



**HAL**  
open science

# Mise en oeuvre des procédés potentiels d'évacuation des charges pyroélectriques sur niobate de lithium coupe Z

Anne-Laure Pointel

► **To cite this version:**

Anne-Laure Pointel. Mise en oeuvre des procédés potentiels d'évacuation des charges pyroélectriques sur niobate de lithium coupe Z. Matériaux. Université Bourgogne Franche-Comté, 2022. Français. NNT : 2022UBFCD001 . tel-03599319

**HAL Id: tel-03599319**

**<https://theses.hal.science/tel-03599319v1>**

Submitted on 7 Mar 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 de Matériaux

Par

Anne-Laure Pointel

Mise en œuvre des procédés potentiels d'évacuation des charges pyroélectriques  
sur niobate de lithium coupe Z

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 18 janvier 2022

Composition du Jury :

M. Maxime Jacquot	Professeur – Université de Bourgogne Franche-Comté	Président
Mme. Virginia D'Auria	Maîtresse de conférence – Institut de Physique Nice	Rapporteure
Mme. Rachel Grange	Professeure associée – ETH Zurich	Rapporteure
Mme. Angélique Rissons	Professeure – ISAE-SUPAERO Toulouse	Examinatrice
Mme. Christine Restoin	Professeure – Institut de recherche XLIM Limoges	Examinatrice
M. Fabrice Devaux	Professeur – Université de Bourgogne Franche-Comté	Directeur de thèse
M. Jérôme Hauden	Directeur R&D – iXblue Besançon	Codirecteur de thèse
M. Olivier Gilard	Responsable technique – CNES Toulouse	Invité



**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 de Matériaux

Par

Anne-Laure Pointel

Mise en œuvre des procédés potentiels d'évacuation des charges pyroélectriques  
sur niobate de lithium coupe Z

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 18 janvier 2022

Composition du Jury :

M. Maxime Jacquot	Professeur – Université de Bourgogne Franche-Comté	Président
Mme. Virginia D'Auria	Professeure – Institut de Physique Nice	Rapporteure
Mme. Rachel Grange	Professeure associée – ETH Zurich	Rapporteure
Mme. Angélique Rissons	Professeure – ISAE-SUPAERO Toulouse	Examinatrice
Mme. Christine Restoin	Professeure – Institut de recherche XLIM Limoges	Examinatrice
M. Fabrice Devaux	Professeur – Université de Bourgogne Franche-Comté	Directeur de thèse
M. Jérôme Hauden	Directeur R&D – iXblue Besançon	Codirecteur de thèse
M. Olivier Gilard	Responsable technique – CNES Toulouse	Invité





---

# Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Jérôme Hauden sans qui je ne me serais pas lancée dans cette aventure, merci pour ton implication, tes conseils ainsi que nos échanges constructifs. Merci également à Fabrice Devaux de m'avoir fait confiance et pour ton engagement dans ce projet.

Je tiens à remercier Olivier Gilard et Laurent Gatet du CNES pour votre implication dans cette étude, nos échanges pertinents et votre soutien. Merci à mon employeur iXblue de m'avoir soutenue dans ce projet. J'adresse mes remerciements à Rachel Grange de l'ETH à Zurich et à Virginia D'Auria de l'institut de physique de Nice qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'être rapporteuses de cette thèse. Je remercie également Angélique Rissons de l'ISAE à Toulouse et Christine Restoin de l'institut Xlim à Limoges d'avoir accepté d'être examinatrices et Maxime Jacquot de l'université de Bourgogne Franche-Comté d'être président.

Je remercie tout particulièrement ceux qui ont participé et m'ont permis de concrétiser ces travaux : Odile, Gwendoline, Fatima, Carole, Émile, Estelle, Jennifer, Pascal. J'adresse aussi mes remerciements à ceux qui ont contribué à l'élaboration et à l'observation d'échantillons Emilie Courjon, Marina Raschetti, Laurent Robert et Florent Bassignot.

Il est essentiel de remercier ceux qui sont présents au quotidien, contribuent à la bonne humeur et aux fous rires partagés : Clément (hou hou), Guillaume, Joël, Baptiste, un grand merci à Aurore pour ta sympathie, mais aussi ta relecture et tes bons conseils, et je n'oublie pas Nicolas et François pour vos précisions.

Pour tous ceux qui m'ont accompagné dans ce projet, je voudrais vous dire un immense merci pour vos encouragements, votre soutien et votre présence : Mathilde (copiiiine), David, Julie, Lolo, Rémy, Steve, Clément, Adrien, Carmen, Romain, Yoshi, Émilie, Maxime, Gaëlle, Yves, Charlotte, Pascal, Anne-Sophie, Guillaume, Lionel, Alice, Laurent, Alexandre, Anthony, Corinne, Sophie, Nicolas, Henri, Marianne, Valérie, et je remercie ma mère qui m'a toujours soutenue.

Enfin, je remercie tout particulièrement Loïc pour ton soutien quotidien indéfectible, tes encouragements dans les moments de doute et de me supporter dans ce que j'ai entrepris.

Un grand merci à vous tous !



---

# Liste des abréviations

## *A*

**ADS** : Airbus Defense and Space

## *B*

**BPM** : Beam Propagation Method (Méthode de propagation de faisceau)

**BPSK** : Binary Phase Shift Keying (modulation de phase à deux états)

## *C*

**CAST** : China Academy of Space Technology (Académie chinoise de technologie spatiale)

**CNES** : Centre National d'Etudes Spatiales

## *D*

**DC** : Direct Current (courant continu)

**DER** : Digital Extinction Ratio (taux d'extinction dynamique)

**DFB** : Distributed FeedBack (laser à réseau de Bragg)

**DLR** : *German* Aerospace Center (Centre aérospatial allemand)

## *E*

**ESA**: European Space Agency (Agence spatiale européenne)

**ESCC**: European Space Components Coordination (Exigence européenne en matière de fabrication, d'assemblage, d'assurance qualité et de test des composants installés à bord des satellites)

## *F*

**FSO**: Free Space Optic (communication optique en espace libre)

## *G*

**GEO** : Geostationary orbit (orbite géostationnaire)

## *H*

**HEO** : Highly elliptical orbit (orbite elliptique élevée)

## *I*

**ITO**: Indium Tin Oxide (oxyde d'indium dope étain)

## *J*

**JAXA**: Japan Aerospace Exploration Agency (Agence d'exploration aérospatiale japonaise)

## *L*

**LCT** : Laser Communication Terminal (terminal de communication laser)

**LEO** : Low earth orbit (orbite terrestre basse)

**LN** : Lithium Niobate (niobate de lithium)

**LNOI** : Lithium Niobate on Insulator (couche mince en niobate de lithium sur isolant)

## *M*

**MEO** : Medium earth orbit (orbite terrestre moyenne)

**MIL-STD** : Military Standards (norme du Département de la Défense des États-Unis)

**MZ** : Mach-Zehnder

## *N*

**NASA** : National Aeronautics and Space Administration (Administration nationale de l'aéronautique et de l'espace)

## *O*

**OOK** : On-Off keying (codage marche-arrêt)

## *P*

**PDM-QPSK**: Polarisation Division Multiplexing Quadrature Phase Shift Keying (modulation de phase à quatre états et multiplexage de polarisation)

## *Q*

**QPSK** : Quadrature phase shift keying (modulation de phase à quatre états)

## *R*

**RF** : Radiofréquence

*S*

**SAW** : Surface Acoustic Wave (dispositif à onde acoustique de surface)

*T*

**TE** : Transverse Electrique

**TEB** : Taux d'erreur binaire

**TFLN** : Thin Film Lithium Niobate (couche mince de niobate de lithium)

**TM**: Transverse Magnétique

*U*

**URSS** : Union des Républiques Socialistes Soviétiques

*W*

**WKB** : Wenzel-Kramers-Brillouin



---

# Table des matières

<b>Remerciements.....</b>	<b>5</b>
<b>Liste des abréviations.....</b>	<b>7</b>
<b>Table des matières.....</b>	<b>11</b>
<b>Introduction.....</b>	<b>15</b>
<b>Chapitre 1: Conditions et limitations d'utilisation des modulateurs électro-optiques en niobate de lithium pour les télécommunications spatiales.....</b>	<b>17</b>
1.1 Les télécommunications optiques spatiales.....	18
1.1.1 Historique sur les télécommunications spatiales.....	18
1.1.2 Utilisation des télécommunications spatiales.....	21
1.1.3 L'environnement spatial.....	24
1.2 Le modulateur électro-optique en niobate de lithium.....	28
1.2.1 Principe du modulateur électro-optique.....	28
1.2.2 L'effet électro-optique dans le niobate de lithium.....	29
1.2.3 La modulation électro-optique sur niobate de lithium.....	31
1.2.4 Le modulateur d'intensité.....	33
1.2.5 Architecture du modulateur d'intensité en niobate de lithium.....	34
1.2.6 Comparaison coupe X / coupe Z.....	36
1.3 Effet pyroélectrique dans les modulateurs en niobate de lithium.....	36
1.3.1 La polarisation spontanée.....	37
1.3.2 Impact de l'effet pyroélectrique sur le modulateur coupe Z.....	38
1.3.3 Mesure de l'effet pyroélectrique sur le modulateur.....	40
1.4 Conclusion.....	41
<b>Chapitre 2: Étude et caractérisation de l'effet pyroélectrique dans le niobate de lithium.....</b>	<b>43</b>
2.1 Le niobate de lithium.....	44
2.1.1 Historique.....	44
2.1.2 Élaboration.....	45
2.1.3 Structure.....	45
2.1.4 Composition.....	46
2.2 La ferroélectricité du niobate de lithium.....	47
2.2.1 Propriété physique.....	47



