune. b) Effet de la gravure du trou sur la réponse spectrale du guide d'onde, la puissance transmise a pratiquement doublée. c) Image prise au MEMS analyser montrant une déformation mécanique de la membrane (ici de 50 nm sur la zone violette).

4.4.2.2/ MODIFICATION DES AXES NEUTRES

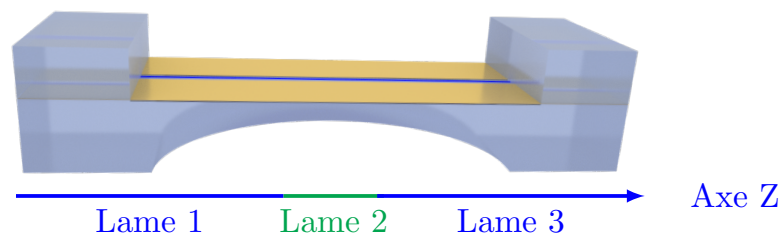
Lors du fibrage du guide n° 2, du chapitre précédent (guide 14-7-3)⁸, j'ai pu observer diverses singularités dans le comportement optique de ce guide aminci. En effet, en mesurant l'état de polarisation en sortie du guide, lorsqu'on injecte une polarisation rectiligne orientée à 45° des axes neutres (axes O_x et O_y), je me suis aperçu d'une part que l'état de polarisation différait profondément de l'état attendu et d'autre part que la polarisation dépendait fortement de l'intensité injectée dans le guide. J'ai fait le choix de présenter la réponse optique de ce guide aminci à part, car son comportement est fortement atypique et non représentatif des autres guides amincis testés. Ce sont d'ailleurs les découvertes de ces propriétés qui ont initié les études polarimétriques plus approfondies que j'ai présentées dans les chapitres précédents.

L'hypothèse la plus probable pour expliquer le comportement de ce guide d'onde aminci repose sur le fait que la membrane se comporte comme une lame de phase, dont les

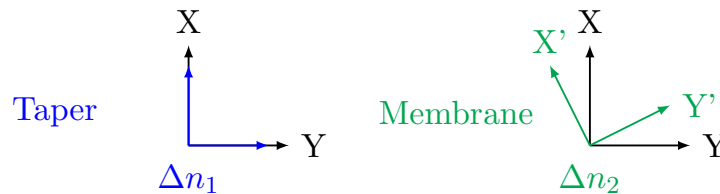
8. CEP_0317.LNx_pz_R_14-7-3



(a) Mesure de la polarisation



Axes neutres :



(b) Explication possible

FIGURE 4.23 – (a) Les mesures des états de polarisation indiquées (horizontal, vertical et à 45° de ces deux axes) montrent une évolution de la polarisation au cours de la propagation, y compris selon les axes neutres présumés. (b) Une explication possible consiste à imaginer la membrane comme une lame de phase dont les axes neutres ne sont plus alignés sur les axes cristallins X et Y.

axes neutres et la biréfringence sont différents des parties non amincies. La Figure 4.23b synthétise cette hypothèse en montrant un guide composé de trois lames de phases successives. À l'instar des autres guides d'ondes, les parties dites massives des extrémités aux abords de l'endroit le plus fin de la membrane ont leurs axes neutres alignés selon les axes cristallins. Dans la membrane, les axes ainsi que la biréfringence sont inconnus.

Ainsi une polarisation alignée selon l'axe X ou Y du LN se voit modifiée dans la membrane puisqu'elle n'est plus alignée avec les nouveaux axes neutres. Les effets montrés ultérieurement sur la modification de la biréfringence en présence de lumière UV et d'augmentation de l'intensité sont nettement plus visibles que sur les autres membranes.

Cela pourrait être dû à de fortes contraintes mécaniques dans la membrane.

Modification des axes neutres : À l'instar, des guides en BSO, on peut remarquer sur la Figure 4.23a que la polarisation en sortie du guide d'onde est différente par rapport à celles des autres guides en propagation Z. En effet lors de la mesure de la biréfringence, en injectant une polarisation rectiligne à 45° des axes Ox et Oy, je me suis aperçu que la polarisation en sortie du guide était linéaire et orientée à 14° de l'axe vertical (coordonnées (1,-1,0,0) sur la sphère de Poincaré, point $-S_1$). Or on devrait avoir une polarisation orientée sur le méridien passant par S_2 et donc le paramètre S_1 devrait être nul. J'ai mesuré alors l'état de polarisation en sortie du guide pour les polarisations linéaires et orientées selon l'axe vertical ($S_1=1$) et horizontal ($S_1=-1$), les résultats des mesures sont donnés dans le Tableau 4.3. Comme pour les guides en BSO et à la différence de tous les autres guides testés amincis ou non, les axes neutres du guide d'onde ne correspondent plus aux axes cristallins du niobate de lithium. En fait, contrairement aux guides BSO, il m'a été impossible de trouver un axe neutre, c'est-à-dire une orientation de la polarisation qui ne serait pas altérée lors de sa propagation dans le guide d'ondes.

Polarisation injectée :	Horizontale		Verticale		$+45^\circ$	
	Entrée	Sortie	Entrée	Sortie	Entrée	Sortie
S_1 (u.a.)	1	-0,30	-1	0,33	0	-0,90
S_2 (u.a.)	0	0,54	0	-0,85	-1	-0,42
S_3 (u.a.)	0	-0,78	0	0,41	0	-0,09

TABLE 4.3 – États de polarisation mesurés en sortie du guide pour différents états de polarisation injectés, pour une puissance du laser de 27 mW.

Variation de la puissance optique : Lors des mesures, j'ai aussi remarqué une variation importante de l'état de polarisation en sortie de guide lors de l'optimisation du couplage en entrée de guide. J'ai donc fait varier la puissance optique injectée dans le guide en augmentant la puissance délivrée par le laser et ce pour les trois polarisations décrites précédemment. Les résultats, plutôt spectaculaires, montrant l'évolution de la polarisation en fonction de la puissance injectée sont présentés sur la Figure 4.24b. Les variations de l'état de polarisation sont nettement supérieures à ce qui est observé sur les autres membranes en propagation Z (cf Figure 4.19a 1).

Si l'on regarde la variation de la puissance en sortie de guide avec la puissance injectée représentée en Figure 4.24b, on remarque que les relations ne sont plus linéaires. Sur des guides non amincis, la relation entre puissance délivrée du laser et puissance mesurée au polarimètre est linéaire, quelle que soit la polarisation injectée. Or ici la polarisation injectée verticale se retrouve fortement absorbée.

Explications sur le phénomène : Nous avons essayé de reproduire ces résultats avec des membranes très fines, avec une épaisseur inférieure ou égale $2 \mu\text{m}$, mais sans

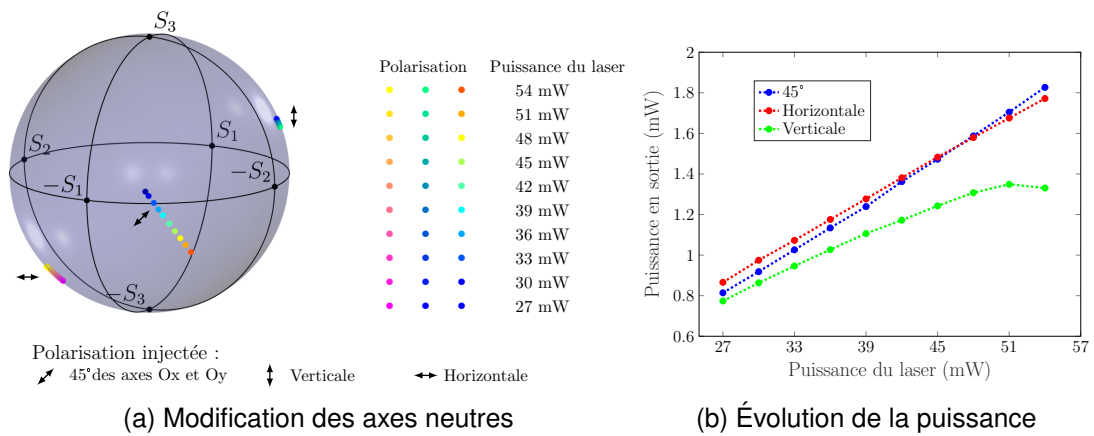


FIGURE 4.24 – (a) Évaluation de l'état de polarisation en fonction de la puissance optique injectée dans le guide d'onde 14-7-3 lorsque la polarisation en entrée de guide est : verticale (mode TM), horizontale (mode TE) et à 45° de ces deux axes. (b) Évolution de la puissance optique mesurée en fonction de la puissance injectée pour ces trois polarisations.

résultat. Ainsi nous attribuons plutôt les particularités de cette membrane singulière à l'existence d'une asymétrie dans l'amincissement de la membrane. Nous pensons en effet que la membrane a subi une asymétrie de traitement lors de sa fabrication, vraisemblablement lors de l'amincissement. Ce faisant, le mode optique voit une asymétrie dans l'épaisseur du substrat, et les axes neutres du guide seraient alors différents des axes neutres du cristal.

4.4.3/ ANALYSE DES PHÉNOMÈNES

Au cours de ces deux dernières sections, j'ai montré différents effets mesurés sur des guides amincis. Si la membrane exalte des propriétés intrinsèques au cristal de LN, il est intéressant de déterminer les effets physiques mis en jeu.

Les guides amincis présentent tous une légère déformation, visible à l'œil nu, de leurs surfaces à l'endroit le plus fin. Une image de cette déformation, prise avec le système de vision du banc optique, est visible sur la Figure 4.25. On peut alors aisément faire l'hypothèse que cette déformation est due à des contraintes à l'intérieur de la membrane à cause de son amincissement.