2.2.2	Classification de la matière.....	48
2.2.3	La polarisation spontanée.....	49
2.2.4	La pyroélectricité.....	50
2.2.5	Évaluation du coefficient pyroélectrique.....	53
2.2.6	Mesures expérimentales.....	53
2.3	Dynamique du phénomène de pyroélectricité.....	56
2.3.1	Comportement électrique approche maxwellienne.....	56
2.3.2	Modèle du condensateur plan.....	57
2.3.3	Temps de relaxation du phénomène pyroélectrique.....	59
2.4	Simulations numériques.....	60
2.4.1	Modélisation numérique.....	60
2.4.2	Comparaison résolution numérique.....	61
2.5	Conclusion.....	63
<b>Chapitre 3: Analyse de l'impact de la pyroélectricité sur la propagation guidée intégrée sur niobate de lithium coupe Z.....</b>		<b>65</b>
3.1	Les guides optiques.....	66
3.1.1	L'optique guidée.....	66
3.1.2	La réalisation des guides optiques intégrés sur niobate de lithium.....	67
3.1.3	La propagation de la lumière.....	70
3.1.4	Les pertes optiques.....	73
3.2	Influence de la face du cristal.....	75
3.2.1	Historique.....	75
3.2.2	Problématique inversion de domaines.....	76
3.2.3	Inversion de polarisation.....	77
3.3	Effet électro-optique induit par une variation de température.....	78
3.3.1	Champ électrique interne induit par une variation de température.....	78
3.3.2	Simulation du mode optique déformé par variation de température.....	80
3.3.3	Propagation dans les guides déformés par effet pyroélectrique.....	82
3.3.4	Démonstration expérimentale.....	86
3.4	Facteurs influents.....	88
3.4.1	Le profil d'indice.....	88
3.4.2	L'indice effectif.....	88
3.4.3	Recouvrement entre mode du guide et mode de la fibre.....	89
3.4.4	La température de compensation.....	89
3.5	Conclusion.....	90

<b>Chapitre 4: Caractérisation et élaboration des méthodes mises en œuvre pour compenser l'effet pyroélectrique .....</b>	<b>93</b>
4.1 Compensation de l'effet pyroélectrique .....	94
4.1.1 Accumulation de charges.....	94
4.1.2 Techniques de compensation.....	95
4.2 Insertion d'une couche antistatique.....	96
4.2.1 Méthode de dépôt .....	96
4.2.2 Abaque dépôt ITO .....	97
4.2.3 Influence sur l'effet pyroélectrique .....	98
4.3 Inversion de domaines ferroélectriques .....	101
4.3.1 Dissipation des charges par inversion périodique de la polarisation.....	101
4.3.2 Réalisation des guides optiques avant le poling .....	102
4.3.3 Réalisation des guides optiques après le poling .....	103
4.4 Effet sur la modulation électro-optique .....	105
4.4.1 Influence des paramètres électriques de la couche antistatique.....	105
4.4.2 Influence sur les paramètres du modulateur .....	106
4.5 Conclusion .....	107
<b>Chapitre 5: Réalisation du modulateur électro-optique en niobate de lithium coupe Z optimisé et évaluation de ses performances.....</b>	<b>109</b>
5.1 Modulateur Dual-Drive.....	110
5.1.1 Symétrisation du système d'électrodes.....	110
5.1.2 Agencement de la couche tampon .....	112
5.1.3 Insertion d'une couche pour la distribution de charges .....	114
5.1.4 Efficacité vis-à-vis de l'effet pyroélectrique .....	116
5.2 Tests et mesures en température .....	117
5.2.1 Évaluation de l'effet pyroélectrique sur le modulateur Dual Drive.....	117
5.2.2 Démonstration expérimentale.....	118
5.3 Performances du modulateur anti pyroélectricité .....	123
5.3.1 Fabrication et efficacité du modulateur électro-optique.....	123
5.3.2 Mesure en transmission numérique .....	124
5.4 Conclusion .....	126
<b>Conclusion.....</b>	<b>127</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>131</b>

---

---

# Introduction

Les télécommunications optiques ont pris une place importante dans les transferts de données à très haut débit et sont en plein essor dans le domaine spatial qui nécessite aujourd'hui des débits de plusieurs dizaines de Gbit/s à quelques Tbit/s. Les modulateurs électro-optiques, permettant de convertir un signal électrique en un signal optique, font partie des composants essentiels à ces liens optiques. Plus particulièrement, les modulateurs électro-optiques en niobate de lithium sont des composants privilégiés pour les transmissions optiques spatiales. Leurs performances en termes de large bande passante, faibles pertes d'insertion associées à leur maturité et fiabilité en font des composants de plus en plus déployés dans cet environnement spécifique qu'est l'espace. Néanmoins les tensions de commande des modulateurs en niobate de lithium est le paramètre limitant les ressources nécessaires au fonctionnement de ce composant. Cette caractéristique doit être la plus faible possible pour permettre à l'utilisateur de minimiser les puissances électriques consommées et éviter les échauffements difficiles à contrôler en orbite.

Les modulateurs électro-optiques en niobate de lithium sur coupe X sont généralement utilisés mais les tensions de commande les plus attractives sont obtenues avec des modulateurs réalisés sur coupe Z. Néanmoins, l'instabilité de ces derniers vis-à-vis de variation de température est un inconvénient non négligeable, notamment pour des applications spatiales où l'environnement hostile peut nuire à son fonctionnement. Cette altération du comportement est due à l'effet pyroélectrique du niobate de lithium qui voit une modification de sa polarisation spontanée lors de variation de température entraînant l'apparition d'un champ électrique parasite. La pyroélectricité provoque une modification du point de fonctionnement du modulateur et de la transmission optique. L'identification et la compréhension du mécanisme intervenant dans la génération d'instabilités permet de proposer des solutions techniques pour la réalisation de modulateur électro-optique en niobate de lithium sur coupe Z stables lors de variations de température.

Cette étude concerne l'analyse du phénomène de pyroélectricité dans le cristal de niobate de lithium (LN). Elle s'intéresse d'une part à l'influence de cette propriété physique très dépendante de la température sur le comportement opérationnel des modulateurs électro-optiques réalisés en particulier dans les cristaux orientés selon l'axe Z du LN. Elle concerne d'autre part l'analyse de procédés permettant de combattre ces phénomènes et augmenter la stabilité de ces composants optiques. Ce travail s'inscrit dans le cadre d'un projet réalisé avec le CNES (Centre national d'études spatiales) pour la réalisation de modulateurs électro-optiques coupe Z avec une stabilité en température similaire à ceux réalisés sur du niobate de lithium coupe X.

Le premier chapitre décrit dans le contexte des télécommunications optiques spatiales, le rôle des satellites et des terminaux de communication laser ainsi que l'environnement hostile auxquels sont soumis les différents éléments des satellites. Il introduit le modulateur électro-optique en niobate de lithium et son principe de fonctionnement. L'architecture est considérée en regard de la tension de commande du composant. Enfin, ce chapitre introduit la notion de pyroélectricité dans le cristal qui

induit une instabilité thermique du modulateur. L'impact de cet effet sur les caractéristiques du composant est analysé.

Dans le deuxième chapitre, les propriétés physiques du niobate de lithium sont analysées. Des mesures expérimentales et des méthodes numériques permettent de mettre en évidence le comportement de type RC du cristal et la dynamique de l'effet pyroélectrique. Des simulations à l'aide d'un logiciel multi-physique montrent la possibilité de modéliser l'impact de l'effet pyroélectrique sur le modulateur électro-optique.

Dans le troisième chapitre, j'ai étudié l'impact du phénomène pyroélectrique dans les guides optiques intégrés. Il s'intéresse au comportement des guides d'ondes réalisés par diffusion titane dans le niobate de lithium coupe Z. L'effet électro-optique induit par une variation de température est analysé vis-à-vis de la propagation de modes optiques guidés. Des simulations montrent la conséquence de l'effet pyroélectrique provoqué par des modifications de température sur le profil d'indice de réfraction des guides optiques.