La thèse du réseau de contraintes est renforcée avec la membrane présentant des propriétés optomécaniques.

Ces processus peuvent être nombreux, dans les modulateurs de phases, *Salvestrini et al.* ont identifié des variations du bias par des effets : thermo-optique, pyroélectrique, effet photoréfractif et effet de contrainte [127]. Les identifier requiert d'analyser le temps de relaxation qui est caractéristique de chaque processus mis en jeu. Cela pourra faire l'objet de futures recherches.

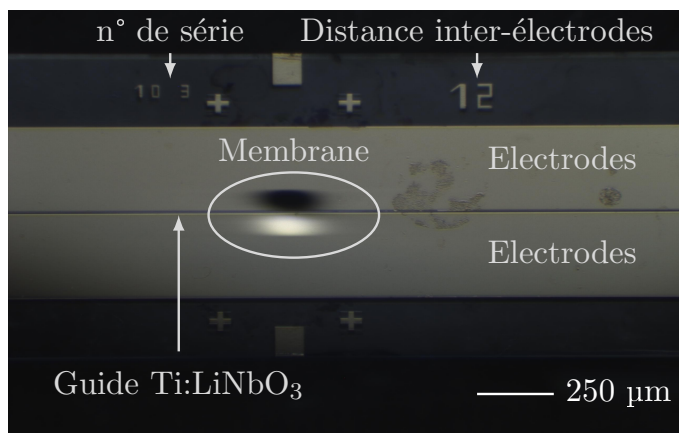


FIGURE 4.25 – Photographie, non retouchée, d'un guide d'onde aminci à 3 μm vu au microscope⁹. La partie la plus fine de la membrane est légèrement bombée.

4.4.4/ BILAN

Suite à la découverte des particularités de ces deux guides d'ondes amincis, j'ai mis à jour le protocole de mesure pour la carte d'identité de chaque guide d'onde, et notamment les guides amincis. La position des axes neutres doit être vérifiée préalablement avant toute caractérisation, puis l'influence de la puissance optique injectée, ainsi que la réaction aux rayons UV, sont systématiquement enregistrés. L'accumulation de données nous permettra de déterminer les phénomènes mis en jeu. De plus, nous devons mettre en place une méthode de mesure reproductible, notamment par l'illumination à la lumière UV afin de comparer les mesures entre elles.

Ces découvertes ont fortement renforcées notre conviction sur l'utilité des membranes pour l'optique guidée en concurrence aux couches minces. En effet, elles sont faciles à fabriquer avec des machines de découpe tout en profitant de faibles pertes d'insertions grâce aux *tapers*. De plus, elles permettent même d'obtenir des exaltations des propriétés optiques du cristal. Les propriétés exaltées sont plus prononcées sur la propagation Y que la propagation Z, cela renforce l'idée que cette dernière est idéale pour le futur capteur. Quant à la propagation Y, l'amincissement pourrait être utilisé pour concevoir un contrôleur de polarisation. Par ailleurs, nous savons désormais, par des travaux effectués en parallèle, comment relaxer ces contraintes par recuit.

4.5/ CONCLUSION

Ce chapitre, divisé en deux parties distinctes, centralise les différents moyens pour contrôler la polarisation à l'intérieur et à l'extérieur du guide d'ondes optique.

La première partie ayant pour but la démonstration d'une lame quart d'onde de vrai ordre

zéro est un succès. En effet, nous avons fabriqué, fibré puis caractérisé une lame mince de $5,3 \mu\text{m}$ de LN qui produit une polarisation circulaire. Les étapes de fabrications et de fibrages peuvent en outre être utilisées pour fabriquer un polariseur ultra-fin qui pourra remplacer les fibres polarisantes et ainsi limiter la variation de la réponse EO en fonction des contraintes exercées sur la fibre.

Concernant le polariseur, les simulations FDTD ont permis de trouver les paramètres idéaux permettant à la fois une excellente transmission, supérieure à 90% tout en alliant un coefficient d'extinction supérieur à 50 dB. Cependant, si la structure fabriquée au FIB s'est bien révélée agir comme un polariseur, la méthode de fabrication est extrêmement handicapante. Il faut impérativement tendre vers une fabrication collective, de grande taille et avec les paramètres souhaités. Les différences entre performances simulées et mesurées peuvent provenir de nombreuses sources : qualité de la couche d'aluminium, pollution des ions gallium, conditions d'illumination de la structure, *etc.* Le développement du polariseur nécessite plus de recherches, on notera cependant que le premier essai de fabrication permet un coefficient proche des spécifications. En effet, le taux d'extinction de 25 dB est atteint. Il faut désormais augmenter la transmission du mode TM de 25 à 50%.

La deuxième partie concernait un contrôle de la polarisation interne, en jouant sur les paramètres de fabrication, sur l'amincissement puis sur les propriétés des membranes. L'amincissement du guide d'onde est très prometteur pour modifier la biréfringence, avec premièrement la démonstration d'une modification de la biréfringence modale en fonction de l'amincissement puis dans un second temps la découverte de propriétés exaltées grâce à celui-ci. Les membranes en propagation Y se sont révélées très sensibles à des changements d'intensité ou une exposition UV. Cela pourrait être utilisé pour modifier très facilement la polarisation en sortie d'un guide d'onde. Les membranes en propagation Z se sont révélées plus robustes à ces effets, renforçant ainsi leur intérêt comme futur composant d'un capteur de champ électrique.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

5.1/ CONCLUSION

Mes travaux ont consisté à relever deux défis : le développement d'une nouvelle génération de composants à guides canaux BSO électro-optiques et le développement de solutions intégrées compactes pour le contrôle de la polarisation.

Dans l'objectif de développer des sondes EO de détection des champs électrique, nous avons choisi de travailler sur deux cristaux EO : le BSO et le LiNbO_3 en propagation Z. Le choix de ces deux cristaux est motivé par la recherche d'une biréfringence intrinsèque faible qui permet une faible dépendance en température. Mon travail a consisté à évaluer le potentiel EO de chaque cristal en fonction des différentes configurations. J'ai mené des calculs théoriques sur l'ellipsoïde des indices de ces deux cristaux en tenant compte d'une biréfringence modale, qui provient de l'intégration du capteur. Ces calculs ont permis de déterminer l'évolution de de l'ellipsoïde des indices lorsque le cristal EO est soumis à un champ électrique. Cela m'a permis de déterminer les orientations des fibres optiques d'entrée et de sortie, sur chaque cristal en vue d'un fibrage afin de profiter d'une bonne sensibilité et d'un comportement linéaire du capteur. Sur BSO, il a également été possible de déterminer deux directions de propagation permettant une caractérisation vectorielle complète du champ électrique à mesurer. Des simulations numériques par éléments finis ont permis de déterminer les caractéristiques des guides EO que nous voulions fabriquer, notamment la biréfringence modale, l'efficacité EO des guides et leurs caractères uni ou multi modales.

Une grosse partie de la thèse a été dédiée à la fabrication et la caractérisation des guides d'ondes EO sur ces deux cristaux. Sur chaque guide fabriqué et identifié, j'ai mesuré les pertes de propagation, l'état du mode optique ainsi que sa polarisation en sortie du guide, une signature OCT et sa réponse EO. Cette dernière mesure a validé les modèles théoriques et les paramètres simulés. Les guides d'ondes présentent de faibles pertes optiques, de 0,3 dB/cm ou moins ce qui est un excellent point, notamment pour les guides en BSO. De plus, une comparaison avec l'état de l'art a montré que nos guides d'ondes EO en BSO pourvus d'électrodes possèdent des tensions de commandes de 50 V.cm, ce qui est 20 fois inférieur à l'état de l'art où l'ordre de grandeur est de 1000 V.cm. C'est donc un réel succès, même si leur intégration, notamment vers un processus

industriel nécessite encore de nombreux développements. Les guides en LiNbO_3 ont été validés pour effectuer le fibrage et la mise en boîtier.

J'ai pu mesurer les valeurs de biréfringence modale des guides en LN grâce au développement d'un banc de caractérisation original permettant une précision de 10^{-6} RIU. Les valeurs de biréfringence se sont révélées conformes aux simulations FEM et homogènes sur l'ensemble du *wafer*. J'ai alors pu déterminer les longueurs permettant au guide d'agir comme une lame quart d'onde. Ce faisant, l'état de polarisation permet à la fonction de transfert du capteur d'être dans la zone linéaire.

Le deuxième défi concernait le contrôle de la polarisation avec la fabrication d'une lame à retard et d'un polariseur ultra-fins. Je me suis donc attelé à la fabrication, fibrage et caractérisation d'une lame quart d'onde à vrai ordre zéro sur une fibre à maintien de polarisation. L'épaisseur de cette lame quart-d'onde étant très faible (environ $5 \mu\text{m}$) afin de garder les pertes d'insertions aussi basses que possibles. Les résultats ont été concluants puisque nous avons obtenu ce dispositif, à partir d'un film aminci de LiNbO_3 . Concernant le polariseur, les simulations FDTD du polariseur en métamatériaux ont permis de dégager suffisamment de paramètres pour aboutir à une future fabrication. Cependant suite à des discussions avec les experts de la salle blanche certains compromis doivent être trouvés dans les paramètres des métamatériaux pour assurer une bonne fabrication. Un polariseur a bien été fabriqué et caractérisé avec succès. Le taux de transmission devra être amélioré dans des développements ultérieurs.

Enfin ces développements ont été mis à contribution afin de répondre à un besoin industriel concernant la transduction d'un signal IRM en modulation optique pour la mesure de champ magnétique. Plusieurs essais de fibrage de guides d'onde en LiNbO_3 ont été menés en partenariat avec l'entreprise Kapteos. Nous avons réussi à obtenir des pertes d'insertions inférieures à 3 dB, valeur courante pour ce type de guide d'onde. Ce résultat a pu aussi être obtenu sur un guide aminci, signe que l'amincissement est un succès. Les retours du partenaire industriel Kapteos quant aux cahier des charges du transducteur de signal RMN sont plutôt bons. En effet le capteur supporte bien l'environnement IRM, mis à part une linéarité qui faisait défaut sur les premiers fibrages, la réponse EO est conforme à ce qu'ils attendent.

Afin de tenir le cahier des charges, nous avons décidé d'amincir les guides optiques afin d'augmenter les performances du capteur. D'après les simulations et les mesures, cet amincissement permet un contrôle de la biréfringence, ce qui permettra à terme de pouvoir choisir d'autres longueurs. À l'aide d'analyses polarimétriques, j'ai estimé les autres effets de l'amincissement sur le guide optique. Des mesures préliminaires semblent indiquer que l'amincissement peut profondément modifier le comportement optique du guide, voir permettre un contrôle actif sur la polarisation.

Pour résumer la plupart des objectifs de ce manuscrit sont remplis, et nous avons maintenant toutes les clés en main pour développer une nouvelle génération de composants

EO à contrôle de polarisation notamment pour la détection des champs électriques.

5.2/ PERSPECTIVES

Les différents développements effectués durant cette thèse ont permis le développement de guides photoniques EO et de solution de contrôle de la polarisation. Ces éléments fabriqués séparément peuvent alors être assemblés et connectés en fonction des besoins. Grâce au contrôle de la polarisation et des propriétés multiples du BSO (photoconduction, photoréfraction...) et du LN (génération de seconde harmonique, photoélasticité...) les débouchés sont multiples.

Le fibrage des guides d'ondes BSO pourra être développé en partenariat avec l'entreprise Kyla, membre du consortium de l'ANR CEPAGE et spécialisée dans l'alignement et l'assemblage de composants optique. Sa participation dans le consortium est d'ailleurs de réaliser le fibrage de guides d'ondes ruban en LN, semblables à ceux en BSO, pour la génération de seconde harmonique. Une fois la réponse optique stabilisée mécaniquement, il sera possible d'entamer des tests de couplage optiques dans des résonateurs à modes de galerie, seconde thématique de l'ANR CEPAGE. Nous visons comme applications la fabrication de gyroscopes optiques compacts basés sur l'effet Sagnac. Cette application est aussi valable pour des guides en LN, notamment grâce à l'amincissement du substrat. En effet les membranes devraient permettre des couplages plus efficaces entre le guide d'ondes et le résonateur. Cela ouvre une voie concurrente à l'approche monolithique de fabrication des résonateurs intégrés où les distances entre la source d'excitation et le résonateur sont fixées à la fabrication. Ce sujet a fait l'objet de la thèse de Alexis Caspar, encadrée par Nadège Courjal.

Cet amincissement des guides s'est révélé fortement prometteur en termes d'applications grâce aux multiples propriétés que cela confère au guide. On peut alors citer : un contrôle de la biréfringence et donc de la polarisation, une meilleure efficacité EO, l'ajout de propriétés mécaniques et une sensibilité à la puissance injectée dans le guide et aux rayons UV. Les processus mis en jeu ne sont pas encore très bien compris, mais nous suspectons que des contraintes mécaniques sont en jeu. Nous voudrions alors les libérer par une ablation de matière au FIB ou par un laser femtoseconde, nous pensons que cela devrait permettre un contrôle fin de la biréfringence. L'avantage d'avoir un guide fibré nous permettra de visualiser en temps réel les effets du FIB ou du laser. Nous pensons ainsi utiliser cette méthode pour corriger la biréfringence et obtenir la polarisation désirée en sortie du guide d'ondes. Ceci permettrait une solution plus simple pour obtenir une polarisation circulaire en sortie de guide que l'utilisation de lames quart d'onde, si la taille du guide est imposée.

Les lames à retard à vrai ordre zéro fabriquées et fibrées avec succès permettront d'injecter, de façon stable, n'importe quel état de polarisation dans un guide d'onde. En fonction de l'épaisseur des lames, le déphasage total en sortie de guide biréfringent pourra être ajusté avec facilité. Néanmoins cela nécessite de connaître le déphasage induit par la lame avec précision. Pour l'instant ceci n'est possible qu'une fois la lame

fibrée et séparée du substrat. Nous souhaitons à présent développer une méthode de caractérisation des lames à retard avant fibrage. Pour cela une collaboration avec le département d'AS2M du laboratoire FEMTO-ST a été lancée dans l'objectif d'aligner robotiquement la lame de phase et la fibre optique, puis dans un second de caractériser cette lame. Cette approche robotique a dans un premier temps été utilisée pour obtenir un parallélisme parfait entre deux surfaces [128, 129, 130]. Puis nous passerons au développement d'un alignement actif d'éléments optiques rapides et enfin, à la caractérisation des lames quart d'onde. Pour cela nous voudrions percer le substrat des lames à l'aide d'un appareil de gravure afin de les caractériser en transmission. Cela devrait permettre d'obtenir des dispositifs reproductibles d'un fibrage à l'autre.

Alors que le projet CEPAGE touche bientôt à sa fin, la collaboration avec Kapteos poursuit son chemin, cette collaboration a été pérennisée avec la création d'un laboratoire commun : Syrah lab.

L'objectif à long terme est toujours le développement d'un capteur de champ électrique sensible et indépendant en température. A court terme, nous finaliserons le transducteur IRM en mesurant plus précisément les variations de la réponse optique avec la température. D'après la littérature, il semblerait qu'un effet pyro-électrique soit présent entre les faces d'entrée et de sortie du guide en propagation Z. Pour s'en affranchir, plusieurs possibilités existent : déposer une couche mince de titane ou d'ITO sur ces faces et les relier électriquement ou abaisser la résistivité du *wafer* de LN. Ces pistes sont en cours d'investigations pour réduire un peu plus la dépendance en température du guide. En parallèle nous chercherons aussi une diminution de la biréfringence modale afin de diminuer la dépendance en température. Enfin un travail d'accord en fréquence sur les électrodes doit aussi être mené afin d'optimiser la modulation entre 300 et 500 MHz, fréquences de travail de l'IRM.

A.1/ LA SCIE CIRCULAIRE DE PRÉCISION

La scie circulaire de précision est un outil de découpe et de séparation des composants d'un *wafer*, en creusant des tranchées dans le matériau avec une précision mécanique micrométrique. Cet équipement est simple d'utilisation et sans danger particulier et il est très utilisé dans l'industrie de la micro-électronique. Les machines actuelles, telles que la DISCO 3350, visible sur la Figure A.1b, utilisée à la centrale technologique MIMENTO de l'institut FEMTO-ST, sont programmables et utilisent des lames incrustées de grains de diamant afin de polir la matière pendant la découpe. Divers types de matériaux peuvent ainsi être découpés et polis : des semi-conducteurs comme le silicium et le germanium, des oxydes comme le LN [131], le YAG et la silice [132].

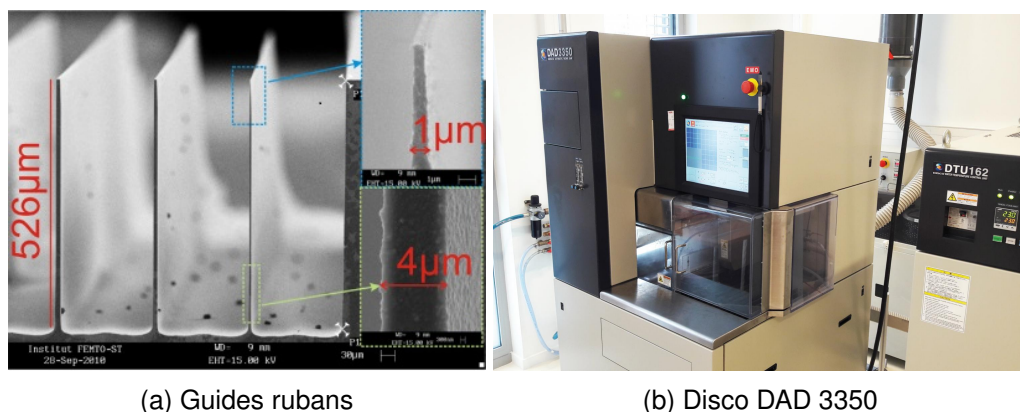


FIGURE A.1 – (a) : Guides ruban en LiNbO_3 à haut facteur de forme fabriqués à la scie [133]. (b) Machine de découpe à haute précision Disco DAD 3350 utilisée pour usiner les dispositifs à la scie circulaire de précision.

La technique de découpe-polissage était initialement dédiée à la séparation des guides inscrits sur des *wafers*. En découpant et polissant le guide, il n'y a plus besoin d'un procédé ultérieur pour polir les facettes. La qualité du polissage dépend de divers paramètres comme le type de lame utilisée et la rugosité résiduelle maximale. Carpenter *et al.* rapportent par exemple avoir obtenu une rugosité de 0,29 nm sur une facette d'un

guide ruban en niobate de lithium [131].