Le chapitre quatre est consacré aux techniques de compensation des charges qui apparaissent par effet pyroélectrique et qui perturbent le champ électrique de modulation, afin d'éliminer l'instabilité des modulateurs coupe Z. Deux méthodes sont retenues pour minimiser l'impact de l'effet pyroélectrique sur le modulateur : l'insertion d'une couche antistatique et l'inversion de domaines ferroélectriques. La technique retenue, à savoir l'insertion d'une couche de dissipation des charges, est évaluée sur les performances électriques du modulateur.

Dans le cinquième et dernier chapitre, je présente les effets de l'agencement des différentes couches constituants le modulateur. Des simulations sont utilisées pour montrer l'influence du design du modulateur sur la compensation de l'effet pyroélectrique et des réalisations expérimentales viennent corroborer ces modélisations. Enfin, le modulateur en niobate de lithium coupe Z fabriqué, est évalué en termes de performances électro-optique et de stabilité en température.

---

# Chapitre 1:

## Conditions et limitations d'utilisation des modulateurs électro-optiques en niobate de lithium pour les télécommunications spatiales

---

1.1	Les télécommunications optiques spatiales .....	18
1.1.1	Historique sur les télécommunications spatiales .....	18
1.1.2	Utilisation des télécommunications spatiales .....	21
1.1.3	L'environnement spatial.....	24
1.2	Le modulateur électro-optique en niobate de lithium .....	28
1.2.1	Principe du modulateur électro-optique.....	28
1.2.2	L'effet électro-optique dans le niobate de lithium.....	29
1.2.3	La modulation électro-optique sur niobate de lithium.....	31
1.2.4	Le modulateur d'intensité.....	33
1.2.5	Architecture du modulateur d'intensité en niobate de lithium .....	34
1.2.6	Comparaison coupe X / coupe Z .....	36
1.3	Effet pyroélectrique dans les modulateurs en niobate de lithium .....	36
1.3.1	La polarisation spontanée .....	37
1.3.2	Impact de l'effet pyroélectrique sur le modulateur coupe Z.....	38
1.3.3	Mesure de l'effet pyroélectrique sur le modulateur.....	40
1.4	Conclusion .....	41

---

Avec l'augmentation du nombre de satellites au travers des constellations et le besoin grandissant des débits nécessaires dans notre quotidien, les équipementiers de satellites délaissent peu à peu les ondes radios et se tournent vers les télécommunications optiques. En effet, que ce soit pour trouver son chemin sans se perdre, savoir quel temps il va faire, regarder un match à la télévision ou encore payer son déjeuner avec sa carte bancaire, les satellites contribuent de plus en plus à notre quotidien.

La technologie des modulateurs utilisant le niobate de lithium est mature et fortement utilisée depuis plusieurs dizaines d'années, ses bénéfices ne sont plus à démontrer pour les transmissions de données terrestres hauts débits et longues distances (aujourd'hui 100 Gbit/s par canal). Cela en fait un candidat naturellement pertinent pour les télécommunications optiques spatiales. Toutefois, les environnements spatiaux ne sont pas aussi cléments que notre atmosphère et les composants des satellites peuvent subir entre-autre de fortes variations en température, auxquelles ce matériau peut être sensible suivant la coupe cristalline utilisée.

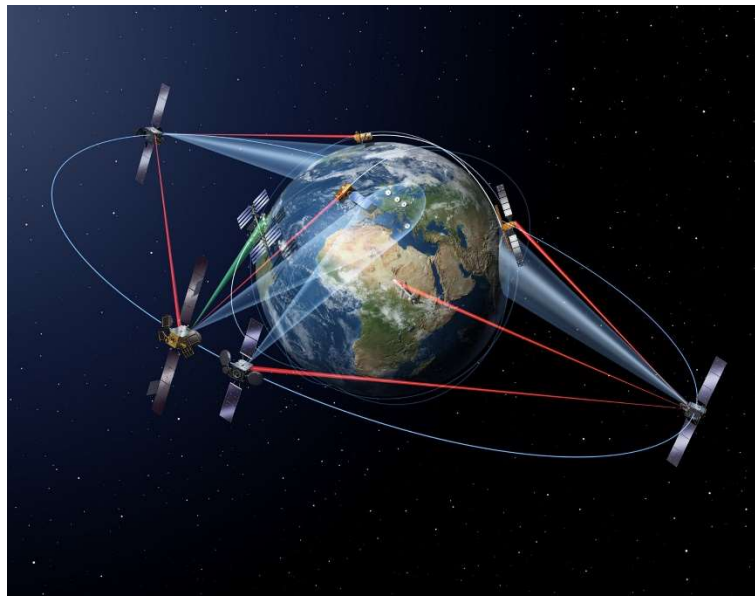
Ce chapitre décrit les télécommunications spatiales et l'environnement hostile auxquels sont soumis les satellites, présente la modulation électro-optique avec le niobate de lithium, et introduit le phénomène de pyroélectricité qui fait l'objet de ce manuscrit.

## 1.1 Les télécommunications optiques spatiales

### 1.1.1 Historique sur les télécommunications spatiales

En se basant sur les travaux du scientifique russe Konstantin Tsiolkovsky, le concept de communication par satellite est né en 1945. L'ingénieur britannique Arthur Charles Clarke décrit dans un article « Extra-terrestrial Relays – Can Rocket Stationis Give World-wide Radio Coverage ? » dans le magazine britannique *Wireless World* [1] la possibilité d'utiliser des satellites comme stations relais de signaux radio pour les communications terrestres. Il montre que si un satellite est envoyé sur une orbite à 36 000 km de la Terre (géostationnaire), il sera observé depuis la Terre comme un objet immobile. En 1959, Pierce et Kompfner ont montré qu'un système hyperfréquence utilisant des répéteurs satellites offrait plus d'avantages techniques que les alternatives disponibles [2]. A l'époque, l'idée de réaliser des relais de communication dans l'espace devient possible après le succès de Spoutnik1. Le 4 octobre 1957, l'URSS envoie le premier satellite artificiel de l'histoire qui est resté 92 jours en orbite autour de la Terre. Le premier satellite de télécommunication passif fut lancé par les Etats-Unis le 18 décembre 1958 nommé SCORE (Signal Communications Orbit Relay Equipment), capable d'enregistrer un message de quatre minutes et de le retransmettre [3]. Il suit alors le lancement de Echo1 en 1960 et Echo2 en 1964 qui étaient des ballons métalliques passifs permettant la réflexion de signaux micro-onde. Le premier satellite de communication actif est lancé en 1962, Telstar, équipé d'un récepteur et d'un émetteur. Suite aux idées de Clarke, c'est en 1963 que le premier satellite géostationnaire est lancé, Syncom. Sa capacité de transmission est équivalente à un canal de télévision de l'époque ou 50 communications simultanées. La gestion du système de télécommunications spatiales débuta en 1964 avec l'organisation Intelsat. Le premier satellite de télécommunication Intelsat 1, commercialement connu sous le nom de Early bird, a été placé en 1965 en orbite géostationnaire. Il permet de fournir 240 communications simultanément entre plusieurs pays. A la fin du XXème siècle, le débit est limité par les bandes de fréquences utilisées (10 – 20 GHz) qui deviennent saturées [4].

La demande d'une plus grande capacité de communication et d'un débit de données plus élevé a poussé les recherches vers des liaisons optiques. Les progrès de la technologie notamment avec l'apparition du laser ont ouvert la voie aux communications optiques spatiales. L'augmentation de la demande du débit de données pousse à construire une architecture de communication optique entre satellite mais également entre satellite et Terre [5]. L'expérience avec la sonde Galileo en 1992 a montré la possibilité d'une liaison montante [6]. Le projet SILEX (Semi Conductor Intersatellite Link Laser Experiment), développé par ADS (Airbus Defense and Space), le CNES (Centre National d'Etudes spatiales) et l'ESA (Agence Spatiale Européenne), a initié le développement de ces télécommunications optiques entre satellites. En 2001, une liaison optique entre deux terminaux a permis la transmission d'images vidéo à 50 Mbit/s entre le satellite de relais de données ARTEMIS et le satellite d'observation SPOT-4 [7-9]. En 2006, l'expérience LOLA permis d'établir une liaison entre le satellite ARTEMIS et un avion avec une capacité montante de 2 Mbit/s et descendante de 50 Mbit/s [10, 11]. Plusieurs autres projets ont suivi donnant lieu à différentes expériences de communication par liaisons optiques qui ont permis de mettre en évidence les avantages de ce type de liaison [12-15] et d'atteindre des débits de plusieurs téraoctets [4, 16-18]. La figure 1-1 présente les différentes liaisons de télécommunications. Il existe des communications entre satellites, entre un satellite et une plateforme ou un véhicule aérien, ou une station au sol.