Depuis quelques années, on assiste à un détournement de l'usage des machines de découpe pour venir façonner directement la matière afin de former des micro-structures. Des guides rubans sont alors taillés directement dans le matériau. La fabrication de guides d'ondes dans divers matériaux comme le LN [134], le YAG [135] voire même le saphir [136] a ainsi été démontrée. L'utilisation de la scie circulaire de précision permet donc de fabriquer facilement des guides d'ondes dans des matériaux difficilement usinables par les techniques classiques de salle blanche, tel que le LN ou le saphir. En outre, c'est une technique rapide puisque plusieurs guides peuvent être créés à la suite en quelques dizaines de minutes. En plus des structures de type guide ruban, il est également possible de façonner les matériaux pour les amincir [71], faire un *taper* [134] ou fabriquer des structures à haut facteur de forme [133], en maintenant les pertes de propagation inférieures à 0,1 dB/cm [137]. Ces travaux ont fait l'objet des thèses de Clément Guyot et Fabien Henrot, soutenue en 2015 à FEMTO-ST mais exclusivement sur le LN.

La scie circulaire est donc un outil puissant pour façonner divers matériaux et permettant de réaliser différents types de structures. Sur le niobate de lithium, elle a notamment permis la réalisation de micro modulateurs EO avec des pertes optiques très faibles ($<0,1$ dB/cm) et une tension de commande de 10,5 V-cm [71]. L'utilisation de cet équipement serait donc idéale pour obtenir un confinement latéral sur le BSO, et horizontal sur le LN.

B.0.1/ MODULATION DE LA CAVITÉ OPTIQUE

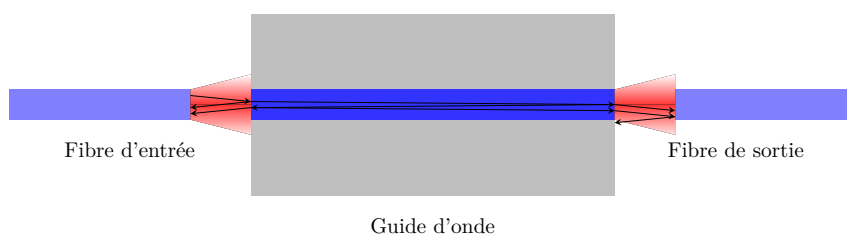


FIGURE B.1 – Représentation de l'effet Fabry-Perot dans un guide d'ondes.

Le champ électrique optique d'amplitude \mathcal{E}_0 possédant une polarisation rectiligne est défini de la manière suivante :

$$\mathcal{E}_{eX'}^{\vec{}} = \mathcal{E}_0 \cdot e^{j\omega t} \cos(\theta) e_X^{\vec{}} \quad (\text{B.1})$$

$$\mathcal{E}_{eY'}^{\vec{}} = \mathcal{E}_0 \cdot e^{j\omega t} \sin(\theta) e_Y^{\vec{}} \quad (\text{B.2})$$

$$(\text{B.3})$$

où ω est la pulsation du champ électrique optique. Après propagation dans le guide, le champ électrique optique devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{sX'}^{\vec{}} &= \mathcal{E}_0 \cdot t_{12} \cdot t_{23} \cdot \exp\left(j\left(\omega t - \frac{2\pi \cdot n_+ \cdot L}{\lambda}\right) - \alpha_+ \cdot L\right) \cdot C_{FP,X'} \cdot \cos(\alpha - \gamma) e_X^{\vec{}} \\ \mathcal{E}_{sY'}^{\vec{}} &= \mathcal{E}_0 \cdot t_{12} \cdot t_{23} \cdot \exp\left(j\left(\omega t - \frac{2\pi \cdot n_- \cdot L}{\lambda}\right) - \alpha_- \cdot L\right) \cdot C_{FP,Y'} \cdot \sin(\alpha - \gamma) e_Y^{\vec{}} \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

où α_+ et α_- sont les pertes en propagation pour les polarisations propres, respectivement parallèle à (OX') et (OY') , et t_{12} et t_{23} sont les coefficients de transmission du champ électrique en entrée et sortie du guide. Comme le guide est très faiblement biréfringent et que l'injection se fait selon l'axe du guide qui est lui-même normal aux facettes d'entrée et de sortie, nous supposons que ces coefficients de transmissions sont les mêmes pour les deux polarisations. Les coefficients de réflexions sont de l'ordre de 17 % en intensité.

B.0.2/ MÉTHODE DE MESURE DES PERTES OPTIQUES

Lorsque le guide d'onde forme une lame à face parallèle, la lumière se reflète en partie sur chacune des faces du guide. La Figure B.3 schématise ce phénomène en introduisant un léger angle afin de s'en rendre compte. Chaque rayon réfléchi accumule alors du déphasage, en sortie de guide, les faisceaux ayant accumulés des déphasages différents se recombinent et interfèrent entre eux. L'intensité en sortie du guide d'ondes dépend alors de la longueur d'onde λ et de la longueur optique de la cavité, qui est le produit de sa longueur géométrique par l'indice de réfraction de la cavité.

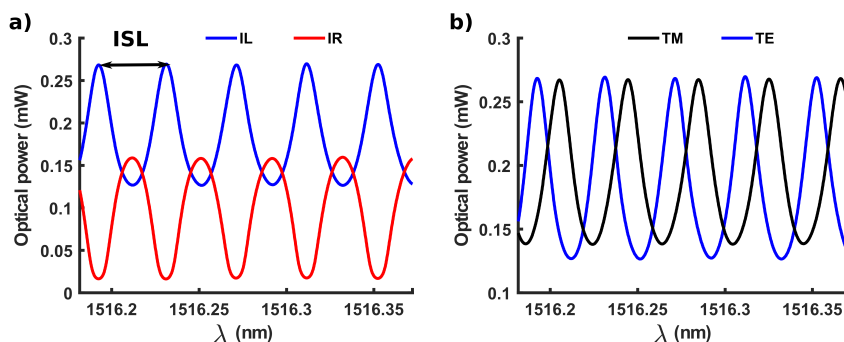


FIGURE B.2 – Représentation spectrale d'un Fabry-Perot sur un guide d'ondes

FIGURE B.3 – Oscillations dans le spectre transmis (IT) et réfléchi (IR) (a), et déphasage induit entre les modes TE et TM dû à la différence d'indice effectif entre ces deux polarisations (b) dans une cavité Fabry-Perot.

A partir des expressions de l'intensité transmise IT (B.5) et réfléchie IR (B.5) par la cavité, on peut déduire les pertes de propagation ainsi que le coefficient de réflexion des facettes de la cavité en mesurant le contraste entre les extrema de transmission et de réflexion.

$$I_t = I_0 \frac{r_{12}^2 + r_{12}^2 \cdot \exp(-2\alpha L) + 2r_{12}r_{23} \exp(-\alpha L) \cdot \cos(2\beta L)}{1 + r_{12}^2 r_{12}^2 \cdot \exp(-2\alpha L) + 2r_{12}r_{23} \exp(-\alpha L) \cdot \cos(2\beta L)} \quad (\text{B.5})$$

$$I_r = \frac{|t_{12}|^2 \cdot |t_{23}|^2 \cdot \exp(-\alpha L)}{1 + r_{12}^2 r_{12}^2 \cdot \exp(-2\alpha L) + 2r_{12}r_{23} \exp(-\alpha L) \cdot \cos(2\beta L)} \quad (\text{B.6})$$

où $\beta = 2\pi \cdot n_{eff}/\lambda$, et r_{12} , r_{23} , t_{12} et t_{23} : les coefficients de réflexion et transmission de Fresnel entre le guide et le milieu extérieur aux interfaces d'entrée et de sortie du guide respectivement. Des figures typiques de transmission et réflexion sont montrées sur la Figure B.1. Des expressions B.5 et B.6 il est possible de déduire une mesure simple de pertes en propagation, en s'appuyant sur les mesures des intensités maximales et minimales, transmises et réfléchies.

A partir de la mesure du contraste des intensités transmises et réfléchies (cf Figure B.4)

on peut en déduire l'expression des pertes linéiques α en dB/cm :

$$\alpha = \frac{-4.34}{2L} \cdot \log K_R \quad (\text{B.7})$$

où K_R peut être décrit comme un coefficient de visibilité généralisé : avec

$$K_R = \frac{\sqrt{I_{Rmin} \cdot I_{Tmax}} - \sqrt{I_{Rmax} \cdot I_{Tmin}}}{\sqrt{I_{Rmin} \cdot I_{Tmax}} + \sqrt{I_{Rmax} \cdot I_{Tmin}}} \quad (\text{B.8})$$

où I_{Tmax} , I_{Tmin} sont les intensités transmises maximales et minimales et I_{Rmax} , I_{Rmin} sont les intensités réfléchies maximales et minimales, représentées sur la Figure B.4.

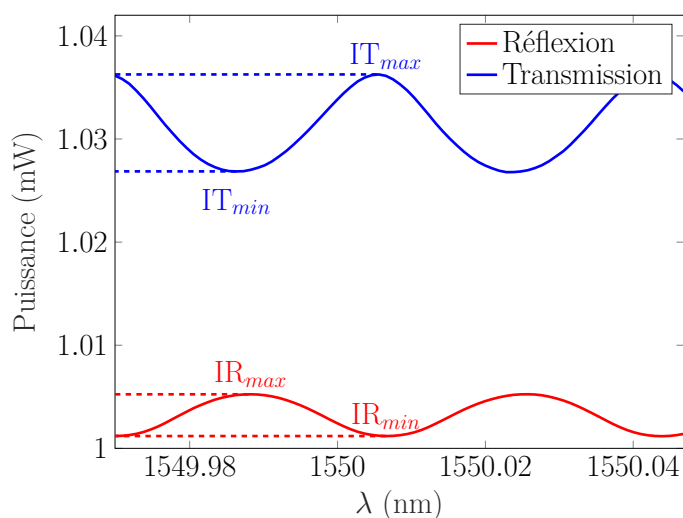


FIGURE B.4 – Mesure des pertes de propagation, à partir des extrema de la puissance transmise et réfléchi.

Les pertes de propagation sont alors théoriquement connues avec une précision qui dépend majoritairement de l'incertitude de mesure de la longueur du guide, de l'ordre du μm , et non des conditions d'injection. En comparaison des méthodes utilisées dans la littérature, cette méthode permet de s'affranchir d'hypothèses sur les coefficients de réflexions des interfaces.

J'aimerais aborder un petit point sur la mesure des pertes, je me suis rendu compte que la mesure dépendait beaucoup du spectre mesuré. En effet les résultats ont montré qu'il était important de réduire au maximum la distance entre les fibres de couplage et le guide d'onde. La présence d'un espace entre les fibres clivées et les faces du guide d'onde crée des cavités optiques s'additionnant à celle à l'intérieur du guide. Il y a alors apparitions de battements dans le spectre dont la période s'étale sur plus de quelques dizaine de nm, en fonction de la distance entre les fibres et le guide. Ces battements diminuent le contraste du spectre, augmentant alors les pertes. Il est donc crucial de minimiser la distance entre les fibres et le guide ainsi que de se placer dans un ventre du battement et ainsi d'avoir la mesure la plus juste possible.

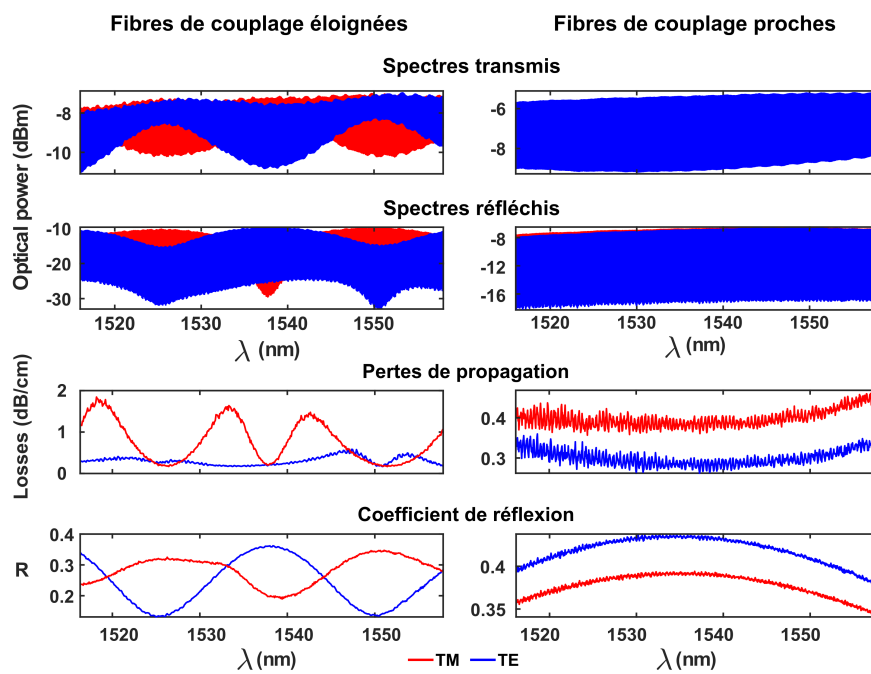


FIGURE B.5 – Effet de la distance entre les fibres optiques de couplage et le guide d'onde sur la mesure des pertes et du coefficient de réflexion.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] WANG, H.-Y., LI, C.-F., YU, C., DONG, J., ZOU, Y., NIE, B.-B., LI, J.-K., MA, L., AND PENG, R.-Y. **The specific absorption rate in different brain regions of rats exposed to electromagnetic plane waves.** *Scientific Reports* 9, 1 (2019).
- [2] PANAGOPOULOS, D. J., JOHANSSON, O., AND CARLO, G. L. **Polarization: A key difference between man-made and natural electromagnetic fields, in regard to biological activity.** *Scientific Reports* 5, 1 (2015).
- [3] CHALLIS, L. **Mechanisms for interaction between RF fields and biological tissue.** *Bioelectromagnetics* 26, S7 (2005), S98–S106.
- [4] ADAIR, R. K. **Biophysical limits on athermal effects of RF and microwave radiation.** *Bioelectromagnetics* 24, 1 (2002), 39–48.
- [5] **Guidelines for limiting exposure to electromagnetic fields (100 kHz to 300 GHz).** *Health Physics* 118, 5 (2020), 483–524.
- [6] **Online.** <https://eur-lex.europa.eu/eli/dir/2014/30/oj>. Accessed: 27-11-2020.
- [7] PAUL, C. R. **Introduction to Electromagnetic Compatibility.** John Wiley and Sons, Inc, 2006.
- [8] NISHIURA, M., YOSHIDA, Z., MUSHIAKE, T., KAWAZURA, Y., OSAWA, R., FUJINAMI, K., YANO, Y., SAITOH, H., YAMASAKI, M., KASHYAP, A., TAKAHASHI, N., NAKATSUKA, M., AND FUKUYAMA, A. **Electro-optic probe measurements of electric fields in plasmas.** *Review of Scientific Instruments* 88, 2 (2017), 023501.
- [9] YANG, P., CHEN, S., AND HE, J. **Lightning impulse corona characteristic of 1000-kV UHV transmission lines and its influences on lightning overvoltage analysis results.** *IEEE Transactions on Power Delivery* 28, 4 (2013), 2518–2525.
- [10] **IEEE recommended practice for measurements and computations of radio frequency electromagnetic fields with respect to human exposure to such fields, 100 kHz-300 GHz.**
- [11] ZENG, R., WANG, B., NIU, B., AND YU, Z. **Development and application of integrated optical sensors for intense e-field measurement.** *Sensors* 12, 8 (2012), 11406–11434.
- [12] **Online.** <https://en.kapteos.com/technologie/>.
- [13] **Online.** <https://verkotan.com/2020/specific-absorption-rate-sar-testing-process-5-things-for-comp>
- [14] DAWSON, M. **Paul Lauterbur and the Invention of MRI.** 2013.
- [15] SHAPIRO, E. M., SKRTIC, S., AND KORETSKY, A. P. **Sizing it up: Cellular MRI using micron-sized iron oxide particles.** *Magnetic Resonance in Medicine* 53, 2 (2005), 329–338.

- [16] THYLUR, D. S., JACOBS, R. E., GO, J. L., TOGA, A. W., AND NIPARKO, J. K. **Ultra-high-field magnetic resonance imaging of the human inner ear at 11.7-tesla.** *Otology & Neurotology* 38, 1 (2017), 133–138.
- [17] ARMENEAN, C., PERRIN, E., ARMENEAN, M., BEUF, O., PILLEUL, F., AND SAINT-JALMES, H. **Rf-induced temperature elevation along metallic wires in clinical magnetic resonance imaging: influence of diameter and length.** *Magnetic resonance in medicine* 52 (2004), 1200–1206.
- [18] DETTI, V., GRENIER, D., PERRIN, E., AND BEUF, O. **Assessment of radiofrequency self-heating around a metallic wire with MR t1-based thermometry.** *Magnetic Resonance in Medicine* 66, 2 (2011), 448–455.
- [19] MALDJIAN, C., SMITH, R., KILGER, A., SCHNALL, M., GINSBERG, G., AND KOCHMAN, M. **Endorectal surface coil MR imaging as a staging technique for rectal carcinoma: a comparison study to rectal endosonography.** *Abdominal Imaging* 25, 1 (2000), 75–80.
- [20] TORRICELLI, P., LO RUSSO, S., PECCHI, A., LUPPI, G., GESINARO, A. M., AND ROMAGNOLI, R. **Endorectal coil mri in local staging of rectal cancer.** *La Radiologia medica* 103 (2002), 74–83.
- [21] SANIOUR, I., GABORIT, G., PERRIER, A.-L., GILLETTE, L., REVILLOD, G., SABLON, R., DUVILLARET, L., AND BEUF, O. **Electro-optic probe for real-time assessments of RF electric field produced in an MRI scanner: Feasibility tests at 3 and 4.7 t.** *NMR in Biomedicine* 31, 1 (nov 2017), e3849.
- [22] KANDA, M. **Standard probes for electromagnetic field measurements.** *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 41, 10 (1993), 1349–1364.
- [23] **Online.** <http://www.gruppompb.uk.com/public/upload/EP-408.pdf>.
- [24] **Online.** <https://www.raditeq.com/products/electric-field-probes/j>.
- [25] KWATE, R. K., TAYBI, C., ELMAGROUD, B., BEAUVOIS, V., GEUZAIN, C., PICARD, D., AND ZIYYAT, A. **MEASUREMENT METHODOLOGIES FOR REDUCING ERRORS IN THE ASSESSMENT OF EMF BY EXPOSIMETER.** *Progress In Electromagnetics Research B* 78 (2017), 31–46.
- [26] **Online.** <https://speag.swiss/products/tds/tds-sni/e1tds-sni-td-e-probes/>.
- [27] WINTER, L., SILEMEK, B., PETZOLD, J., PFEIFFER, H., HOFFMANN, W., SEIFERT, F., AND ITTERMANN, B. **Parallel transmission medical implant safety testbed: Real-time mitigation of RF induced tip heating using time-domain e-field sensors.** *Magnetic Resonance in Medicine* 84, 6 (2020), 3468–3484.
- [28] HABIB, A., ZHU, X., CAN, U. I., MCLANAHAN, M. L., ZORLUTUNA, P., AND YANIK, A. A. **Electro-plasmonic nanoantenna: A nonfluorescent optical probe for ultrasensitive label-free detection of electrophysiological signals.** *Science Advances* 5, 10 (2019), eaav9786.
- [29] EFROS, A. L., DELEHANTY, J. B., HUSTON, A. L., MEDINTZ, I. L., BARBIC, M., AND HARRIS, T. D. **Evaluating the potential of using quantum dots for monitoring electrical signals in neurons.** *Nature Nanotechnology* 13, 4 (2018), 278–288.