*Figure 1-1 : Illustration des liaisons optiques et radiofréquences utilisées dans les télécommunications spatiales (Airbus).*

Dans une liaison optique en espace libre, un signal optique est transmis par un émetteur à un récepteur à travers l'atmosphère ou l'espace. Le télescope de l'émetteur collimate le faisceau laser modulé par un signal électrique en direction du télescope du récepteur qui convertit le signal optique en signal électrique avant d'être démodulé pour retrouver les données transmises. Les LCTs (Laser Communication Terminals) ont déjà fait leurs preuves dans diverses communications comme les liaisons entre satellites et les liaisons espace-Terre depuis 2007 [19]. Par rapport aux liaisons radiofréquences (RF), les liaisons optiques présentent plusieurs avantages [4, 5, 20] :



- La bande de fréquence utilisée par les liaisons RF est de l'ordre du GHz alors que celle des liaisons optiques s'étend jusqu'au THz autorisant des débits de données jusqu'à plusieurs centaines de Gbit/s.
- La divergence du faisceau RF est 1000 fois plus grande que celui du faisceau optique. Ceci permet d'augmenter l'intensité du signal reçu et de réduire la puissance de la source émettrice pour le même rapport signal sur bruit au niveau du récepteur.
- Les faisceaux optiques ont une directivité élevée et une faible divergence permettant une puissance d'émission plus faible ainsi qu'une sécurité accrue vis-à-vis de toute interception.
- La longueur d'onde plus courte du système optique permet de réduire la taille de l'antenne au moins d'un facteur 10 pour un même gain par rapport au signal RF, conduisant à un poids et un volume plus faible, nécessitant moins de ressource embarquée.
- Le facteur de forme plus petit des systèmes optiques permet de réduire les coûts de lancement et de déploiement des satellites.
- Le multiplexage en longueur d'onde permet d'utiliser une seule station au sol pour un système optique alors que plusieurs stations sont nécessaires pour les systèmes RF.
- La répartition des fréquences RF est soumise à une réglementation et est limitée à des fréquences inférieures à 300 GHz. A l'inverse, les bandes de fréquence utilisées par les liaisons optiques ne sont pas assignées par cette régulation.

Il existe tout de même des difficultés comme le pointage d'un faisceau laser étroit sur un satellite en mouvement depuis un autre satellite en mouvement, les phénomènes atmosphériques ou l'effet Doppler dû au mouvement relatif entre l'émetteur et le récepteur [20]. Cependant, les avantages que présentent les liaisons optiques font qu'elles se développent par rapport aux liaisons RF [21, 22]. La figure 1-2 montre un exemple potentiel de réseau de communication optique, avec des transmissions directes au sol, entre satellites et avec différents relais.

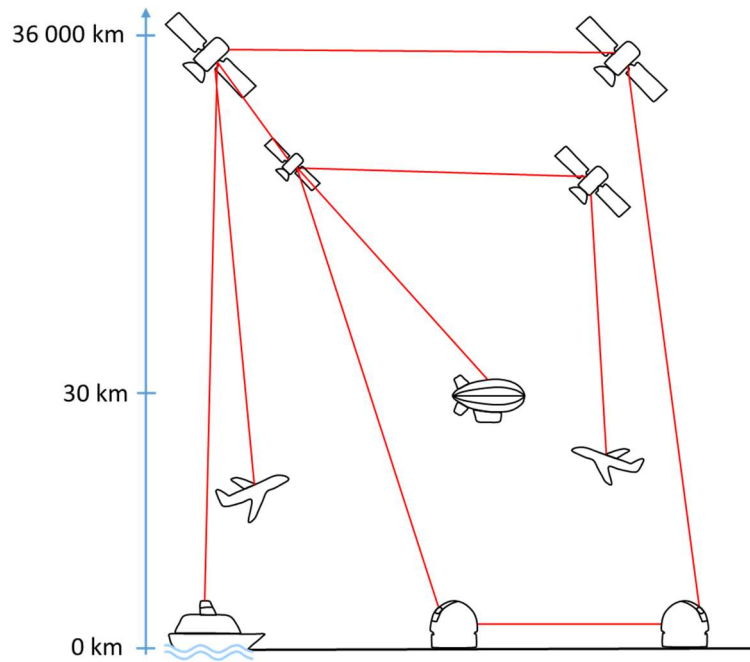


Figure 1-2 : Illustration d'un réseau de communication optique spatiale.

### 1.1.2 Utilisation des télécommunications spatiales

Les satellites sont utilisés dans divers domaines d'applications. Ils peuvent avoir un rôle scientifique permettant l'observation astronomique, la microgravité, l'observation de la Terre, l'océanographie, l'altimétrie. Les satellites ont également des applications de télécommunications, de télédétection, de positionnement, de prévision météorologique et sont également utilisés pour des applications militaires.

L'orbite du satellite définit sa mission (Fig. 1-3). L'orbite LEO (Low Earth Orbit) est l'orbite basse, elle est située entre 300 et 1 500 km environ avec une inclinaison par rapport à l'équateur suivant la mission du satellite. Elle est utilisée pour des applications militaires, de télécommunications, d'imagerie terrestre. L'orbite MEO (Medium Earth Orbit) a les mêmes caractéristiques que l'orbite LEO mais elle est située entre 8 000 et 12 000 km, les satellites sur cette orbite sont utilisés pour la localisation. L'orbite HEO (Highly Elliptical Orbit) permet au satellite d'avoir une vitesse plus basse que ceux des orbites LEO et MEO à son apogée mais plus rapide lorsque le satellite est au périhélie. Elle est dédiée à l'observation de la Terre et aux communications. Et enfin l'orbite GEO (Geostationary Orbit) qui est circulaire et située à environ 36 000 km. Depuis la Terre, le satellite paraît fixe sur cette orbite. C'est l'orbite des satellites de communication, de télévision et de certains satellites météorologiques [23].

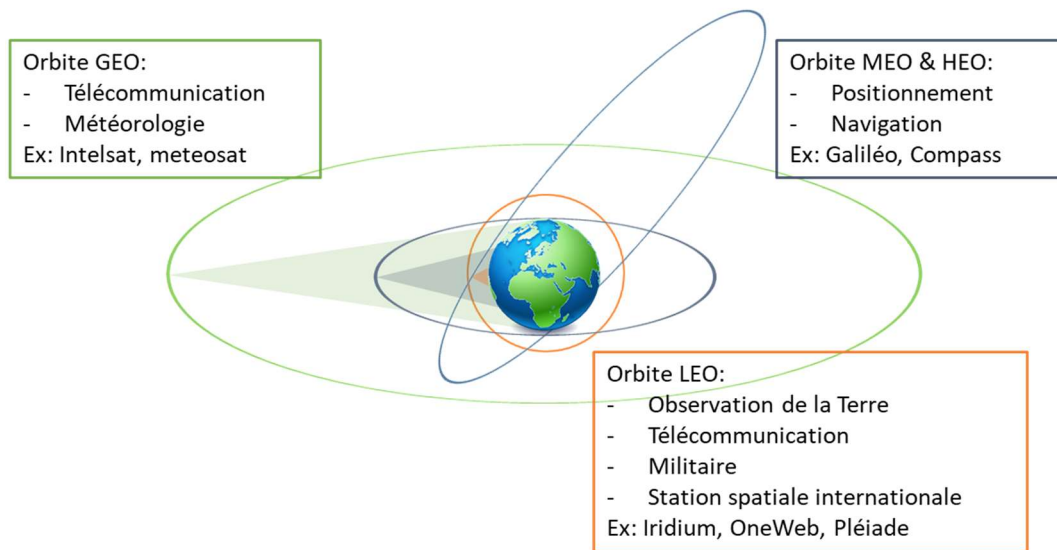


Figure 1-3 : Les différentes orbites et types de satellites associés avec leur zone de couverture.

Le besoin de communication est en constante augmentation et nécessite une large bande passante pour les télécommunications, l'augmentation de la téléphonie mobile, la télévision numérique haute définition, l'imagerie, le multimédia, etc... Les télécommunications par satellite jouent un rôle important pour répondre à cette demande, en particulier là où il est compliqué ou impossible d'implanter un réseau à fibres (désert, océan, ciel).

Dans le cas de catastrophes naturelles : tremblements de terre, éruptions volcaniques, feux, tsunamis, inondations, etc... Les satellites ont un rôle majeur pour fédérer rapidement les secours avec des informations fiables. En 2000, le CNES et l'ESA ont créés la charte « Espace et catastrophes majeures » pour fournir des images satellites en temps réel aux pays victimes de catastrophes naturelles [24]. La cartographie réalisée à partir d'images spatiales se doit d'être de plus en plus précise et transmise avec des délais très courts. A titre d'exemple, la figure 1-4 présente des images transmises par les satellites Pléiades de Beyrouth au Liban avant et après l'explosion survenue le 4 août 2020 montrant les dégâts colossaux de la déflagration.