- [30] OSTERWALDER, A., AND MERKT, F. **Using high rydberg states as electric field sensors.** *Physical Review Letters* 82, 9 (1999), 1831–1834.
- [31] HOLLOWAY, C. L., GORDON, J. A., JEFFERTS, S., SCHWARZKOPF, A., ANDERSON, D. A., MILLER, S. A., THAICHAROEN, N., AND RAITHEL, G. **Broadband rydberg atom-based electric-field probe for SI-traceable, self-calibrated measurements.** *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 62, 12 (2014), 6169–6182.
- [32] SIMONS, M. T., GORDON, J. A., AND HOLLOWAY, C. L. **Fiber-coupled vapor cell for a portable rydberg atom-based radio frequency electric field sensor.** *Applied Optics* 57, 22 (2018), 6456.
- [33] MASSEY, G. A., ERICKSON, D. C., AND KADLEC, R. A. **Electromagnetic field components: their measurement using linear electrooptic and magneto optic effects.** *Applied Optics* 14, 11 (1975), 2712.
- [34] KEIBER, S., SEDERBERG, S., SCHWARZ, A., TRUBETSKOV, M., PERVAK, V., KRAUSZ, F., AND KARPOWICZ, N. **Electro-optic sampling of near-infrared waveforms.** *Nature Photonics* 10, 3 (2016), 159–162.
- [35] CONSOLI, F., ANGELIS, R. D., DUVILLARET, L., ANDREOLI, P. L., CIPRIANI, M., CRISTOFARI, G., GIORGIO, G. D., INGENITO, F., AND VERONA, C. **Time-resolved absolute measurements by electro-optic effect of giant electromagnetic pulses due to laser-plasma interaction in nanosecond regime.** *Scientific Reports* 6, 1 (2016).
- [36] GABORIT, G., ARTILLAN, P., BERMOND, C., REVILLOD, G., CHEVRIER-GROS, G., AND DUVILLARET, L. **20 GHz antenna radiation pattern obtained from near-field mapping with electrooptic probe on a single plane.** *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 19, 7 (2020), 1177–1181.
- [37] YANG, Q., SUN, S., HAN, R., SIMA, W., AND LIU, T. **Intense transient electric field sensor based on the electro-optic effect of LiNbO₃.** *AIP Advances* 5, 10 (2015), 107130.
- [38] REISS, S., BITZER, A., AND BOCK, M. **An optical setup for electric field measurements in MRI with high spatial resolution.** *Physics in Medicine and Biology* 60, 11 (2015), 4355–4370.
- [39] WU, Q., AND ZHANG, X.-C. **Free-space electro-optic sampling of terahertz beams.** *Applied Physics Letters* 67, 24 (1995), 3523–3525.
- [40] GALLOT, G., AND GRISCHKOWSKY, D. **Electro-optic detection of terahertz radiation.** *Journal of the Optical Society of America B* 16, 8 (1999), 1204.
- [41] HISATAKE, S., AND NAGATSUMA, T. **Nonpolarimetric technique for homodyne-type electrooptic field detection.** *Applied Physics Express* 5, 1 (2011), 012701.
- [42] HISATAKE, S., NAKAJIMA, H., PHAM, H. H. N., UCHIDA, H., TOJYO, M., OIKAWA, Y., MIYAJI, K., AND NAGATSUMA, T. **Mapping of electromagnetic waves generated by free-running self-oscillating devices.** *Scientific Reports* 7, 1 (2017).

- [43] LEE, D.-J., KANG, N.-W., CHOI, J.-H., KIM, J., AND WHITAKER, J. F. **Recent advances in the design of electro-optic sensors for minimally destructive microwave field probing.** *Sensors* 11, 1 (2011), 806–824.
- [44] LEE, W.-B., BAEK, S.-U., AND LEE, S.-S. **Highly sensitive electro-optic probe incorporating an ultra-high q-factor LiNbO₃ etalon.** *Applied Optics* 57, 28 (2018), 8343.
- [45] CHENG, J., ZHOU, Y., AND ZOU, X. **Fabry–perot cavity sensing probe with high thermal stability for an acoustic sensor by structure compensation.** *Sensors* 18, 10 (2018), 3393.
- [46] DUVILLARET, L., RIALLAND, S., AND COUTAZ, J.-L. **Electro-optic sensors for electric field measurements I theoretical comparison among different modulation techniques.** *Journal of the Optical Society of America B* 19, 11 (nov 2002), 2692.
- [47] DUVILLARET, L., RIALLAND, S., AND COUTAZ, J.-L. **Electro-optic sensors for electric field measurements II choice of the crystals and complete optimization of their orientation.** *Journal of the Optical Society of America B* 19, 11 (nov 2002), 2704.
- [48] KAMINOW, I. P., RAMASWAMY, V., SCHMIDT, R. V., AND TURNER, E. H. **Lithium niobate ridge waveguide modulator.** *Applied Physics Letters* 24, 12 (1974), 622–624.
- [49] ROUSSEY, M., BERNAL, M.-P., COURJAL, N., LABEKE, D. V., BAIDA, F. I., AND SALUT, R. **Electro-optic effect exaltation on lithium niobate photonic crystals due to slow photons.** *Applied Physics Letters* 89, 24 (2006), 241110.
- [50] CALERO, V., SUAREZ, M. A., SALUT, R., BAIDA, F., CASPAR, A., BEHAGUE, F., COURJAL, N., GALTIER, L., GILLETTE, L., DUVILLARET, L., GABORIT, G., AND BERNAL, M. P. **An ultra wideband-high spatial resolution-compact electric field sensor based on lab-on-fiber technology.** *Scientific Reports* 9, 1 (2019).
- [51] ZHANG, X., HOSSEINI, A., SUBBARAMAN, H., WANG, S., ZHAN, Q., LUO, J., JEN, A. K.-Y., AND CHEN, R. T. **Integrated photonic electromagnetic field sensor based on broadband bowtie antenna coupled silicon organic hybrid modulator.** *Journal of Lightwave Technology* 32, 20 (2014), 3774–3784.
- [52] SASAGAWA, K., AND TSUCHIYA, M. **An electrooptic sensor with sub-millivolt sensitivity using a nonlinear optical disk resonator.** In *2005 International Topical Meeting on Microwave Photonics* (2005), IEEE.
- [53] **Online.** <https://photonics.ixblue.com/store/lithium-niobate-electro-optic-modulator/intensity-modulators>.
- [54] JANNER, D., TULLI, D., GARCÍA-GRANDA, M., BELMONTE, M., AND PRUNERI, V. **Micro-structured integrated electro-optic LiNbO₃ modulators.** *Laser & Photonics Review* 3, 3 (2009), 301–313.
- [55] KOBAYASHI, R., TAJIMA, K., KUWABARA, N., AND TOKUDA, M. **Optical bias angle control method for electric field sensor using mach-zehnder interferometer.**

- Electronics and Communications in Japan (Part I: Communications)* 83, 8 (2000), 53–61.
- [56] ZHANG, J., LUO, C., AND ZHAO, Z. **Design and application of integrated optics sensor for measurement of intense pulsed electric field.** *Journal of Lightwave Technology* 37, 4 (2019), 1440–1448.
- [57] MEIER, T., KOSTRZEWA, C., PETERMANN, K., AND SCHUPPERT, B. **Integrated optical e-field probes with segmented modulator electrodes.** *Journal of Lightwave Technology* 12, 8 (1994), 1497–1503.
- [58] **Online.** <https://www.srico.com/products/>.
- [59] XU, M., HE, M., ZHANG, H., JIAN, J., PAN, Y., LIU, X., CHEN, L., MENG, X., CHEN, H., LI, Z., XIAO, X., YU, S., YU, S., AND CAI, X. **High-performance coherent optical modulators based on thin-film lithium niobate platform.** *Nature Communications* 11, 1 (2020).
- [60] HONARDOOST, A., ABDELSALAM, K., AND FATHPOUR, S. **Rejuvenating a versatile photonic material: Thin-film lithium niobate.** *Laser & Photonics Reviews* 14, 9 (2020), 2000088.
- [61] FU, Y., ZHANG, X., HRAIMEL, B., LIU, T., AND SHEN, D. **Mach-zehnder: A review of bias control techniques for mach-zehnder modulators in photonic analog links.** *IEEE Microwave Magazine* 14, 7 (nov 2013), 102–107.
- [62] NAGHSKI, D., BOYD, J., JACKSON, H., SRIRAM, S., KINGSLEY, S., AND LATESS, J. **An integrated photonic mach-zehnder interferometer with no electrodes for sensing electric fields.** *Journal of Lightwave Technology* 12, 6 (1994), 1092–1098.
- [63] WANG, H., ZHUANG, C., ZENG, R., XIE, S., AND HE, J. **Transient voltage measurements for overhead transmission lines and substations by metal-free and contactless integrated electro-optic field.** *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 66, 1 (2019), 571–579.
- [64] OGAWA, O., SOWA, T., AND ICHIZONO, S. **A guided-wave optical electric field sensor with improved temperature stability.** *Journal of Lightwave Technology* 17, 5 (1999), 823–830.
- [65] LI, Z., YUAN, H., CUI, Y., DING, Z., AND ZHAO, L. **Measurement of distorted power-frequency electric field with integrated optical sensor.** *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 68, 4 (2019), 1132–1139.
- [66] **Online.** <https://en.kapteos.com/produits-services>.
- [67] ZHANG, J., ZHAO, Z., LI, C., AND LI, Y. **Broad-band integrated optical electric field sensor using reflection mach-zehnder waveguide modulator.** *Fiber and Integrated Optics* 36, 4-5 (2017), 157–164.
- [68] EBBERS, C. A. **Thermally insensitive, single-crystal, biaxial electro-optic modulators.** *Journal of the Optical Society of America B* 12, 6 (jun 1995), 1012.
- [69] JARRIGE, P. **Développement d'une sonde électro-optique dédiée à la mesure simultanée du champ électrique et de la température au sein des milieux biologiques.** phdthesis, Université de Grenoble, 2013.