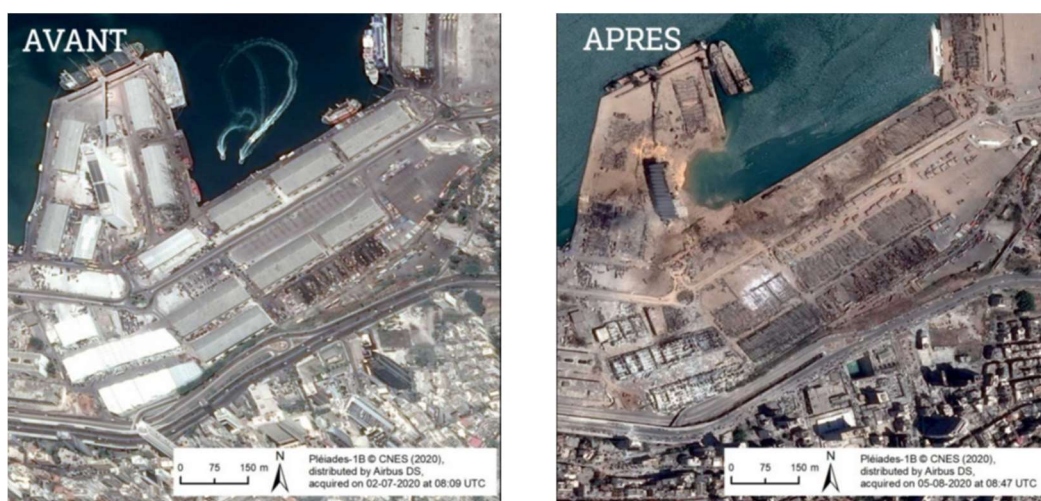


Figure 1-4 : Images Pleiades – Beyrouth activation de la Charte 08/2020 : CNES, distributed by Airbus DS.

Pour répondre au besoin croissant du transfert de données, la communication optique des satellites doit continuellement être développée et devient incontournable.

Les transmissions de communication optique permettent des liaisons large bande jusqu'à des centaines de Gbit/s nécessaires à la demande croissante du besoin en capacité de transfert de données. La figure 1-5 présente un terminal de communication optique de l'ESA créé par l'agence spatiale allemande DLR et la société TESAT à bord du satellite Alphasat. Ce terminal permet de relayer par transmission laser les données d'observation de la Terre de l'orbite basse LEO à l'orbite géostationnaire GEO avant de les transmettre à une station au sol.



Figure 1-5 : Terminal de communication laser à bord du satellite Alphasat (ESA et Tesat Spacecom GmbH).

Une liaison FSO (Free Space Optic) en espace libre nécessite un émetteur et un récepteur. La connexion se fait entre deux points à un débit très élevé par une transmission laser. Les données sous forme de signal électrique sont transmises en modulant directement un laser ou indirectement avec un composant optoélectronique externe [25]. La figure 1-6 présente une liaison permettant la transmission de données par modulation nécessitant un modulateur optoélectronique externe. Le bloc émetteur converti le signal électrique en modulant la porteuse optique. La conversion des signaux électriques en signaux optiques s'effectue en agissant sur un ou plusieurs des paramètres de la lumière à savoir son intensité, sa phase ou sa polarisation. A l'inverse, la modulation directe se fait à partir d'un signal qui module le courant d'un laser. Les signaux sont retranscrits sur la puissance optique délivrée. Les avantages de cette modulation sont le coût ainsi que le faible encombrement. L'inconvénient est le facteur de bruit dû à l'élargissement de l'impulsion optique émise par le laser et de raies latérales dans le spectre de modulation ainsi que les pertes sur de longues distances de propagation. Il n'est possible de moduler que l'amplitude, les codages nécessitant une modulation en phase ne sont pas réalisables. La solution privilégiée pour les transmissions à haut débit sur de longue distance est donc la modulation externe. Une fois le signal électrique modulé en signal optique, il se propage vers le récepteur qui détecte l'onde modulée pour récupérer les données émises.

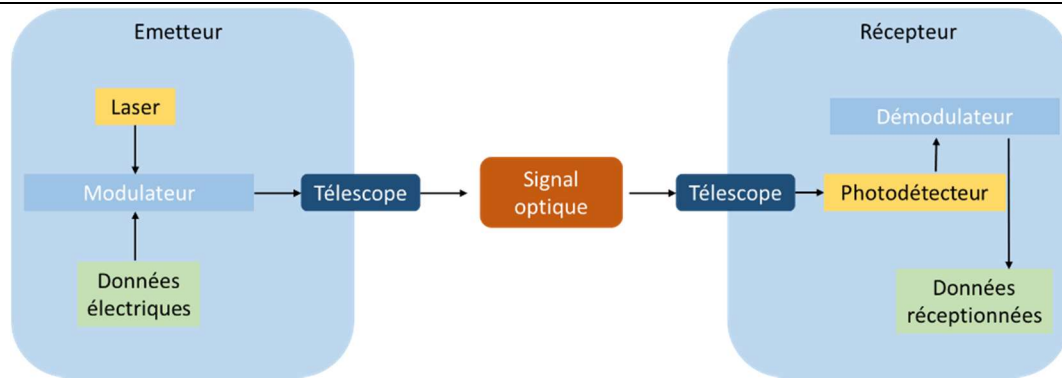


Figure 1-6 : Architecture d'une transmission optique « monocanal » avec modulation externe.

Dans la suite de ce travail, nous allons nous intéresser au modulateur externe permettant d'obtenir de plus grande bande passante et donc un haut débit.

### 1.1.3 L'environnement spatial

L'environnement spatial est très hostile, il doit être pris en compte pour la conception des véhicules spatiaux [26]. Plusieurs facteurs, résumés sur la figure 1-7, pouvant affecter fortement les engins spatiaux doivent être considérés.

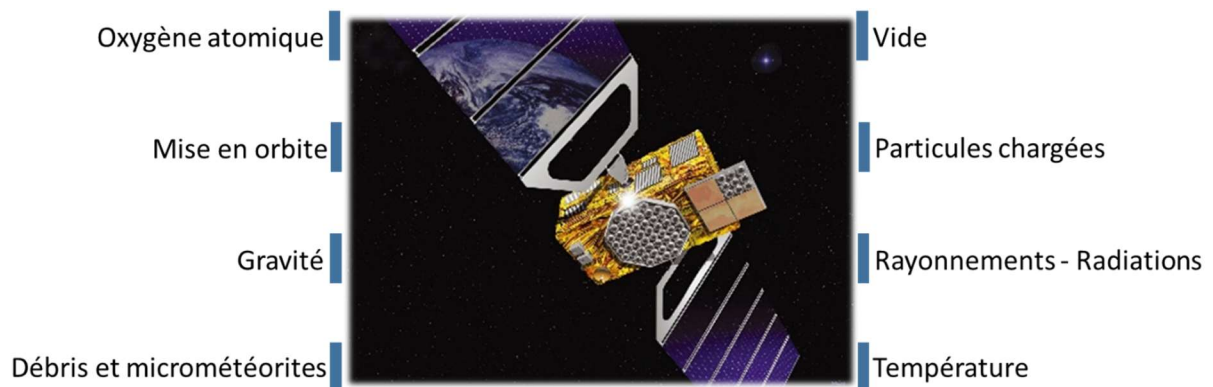


Figure 1-7 : Illustration de l'environnement hostile subi par les engins spatiaux.

Lors du lancement, l'engin spatial subit : une pression sonore, une accélération générant des vibrations et des chocs lors de l'évacuation des éléments constitutifs [27, 28]. A titre d'exemple, le lanceur Ariane 6 est spécifié pour résister à un bruit acoustique de 139.5 dB et résiste à une accélération de 1000 g [29].

Au-delà de la mise en orbite, les différentes parties composant le satellite doivent être capables d'affronter les épreuves de cet environnement sans subir ou provoquer de dégradation. La figure 1-8 présente plusieurs causes et effets de cet environnement. La durée de vie des satellites dépend de leur mission et peut atteindre quinze ans.



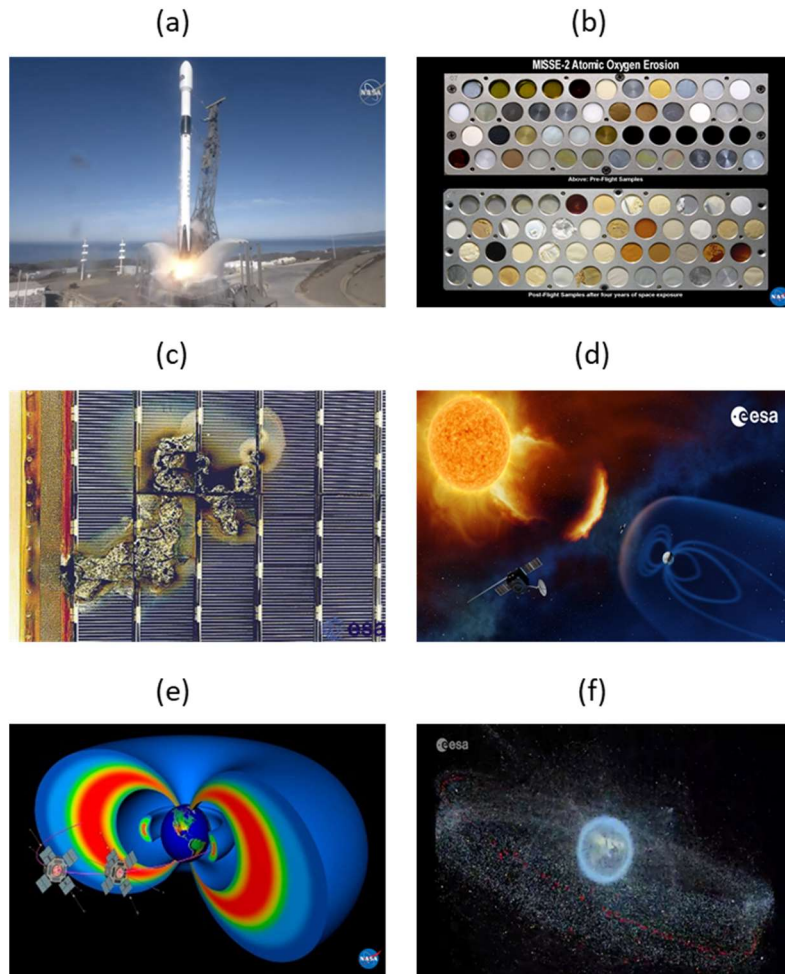


Figure 1-8 : Causes et effets de l'environnement spatial (a) Décollage du satellite d'observation Sentinel-6, (b) Erosion des matériaux à cause de l'oxygène atomique, (c) Dégradation du satellite Eureka par un arc électrique, (d) Illustration de l'énergie thermique du Soleil, (e) Description des ceintures de Van Allen, (f) Illustration des débris et micrométéorites.

L'oxygène atomique est provoqué par la décomposition de l'atmosphère. Lorsqu'il entre en collision avec des engins spatiaux, il peut provoquer des ruptures des liaisons chimiques de nombreux matériaux. L'impact de collision peut atteindre une énergie de 4 à 5 eV sur un engin spatial à 7-8 km/s [26]. Le flux d'oxygène atomique altère les surfaces et dans le cas de matière organique, il peut entraîner l'apparition de gaz volatils pouvant se condenser dans l'engin spatial et contaminer des instruments optiques. L'oxygène atomique provoque une oxydation et érode certains matériaux induisant une diminution de leur épaisseur et une altération de leur conductivité électrique (Fig. 1-8b).

Le plasma dû à la présence de particules chargées entraîne une charge de surface qui peut provoquer des décharges électrostatiques, endommagent les revêtements de surface, l'électronique ou encore les panneaux solaires (Fig. 1-8c) [26].

Le vide qui qualifie l'espace se traduit par une diminution de la pression avec l'altitude. Sur Terre, la pression est de un bar, elle n'est plus que d'un millibar si l'on se déplace verticalement de 30 km [27]. Les satellites sont placés en orbite à partir de plusieurs centaines de km au-dessus de la Terre et subissent un vide extrême qui affecte les engins spatiaux. Certains matériaux captent des gaz sur Terre et vont dégazer dans l'espace provoquant une perte de masse, une modification des propriétés mécaniques et

des déformations. Si de l'eau est relâchée, elle va se condenser sur les surfaces plus froides et peut endommager les performances des miroirs de télescope par exemple, perturbant l'acquisition des données. La diminution de pression peut également être à l'origine de soudure à froid par fusion de composants métalliques ou de décomposition et dégazage [26].

L'environnement spatial a des conséquences thermiques comme l'absence d'air qui n'autorise que la conduction et le rayonnement. L'absence de convection est un vrai problème pour la régulation thermique des satellites. En fonction de sa position vis-à-vis du Soleil, l'engin spatial peut être exposé à une température de 200°C pour la face exposée et -100 à -150°C pour l'autre face (Fig. 1-8d) [27]. Ces températures sont de plus en plus sévères en s'éloignant des orbites terrestres vers l'espace lointain (Deep Space). La température du satellite doit être maîtrisée pour que cet environnement thermique ne soit pas à l'origine du dérèglement d'appareils ou de composants. L'énergie thermique du Soleil peut aussi être à l'origine de l'échauffement des appareils électroniques.

Les radiations, issues du rayonnement du Soleil, ne sont visibles sur Terre qu'au niveau des pôles sous forme d'aurores polaires. Elles sont provoquées suite à la collision de ces particules chargées, essentiellement des électrons et des protons, avec des particules de l'atmosphère terrestre. Lorsque l'on quitte la Terre, l'atmosphère et le champ magnétique ne protègent plus des vents solaires et des rayons cosmiques, émettant des particules très énergétiques. A certaines altitudes, il existe également deux zones distinctes appelées ceintures de Van Allen constituées de particules de haute énergie (Fig. 1-8e) [30]. Ces protons, électrons, rayons gamma peuvent pénétrer la surface des engins spatiaux préjudiciables aux différents systèmes. Les radiations peuvent casser des liaisons chimiques ou encore modifier les propriétés mécaniques, optiques et électriques.

Il existe de nombreux débris dans l'environnement spatial engendrant un fort risque de collision avec les engins spatiaux (Fig. 1-8f). Ces débris peuvent être des micrométéorites mais également des débris dû à d'autres engins spatiaux comme des écailles de peintures. Les impacts de ces débris peuvent être importants à cause de leur vitesse. Les micrométéorites peuvent voyager jusqu'à 40 à 70 km/s [31].

La gravité est également un effet de l'environnement spatial. Dans l'espace, les matériaux peuvent être affectés par l'effet de l'apesanteur. Les déformations des différents instruments doivent être anticipées pour éviter les dérèglements [27].

Afin d'affronter cet environnement hostile, les différentes composantes des engins spatiaux doivent répondre à de nombreux critères afin de vérifier leur fiabilité.

Pour assurer les télécommunications spatiales, quelques systèmes récents utilisent des modulateurs électro-optiques permettant de convertir un signal électrique en signal optique. Pour répondre à la demande croissante des volumes de données nécessaires à la communication à haut débit via des transmissions optiques dans l'espace, les modulateurs électro-optiques en niobate de lithium ont été employés pour assister les liaisons radiofréquences (Fig. 1-9). Le modulateur intégré dans un terminal de communication laser peut être à bord d'un satellite sur une orbite GEO qui recueille les données émises par un satellite sur une orbite LEO. A basse altitude (LEO), les satellites doivent attendre jusqu'à plusieurs heures avant de pouvoir transférer leurs données à une station au sol. L'avantage de disposer d'un relais de communication en orbite GEO est qu'il peut établir une communication avec le satellite LEO dès que celui-ci est visible. Le relais, positionné en permanence au-dessus d'une antenne relais, peut alors transférer les données collectées [32]. De par la maturité et la fiabilité des technologies

développées pour les modulateurs électro-optiques en niobate de lithium, ceux-ci sont amplement déployés dans les réseaux de communication optique spatiale [33-35].



Figure 1-9 : Photographie d'un modulateur électro-optique en niobate de lithium (iXblue)

L'environnement spatial présente différentes contraintes pour les composants comme la fiabilité de la fonctionnalité sur une longue période, la résistance à un environnement spécifique (vibrations, chocs, vide, variations thermiques, radiations) et les différents éléments constitutifs doivent présenter un faible dégazage. L'utilisation des modulateurs en niobate de lithium dans les satellites doit satisfaire un certain nombre de contraintes et requiert des développements essentiellement pilotés par les principales agences spatiales (ESA, CNES, NASA, JAXA, CAST...).

La robustesse de ce type de composants est primordiale pour les projets de vols spatiaux en raison des environnements difficiles et de la longue durée des missions. L'utilisation de fibres monomodes associées à un modulateur électro-optique en niobate de lithium permet de transmettre un débit de données extrêmement élevé et compatible avec les exigences du spatial. Ces spécifications environnementales sont uniques. La position de l'orbite détermine les conditions de lancement, la tenue aux vibrations et les cyclages thermiques. Les tests effectués pour valider la tenue des composants sont spécifiques aux normes standards (MIL-STD, ESCC et Telcordia<sup>1</sup> [36-38]) qui nécessitent divers tests pour évaluer de manière accélérée la résistance du composant, la tenue lors du transport au sol ou lors du lancement.

Des modulateurs en niobate de lithium ont passé différents tests de qualification pour vérifier leur compatibilité vis-à-vis des contraintes spatiales [32, 39]. Plusieurs épreuves leurs ont été assignées comme la tenue à l'environnement radiatif qui induit un test de rayonnement avec des protons à 60 MeV (1011 p/cm<sup>2</sup>) et des irradiations gamma à 36 rad/h pour une dose totale de 10 krad. Ces composants subissent également des vibrations aléatoires à 20 - 2000 Hz pour une accélération quadratique moyenne de 20 Grms, des chocs mécaniques de 500 g ainsi qu'un test de chaleur humide (500h à 85°C et 85% d'humidité). Les modulateurs sont aussi contrôlés lors de cyclages thermiques (50 cycles à -20°C/+70°C dans le vide et 263 cycles sous atmosphère). Enfin, ces composants subissent un test de vieillissement accéléré sous vide et à pression atmosphérique. Les modulateurs électro-optiques en niobate de lithium, dans leur version spatiale, sont spécifiés pour une plage de fonctionnement en température de 0°C à +70°C et une durée de vie jusqu'à 15 ans pour l'orbite GEO.