- [70] ABARKAN, M., SALVESTRINI, J., FONTANA, M., AND AILLERIE, M. **Frequency and wavelength dependences of electro-optic coefficients in inorganic crystals.** *Applied Physics B: Lasers and Optics* 76, 7 (2003), 765–769.
- [71] COURJAL, N., CASPAR, A., CALERO, V., ULLIAC, G., SUAREZ, M., GUYOT, C., AND BERNAL, M.-P. **Simple production of membrane-based LiNbO₃ micro-modulators with integrated tapers.** *Optics Letters* 41, 21 (nov 2016), 5110.
- [72] SHI, Y., PSALTIS, D., MARRAKCHI, A., AND TANGUAY, A. R. **Photorefractive incoherent-to-coherent optical converter.** *Applied Optics* 22, 23 (1983), 3665.
- [73] ARMITAGE, D., THACKARA, J. I., CLARK, N. A., AND HANDSCHY, M. A. **Ferroelectric liquid crystal spatial light modulator.** *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 144, 5 (1987), 309–316.
- [74] TAKIZAWA, K., KIKUCHI, H., FUJIKAKE, H., AND OKADA, M. **Transmission mode spatial light modulator using a bi₂SiO₂ crystal and polymer-dispersed liquid-crystal layers.** *Applied Physics Letters* 56, 11 (1990), 999–1001.
- [75] HUIGNARD, J. P., AND MICHERON, F. **High-sensitivity read-write volume holographic storage in bi₁₂SiO₂₀ and bi₁₂GeO₂₀ crystals.** *Applied Physics Letters* 29, 9 (nov 1976), 591–593.
- [76] CASASENT, D., CAIMI, F., AND KHOMENKO, A. **Test and evaluation of the soviet prom and priz spatial light modulators.** *Applied Optics* 20, 24 (1981), 4215.
- [77] LIU, T., GUO, S.-S., ZHAO, J.-H., GUAN, J., AND WANG, X.-L. **Planar optical waveguides in nd:BSO crystals fabricated by he and c ion implantation.** *Optical Materials* 33, 3 (2011), 385–388.
- [78] PELLI, S., BERNESCHI, S., CONTI, G., SORIA, S., RIGHINI, G., BANYASZ, I., LENGYEL, K., PETER, A., WATTERICH, A., LOHNER, T., FRIED, M., AND ZOLNAI, Z. **Characterisation of optical waveguides in bgo crystals fabricated by n⁺ ion implantation.** In *Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/EQEC), 2011 Conference on and 12th European Quantum Electronics Conference* (2011), pp. 1–1.
- [79] BÁNYÁSZ, I., RAJTA, I., NAGY, G., ZOLNAI, Z., HAVRANEK, V., PELLI, S., VERES, M., BERNESCHI, S., NUNZI-CONTI, G., AND RIGHINI, G. **Fabrication of optical channel waveguides in crystals and glasses using macro- and micro ion beams.** *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 331 (2014), 157–162.
- [80] LIU, T., KONG, W.-J., REN, Y.-Y., AND CHENG, Y. **Optical waveguide in nd:bi₁₂SiO₂₀ crystal produced by multi-energy c ion implantation.** *Chinese Physics B* 26, 7 (jun 2017), 076105.
- [81] HAYASHI, H., AND FUJII, Y. **Programmable optical guided-wave device using bi₁₂SiO₂₀ crystal.** *IEEE Journal of Quantum Electronics* 14, 11 (nov 1978), 848–854.
- [82] TADA, K., KUHARA, Y., TATSUMI, M., AND YAMAGUCHI, T. **Liquid-phase epitaxial growth of bismuth silicon oxide single-crystal film: a new optically activated optical switch.** *Applied Optics* 21, 16 (1982), 2953.

- [83] YODEN, K. E., EASON, R. W., GOWER, M. C., AND VAINOS, N. A. **Epitaxial growth of bi₁₂geo₂₀thin-film optical waveguides using excimer laser ablation.** *Applied Physics Letters* 59, 16 (1991), 1929–1931.
- [84] BONETTO, R. D., LADAGA, J. L., AND PONZ, E. **Measuring surface topography by scanning electron microscopy. II. analysis of three estimators of surface roughness in second dimension and third dimension.** *Microscopy and Microanalysis* 12, 2 (2005), 178–186.
- [85] ALFERNESS, R. **Waveguide electrooptic modulators.** *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 30, 8 (1982), 1121–1137.
- [86] JOHLEN, D., RENNER, H., AND BRINKMEYER, E. **Measurement of the birefringence of UV-written channel silica waveguides by magneto-optic polarization-mode coupling.** *Journal of Lightwave Technology* 18, 2 (2000), 185–192.
- [87] JAMON, D., ROYER, F., PARSY, F., GHIBAUDO, E., AND BROQUIN, J. E. **Birefringence measurements in optical waveguides.** *Journal of Lightwave Technology* 31, 19 (2013), 3151–3157.
- [88] JORDAN, E. **Dimensionnement et réalisation d'un rotateur de polarisation à évolution de mode en optique intégrée sur verre.** PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2016.
- [89] SOHLER, W., HU, H., RICKEN, R., QUIRING, V., VANNAHME, C., HERRMANN, H., BÜCHTER, D., REZA, S., GRUNDKÖTTER, W., ORLOV, S., SUCHE, H., NOUROOZI, R., AND MIN, Y. **Integrated optical devices in lithium niobate.** *Optics and Photonics News* 19, 1 (2008), 24.
- [90] SUZUKI, E., ARAKAWA, S., OTA, H., ARAI, K., AND SATO, R. **Optical magnetic field probe with a loop antenna element doubly loaded with electrooptic crystals.** *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 46, 4 (2004), 641–647.
- [91] AYDE, R., GABORIT, G., DAHDAH, J., DUVILLARET, L., COURJAL, N., GUYOT, C., SABLON, R., PERRIER, A.-L., AND BEUF, O. **Unbiased electro-optic waveguide as a sensitive nuclear magnetic resonance sensor.** *IEEE Photonics Technology Letters* 26, 12 (jun 2014), 1266–1269.
- [92] STRAKE, E., BAVA, G., AND MONTROSSET, I. **Guided modes of ti:LiNbO₃/sub 3/ channel waveguides: a novel quasi-analytical technique in comparison with the scalar finite-element method.** *Journal of Lightwave Technology* 6, 6 (jun 1988), 1126–1135.
- [93] GANGULY, P., SEN, D. C., DATT, S., BISWAS, J. C., AND LAHIRI, S. K. **Simulation of refractive index profiles for titanium indiffused lithium niobate channel waveguides.** *Fiber and Integrated Optics* 15, 2 (1996), 135–147.
- [94] MINAKATA, M., SAITO, S., SHIBATA, M., AND MIYAZAWA, S. **Precise determination of refractive-index changes in ti-diffused LiNbO₃ optical waveguides.** *Journal of Applied Physics* 49, 9 (1978), 4677–4682.
- [95] YONEKURA, K., JIN, L., AND TAKIZAWA, K. **Measurement of wavelength dependence of electro-optic coefficients r_{22} of non-doped and 5% MgO-doped congruent LiNbO₃ crystals and 1.8% MgO-doped quasi-stoichiometric**