Un autre matériau permettant la modulation optique est l'arséniure de gallium. Ce matériau est déjà utilisé pour les circuits intégrés et les panneaux solaires. Il est compatible avec l'environnement spatial

---

<sup>1</sup> Normes et réglementations internationales pour les télécommunications, le spatial, l'aéronautique et le militaire.



et tolérant aux radiations. Les modulateurs électro-optiques en arséniure de gallium sont en développement pour des applications spatiales [40, 41]. Ils ne semblent pas embarqués, à ce jour, dans des systèmes spatiaux. D'autres composants réalisés avec du niobate de lithium en film mince présentent un intérêt sur les performances électro-optique du modulateur. La réalisation de couche mince de niobate de lithium (TFLN : thin film lithium niobate) sur un isolant permet d'augmenter le confinement optique [42, 43]. Ces technologies affichent une meilleure efficacité de modulation mais sont loin d'être qualifiées spatiales à ce jour.

Par rapport aux autres technologies existantes, la modulation électro-optique basée sur les composants intégrés en niobate de lithium s'est imposée pour les liaisons optiques spatiales. L'immunité des modulateurs externes en niobate de lithium vis-à-vis de l'environnement spatial et leur compatibilité (faible dégazage) avec les autres composants des satellites leur permettent de faire leurs preuves pour les applications spatiales [44-47].

## 1.2 Le modulateur électro-optique en niobate de lithium

### 1.2.1 Principe du modulateur électro-optique

Le principe de la modulation électro-optique à base de composant optique intégrée sur niobate de lithium est le contrôle de la lumière par l'application d'un champ électrique. L'avènement de l'optique guidée a permis la réalisation de guide optique et cela afin de canaliser la lumière dans un matériau diélectrique. Le premier guide d'onde défini géométriquement sur niobate de lithium a été initié en 1974 par Schmidt et Kaminow avec une diffusion de métal [48]. Ceci permettant une miniaturisation des dispositifs ainsi qu'une hausse de l'efficacité de modulation électro-optique, en augmentant localement l'indice de réfraction du matériau.

Un modulateur électro-optique à base de niobate de lithium est constitué d'un circuit optique guidé en technologie planaire intégré à la surface du substrat cristallin (Fig. 1-10). Une onde optique issue d'un laser est canalisée dans des guides optiques monomodes. Un système d'électrodes permet alors d'appliquer un champ électrique à partir d'une tension. Par effet électro-optique, les composants d'optiques intégrés sur niobate de lithium introduisent un déphasage en modifiant la vitesse de l'onde optique qui le traverse.

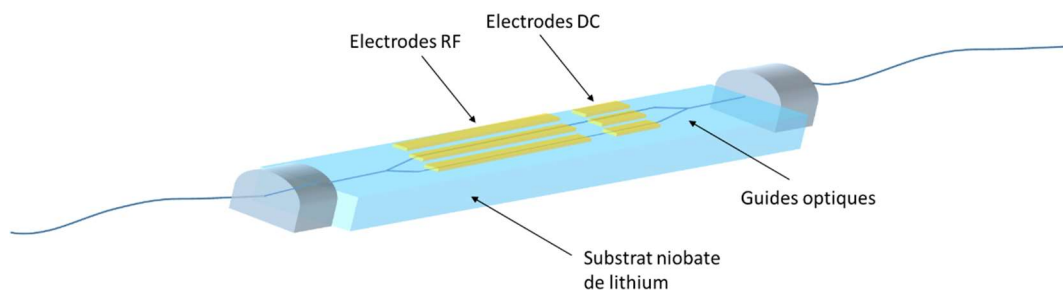


Figure 1-10 : Schéma de l'architecture d'un modulateur d'amplitude ou d'intensité électro-optique.

Différentes configurations de guides optiques existent pour modifier la nature de la modulation. La réalisation d'un guide droit entre deux électrodes permet de réaliser une modulation de phase ou de

polarisation (Fig. 1-11a). Pour la modulation d'amplitude ou d'intensité, c'est une architecture de type interféromètre de Mach-Zehnder qui est utilisée : deux guides droits sont reliés par une jonction Y en entrée et en sortie (Fig. 1-11b). La jonction Y en entrée permet de séparer l'onde optique incidente en amplitudes égales. Le champ électrique induit dans le guide d'onde, lorsqu'une tension électrique est appliquée aux électrodes, produit une variation d'indice de réfraction du matériau. Cette variation se traduit par une différence de phase relative entre les bras. Lorsque les deux ondes se recombinaient au niveau de la deuxième jonction Y, elles interfèrent. Ces interférences qui résultent du déphasage optique introduit entre les bras par la tension électrique appliquée, se traduisent par des variations de l'intensité lumineuse transmise. Différentes architectures plus complexes existent pour moduler le signal lumineux et obtenir divers formats de codage pour la transmission de données (Fig. 1-11c et Fig. 1-11d).

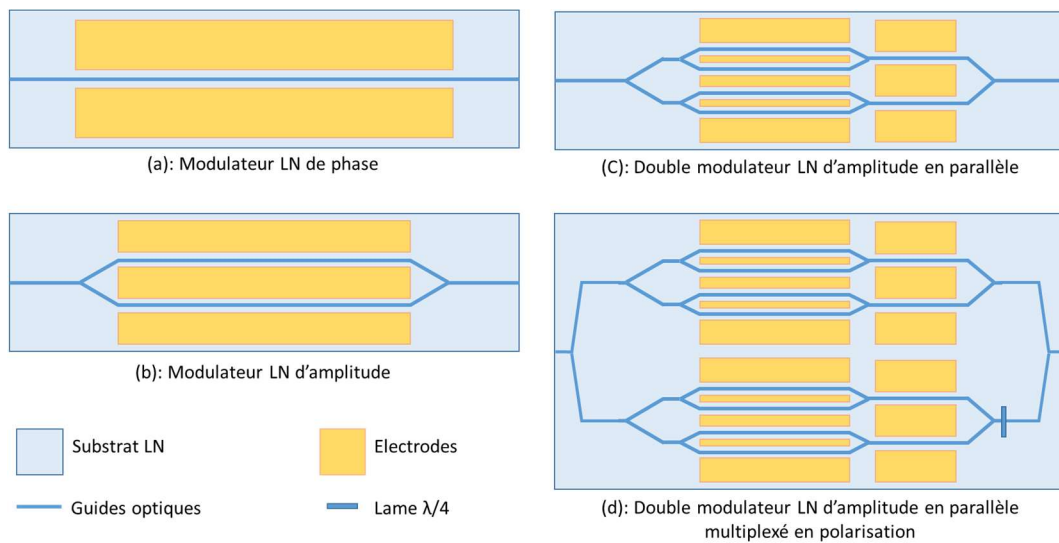


Figure 1-11 : Différentes architectures de modulateurs intégrés en niobate de lithium [49, 50].

## 1.2.2 L'effet électro-optique dans le niobate de lithium

Une des propriétés fondamentales du niobate de lithium utilisée pour la réalisation des modulateurs est l'effet électro-optique. L'application d'un champ électrique engendre un changement de la polarisation du matériau qui induit une modification des indices de réfraction. Lorsque la variation de l'indice de réfraction est proportionnelle au champ appliqué, on parle d'effet électro-optique linéaire ou effet Pockels. On parle d'effet électro-optique quadratique ou effet Kerr si la variation d'indice est proportionnelle au carré du champ. Dans le cas du modulateur électro-optique, nous nous limiterons à l'effet Pockels. Sans champ électrique externe, l'indice de réfraction est représenté par une ellipsoïde. Dans un repère orthonormé correspondant aux axes du cristal, l'ellipsoïde d'indice du niobate de lithium qui est un cristal anisotrope se traduit par [51] :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (1.1)$$

Avec  $x, y, z$  les directions du repère orthonormé et  $n_{x,y,z}$  les indices de réfraction du cristal suivant les trois axes.

L'application d'un champ électrique vient modifier de manière proportionnelle l'indice de réfraction du milieu au premier ordre. Dans un système anisotrope, la réponse du matériau à une sollicitation dépend de la direction selon laquelle il est sollicité. Ses propriétés sont alors définies par des tenseurs. En se plaçant dans le repère cristallin du matériau, la déformation de l'ellipsoïde s'exprime par [51] :

$$\sum_{k,l} \left[ \left( \frac{1}{n^2} \right)_{k,l} + \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{k,l} \right] x_k x_l = 1, \quad x_k x_l = X, Y, Z \quad (1.2)$$

Où la variation d'indice est définie par :

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{k,l} = \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_i = r_{ij} E_j, \quad i = [1,6] \text{ et } j = [1,3] \quad (1.3)$$

Avec  $n_i$  l'indice de réfraction du matériau selon les directions  $x, y$  et  $z$ ,  $r_{ij}$  le tenseur électro-optique et  $E_i$  le champ électrique appliqué.