- LiNbO₃ crystal by multiple reflection interference method.** *Optical Review* 14, 4 (2007), 194–200.
- [96] WANG, H., ZENG, R., AND ZHUANG, C. **Thermal variation of electric field sensor bias caused by anisotropy of LiNbO₃.** *Applied Physics Letters* 114, 14 (2019), 143501.
- [97] SMITH, R. T., AND WELSH, F. S. **Temperature dependence of the elastic, piezoelectric, and dielectric constants of lithium tantalate and lithium niobate.** *Journal of Applied Physics* 42, 6 (1971), 2219–2230.
- [98] SMITH, D., RICCIUS, H., AND EDWIN, R. **Refractive indices of lithium niobate.** *Optics Communications* 17, 3 (jun 1976), 332–335.
- [99] ZOOK, J. D., CHEN, D., AND OTTO, G. N. **TEMPERATURE DEPENDENCE AND MODEL OF THE ELECTRO-OPTIC EFFECT IN LiNbO₃.** *Applied Physics Letters* 11, 5 (1967), 159–161.
- [100] KIM, S., HONG, Y.-P., AND LEE, D.-J. **Polarization insensitive electro-optic probe using birefringence-free interferometric modulation.** *Optics Letters* 44, 11 (2019), 2895.
- [101] SHEN, S., SHE, J., AND TAO, T. **Optimal design of achromatic true zero-order waveplates using twisted nematic liquid crystal.** *Journal of the Optical Society of America A* 22, 5 (2005), 961.
- [102] KAMALI, S. M., ARBABI, E., ARBABI, A., AND FARAON, A. **A review of dielectric optical metasurfaces for wavefront control.** *Nanophotonics* 7, 6 (jun 2018), 1041–1068.
- [103] DEVLIN, R. C., KHORASANINEJAD, M., CHEN, W. T., OH, J., AND CAPASSO, F. **Broadband high-efficiency dielectric metasurfaces for the visible spectrum.** *Proceedings of the National Academy of Sciences* 113, 38 (2016), 10473–10478.
- [104] HU, J., ZHAO, X., LIN, Y., ZHU, A., ZHU, X., GUO, P., CAO, B., AND WANG, C. **All-dielectric metasurface circular dichroism waveplate.** *Scientific Reports* 7, 1 (2017).
- [105] SHEN, B., WANG, P., POLSON, R., AND MENON, R. **Ultra-high-efficiency metamaterial polarizer.** *Optica* 1, 5 (nov 2014), 356.
- [106] BAIDA, F., AND LABEKE, D. V. **Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films.** *Optics Communications* 209, 1-3 (2002), 17–22.
- [107] BAIDA, F. I., BELKHIR, A., LABEKE, D. V., AND LAMROUS, O. **Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range: Role of the plasmonic modes.** *Physical Review B* 74, 20 (2006).
- [108] ZHAO, Y., AND ALÙ, A. **Manipulating light polarization with ultrathin plasmonic metasurfaces.** *Physical Review B* 84, 20 (2011).
- [109] DAHDAH, J., HOBLOS, J., AND BAIDA, F. I. **Nanocoaxial waveguide grating as quarter-wave plates in the visible range.** *IEEE Photonics Journal* 4, 1 (2012), 87–94.

- [110] LIU, Z., LI, Z., LIU, Z., CHENG, H., LIU, W., TANG, C., GU, C., LI, J., CHEN, H.-T., CHEN, S., AND TIAN, J. **Single-layer plasmonic metasurface half-wave plates with wavelength-independent polarization conversion angle.** *ACS Photonics* 4, 8 (2017), 2061–2069.
- [111] HALE, P. D., AND DAY, G. W. **Stability of birefringent linear retarders (wave-plates).** *Applied Optics* 27, 24 (1988), 5146.
- [112] BASSIGNOT, F., COURJON, E., ULLIAC, G., BALLANDRAS, S., LESAGE, J.-M., AND PETIT, R. **Acoustic resonator based on periodically poled transducers: Fabrication and characterization.** *Journal of Applied Physics* 112, 7 (2012), 074108.
- [113] KOVALEVICH, T., BELHARET, D., ROBERT, L., KIM, M.-S., HERZIG, H. P., GROSJEAN, T., AND BERNAL, M.-P. **Experimental evidence of bloch surface waves on photonic crystals with thin-film LiNbO₃ as a top layer.** *Photonics Research* 5, 6 (2017), 649.
- [114] MA, J., YE, X., AND JIN, B. **Structure and application of polarizer film for thin-film-transistor liquid crystal displays.** *Displays* 32, 2 (2011), 49–57.
- [115] HEE CHOI, B., LEE, H.-H., JIN, S., CHUN, S., AND KIM, S.-H. **Characterization of the optical properties of silver nanoparticle films.** *Nanotechnology* 18, 7 (2007), 075706.
- [116] MATSUDA, S., YASUDA, Y., AND ANDO, S. **Fabrication of polyimide-blend thin films containing uniformly oriented silver nanorods and their use as flexible, linear polarizers.** *Advanced Materials* 17, 18 (2005), 2221–2224.
- [117] GOTO, S., MIYATAKE, M., AND SAIKI, Y. **40-1:distinguished paper: A novel ultrathin polarizer to achieve thinner and more-flexible displays.** *SID Symposium Digest of Technical Papers* 47, 1 (2016), 510–513.
- [118] FENG, J., ZHAO, Y., LIN, X.-W., HU, W., XU, F., AND LU, Y.-Q. **A transfective nano-wire grid polarizer based fiber-optic sensor.** *Sensors* 11, 3 (2011), 2488–2495.
- [119] **Online.** <https://www.corning.com/au/en/products/advanced-optics/product-materials/specialty-fiber/polarcor-ultra-thin-glass-polarizer.html>.
- [120] CHEN, L., WANG, J. J., WALTERS, F., DENG, X., BUONANNO, M., TAI, S., AND LIU, X. **Large flexible nanowire grid visible polarizer made by nanoimprint lithography.** *Applied Physics Letters* 90, 6 (2007), 063111.
- [121] WANG, J., CHEN, L., TAI, S., DENG, X., SCIORTINO, P., DENG, J., AND LIU, F. **Wafer-based nanostructure manufacturing for integrated nano optic devices.** *Journal of Lightwave Technology* 23, 2 (2005), 474–485.
- [122] WANG, J. J., CHEN, L., LIU, X., SCIORTINO, P., LIU, F., WALTERS, F., AND DENG, X. **30-nm-wide aluminum nanowire grid for ultrahigh contrast and transmittance polarizers made by UV-nanoimprint lithography.** *Applied Physics Letters* 89, 14 (2006), 141105.
- [123] **Online.** <https://www.corning.com/media/worldwide/csm/documents/Polarcor%E2%84%A2%20Ultrathin%E2%84%A2%20Product%20Information%20Sheet.pdf>.

- [124] YEE, K. **Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media.** *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 14, 3 (1966), 302–307.
- [125] YANG, Z., AND LU, Y. **Broadband nanowire-grid polarizers in ultraviolet-visible-near-infrared regions.** *Optics Express* 15, 15 (2007), 9510.
- [126] WANG, J., DENG, J., DENG, X., LIU, F., SCIORTINO, P., CHEN, L., NIKOLOV, A., AND GRAHAM, A. **Innovative high-performance nanowire-grid polarizers and integrated isolators.** *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 11, 1 (2005), 241–253.
- [127] SALVESTRINI, J. P., GUILBERT, L., FONTANA, M., ABARKAN, M., AND GILLE, S. **Analysis and control of the DC drift in LiNbO₃based mach–zehnder modulators.** *Journal of Lightwave Technology* 29, 10 (2011), 1522–1534.
- [128] BETTAHAR, H., CASPAR, A., CLEVY, C., COURJAL, N., AND LUTZ, P. **Photo-robotic positioning for integrated optics.** *IEEE Robotics and Automation Letters* (2016), 1–1.
- [129] BETTAHAR, H., CLEVY, C., BEHAGUE, F., COURJAL, N., AND LUTZ, P. **Novel strategy for high precision automated robotic positioning based on fabry-perot interferometry principle.** In *2018 IEEE 14th International Conference on Automation Science and Engineering (CASE)* (2018), IEEE.
- [130] BETTAHAR, H., CLEVY, C., COURJAL, N., AND LUTZ, P. **Force-position photo-robotic approach for the high-accurate micro-assembly of photonic devices.** *IEEE Robotics and Automation Letters* 5, 4 (2020), 6396–6402.
- [131] CARPENTER, L., BERRY, S., AND GAWITH, C. **Ductile dicing of LiNbO₃ ridge waveguide facets to achieve 0.29 nm surface roughness in single process step.** *Electronics Letters* 53, 25 (2017), 1672–1674.
- [132] CARPENTER, L. G., ROGERS, H. L., COOPER, P. A., HOLMES, C., GATES, J. C., AND SMITH, P. G. R. **Low optical-loss facet preparation for silica-on-silicon photonics using the ductile dicing regime.** *Journal of Physics D: Applied Physics* 46, 47 (2013), 475103.
- [133] COURJAL, N., GUICHARDAZ, B., ULLIAC, G., RAUCH, J.-Y., SADANI, B., LU, H.-H., AND BERNAL, M.-P. **High aspect ratio lithium niobate ridge waveguides fabricated by optical grade dicing.** *Journal of Physics D: Applied Physics* 44, 30 (2011), 305101.
- [134] COURJAL, N., DEVAUX, F., GERTHOFFER, A., GUYOT, C., HENROT, F., NDAO, A., AND BERNAL, M.-P. **Low-loss LiNbO₃ tapered-ridge waveguides made by optical-grade dicing.** *Optics Express* 23, 11 (2015), 13983.
- [135] JIA, Y., RÜTER, C. E., AKHMADALIEV, S., ZHOU, S., CHEN, F., AND KIP, D. **Ridge waveguide lasers in nd:YAG crystals produced by combining swift heavy ion irradiation and precise diamond blade dicing.** *Optical Materials Express* 3, 4 (2013), 433.
- [136] WAESSELMANN, S. H., RÜTER, C. E., KIP, D., KRÄNKEL, C., AND HUBER, G. **Nd:sapphire channel waveguide laser.** *Optical Materials Express* 7, 7 (jun 2017), 2361.

- [137] CASPAR, A., ROUSSEY, M., HAYRINEN, M., LAUKKANEN, J., PERIGNON, A., BEHAGUE, F., CALERO, V., ULLIAC, G., BERNAL, M.-P., KUITTINEN, M., AND COURJAL, N. **High-aspect-ratio LiNbO₃ ridge waveguide with vertical buffer layer and enhanced electro-optical efficiency.** *Journal of Lightwave Technology* 36, 13 (2018), 2702–2707.