Dans le cas du niobate de lithium qui est un cristal de la classe 3m [52], le tenseur électro-optique linéaire s'exprime par :

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Les valeurs des coefficients électro-optiques linéaires sont :  $r_{22} = 3.4 \text{ pm.V}^{-1}$ ,  $r_{13} = 8.6 \text{ pm.V}^{-1}$ ,  $r_{33} = 30.8 \text{ pm.V}^{-1}$  et  $r_{51} = 28 \text{ pm.V}^{-1}$  [53]. L'ellipsoïde d'indice du niobate de lithium déformée par effet électro-optique s'exprime par la relation:

$$\left( \frac{1}{n_x^2} + r_{13} E_z - r_{22} E_y \right) x^2 + \left( \frac{1}{n_y^2} + r_{13} E_z + r_{22} E_y \right) y^2 + \left( \frac{1}{n_z^2} + r_{33} E_z \right) z^2 + 2xyr_{33} E_y + 2yzr_{51} E_x - 2zxr_{22} E_x = 1 \quad (1.5)$$

Le niobate de lithium est un cristal uniaxe, l'axe ordinaire correspond aux axes cristallographiques  $x$  et  $y$  ( $n_x = n_y = n_o$ ) et l'axe extraordinaire correspond à l'axe cristallographique  $z$  ( $n_z = n_e$ ). Le coefficient électro-optique le plus élevé dans le niobate de lithium est  $r_{33}$ . Pour obtenir une déformation de l'ellipsoïde d'indice la plus importante, la direction du champ électrique appliqué ainsi que l'orientation du champ optique sont choisies pour utiliser au mieux le coefficient  $r_{33}$ .

Pour obtenir une configuration efficace, les composantes principales du champ électrique appliqué doivent coïncider avec l'axe Z du cristal ainsi que le champ optique qui doit être polarisé suivant l'axe Z. La variation d'indice par effet électro-optique s'écrit alors :

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E_z \quad (1.6)$$

Avec  $\Delta n_e$  la variation de l'indice de réfraction extraordinaire,  $n_e$  l'indice extraordinaire,  $r_{33}$  le coefficient électro-optique et  $E_z$  la composante du champ électrique suivant l'axe z.

### 1.2.3 La modulation électro-optique sur niobate de lithium

Le modulateur d'intensité est un interféromètre de type Mach-Zehnder. Il est formé par deux guides droits reliés par deux jonctions Y en entrée/sortie. L'onde optique se divise à l'entrée et se recombine en sortie du Mach-Zehnder via les jonctions. Si la structure est parfaite, les ondes en sortie des deux bras s'ajoutent en phase et interfèrent de manière constructive. En introduisant une différence de phase entre les deux ondes optiques, elles interfèrent de manière destructive ou partiellement destructive. En appliquant une tension  $V$  pour modifier l'indice de réfraction, on contrôle le déphasage de l'onde et donc l'état d'interférence. En modifiant ce déphasage, on obtient une modulation d'intensité en sortie. La variation d'indice par effet électro-optique est appliquée dans chacun des guides droits et donne naissance à des interférences.

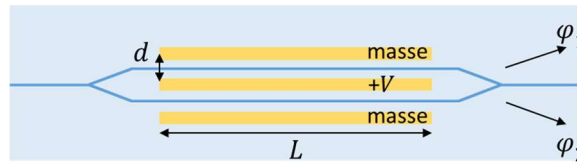


Figure 1-12 : Schéma d'un modulateur Mach-Zehnder.  $d$  est la distance entre les électrodes,  $L$  la longueur et  $\phi$  le déphasage de l'onde.

A la sortie de chaque bras de l'interféromètre, le déphasage introduit par effet électro-optique s'exprime par :

$$\varphi_{1,2} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_e L \quad (1.7)$$

Avec  $\varphi_{1,2}$  le déphasage à la sortie de chacun des guides droits constituant le modulateur,  $L$  la longueur de propagation,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $\Delta n_e$  la variation d'indice :

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E_z = -\frac{1}{2}n_e^3 r_{33} \frac{V}{d} \eta_{1,2} \quad (1.8)$$

Avec  $V$  la tension appliquée,  $d$  la distance entre l'électrode et la masse et  $n_{1,2}$  le recouvrement électro-optique dans chacun des bras de l'interféromètre. Ce recouvrement prend en compte le comportement du champ électrique ainsi que le champ du mode optique. Il est défini par [54] :

$$\eta = \frac{d \iint E_{\text{él}}(x, y) E_{\text{opt}}^2(x, y) dx dy}{V \iint E_{\text{opt}}^2(x, y) dx dy} \quad (1.9)$$

Où  $E_{\text{opt}}$  est le champ du mode optique et  $E_{\text{él}}$  est le champ électrique généré entre les électrodes distantes de  $d$ .

Le déphasage relatif introduit par effet électro-optique entre les bras de l'interféromètre en sortie est :

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (1.10)$$

A la recombinaison en sortie de l'interféromètre, l'intensité lumineuse donne la fonction de transfert du modulateur d'intensité :

$$I_S = \frac{I_0}{2} (1 + \cos \Delta\varphi) \quad (1.11)$$

Un critère de l'efficacité électro-optique est la valeur de la tension demi-onde  $V_\pi$  (Fig. 1-13). Il s'agit de la tension à appliquer sur les électrodes pour obtenir un déphasage de  $\pi$  entre les deux bras de l'interféromètre, soit pour faire passer l'intensité de sortie d'un maximum à un minimum ( $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ ).

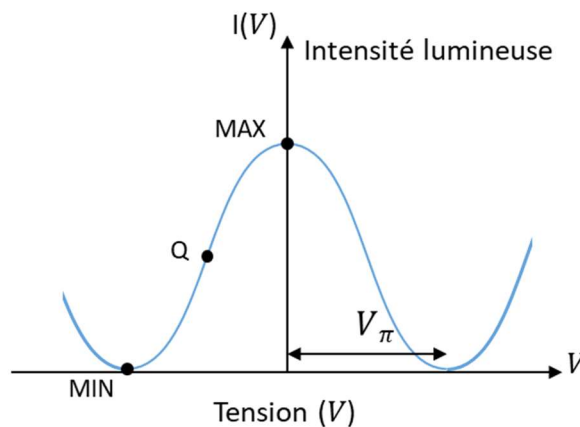


Figure 1-13 : Fonction de transfert du modulateur d'intensité, intensité lumineuse en sortie en fonction de la tension appliquée.

Le rendement électro-optique défini par la tension demi-onde, tension nécessaire pour obtenir un déphasage de  $\pi$  entre les bras de l'interféromètre s'exprime par :

$$\Delta\varphi = \pi = \frac{\pi}{\lambda} r_{33} n_e^3 L (E_{\pi 1} \eta_1 - E_{\pi 2} \eta_2) = \frac{\pi}{\lambda d} r_{33} n_e^3 L (V_{\pi 1} \eta_1 - V_{\pi 2} \eta_2) \quad (1.12)$$

Avec  $E_{\pi 1}$  et  $E_{\pi 2}$  les composantes verticales du champ électrique générées sur les bras 1 et 2 de l'interféromètre pour obtenir un déphasage de  $\pi$ ,  $d$  la distance entre l'électrode centrale et la masse,  $\eta_1$  et  $\eta_2$  les recouvrements électro-optiques dans chacun des bras de l'interféromètre,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $r_{33}$  le coefficient électro-optique mis en jeu,  $n_e$  l'indice de réfraction et  $L$  la longueur d'interaction.

#### 1.2.4 Le modulateur d'intensité

Des électrodes coplanaires sont associées à chaque bras de l'interféromètre. En fonction de la tension appliquée sur les électrodes RF (Fig. 1-10) pour générer un champ électrique, les deux ondes interfèrent en phase ou en opposition de phase. L'intensité lumineuse en sortie d'un interféromètre de Mach-Zehnder s'écrit :

$$I(V) = \frac{I_0}{2} \left[ 1 + \cos \pi \frac{V}{V_\pi} \right] \quad (1.13)$$

Avec  $I_0$  l'intensité en entrée du modulateur,  $I_0$  la tension appliquée et  $V_\pi$  la tension nécessaire pour passer d'un maximum d'intensité à un minimum. Cette équation est appelée fonction de transfert du modulateur.

La transmission des données se fait en appliquant le signal électrique autour d'un point de fonctionnement sur la fonction de transfert du modulateur  $I(V)$ . Une tension continue est appliquée sur les électrodes DC du modulateur (Fig. 1-10) pour ajuster le point de fonctionnement. La valeur de cette tension, appelée  $V_{bias}$  ou  $V_{DC}$ , est définie en fonction du type de modulation souhaitée, qui peut être analogique ou numérique. Le point de fonctionnement est situé soit sur un maximum ou minimum de la fonction de transfert, soit dans la partie linéaire Q (Fig. 1-13). Dans l'exemple de la figure 1-14, la tension continue est ajustée pour que le point de fonctionnement se situe au milieu de la zone linéaire Q de la fonction de transfert.

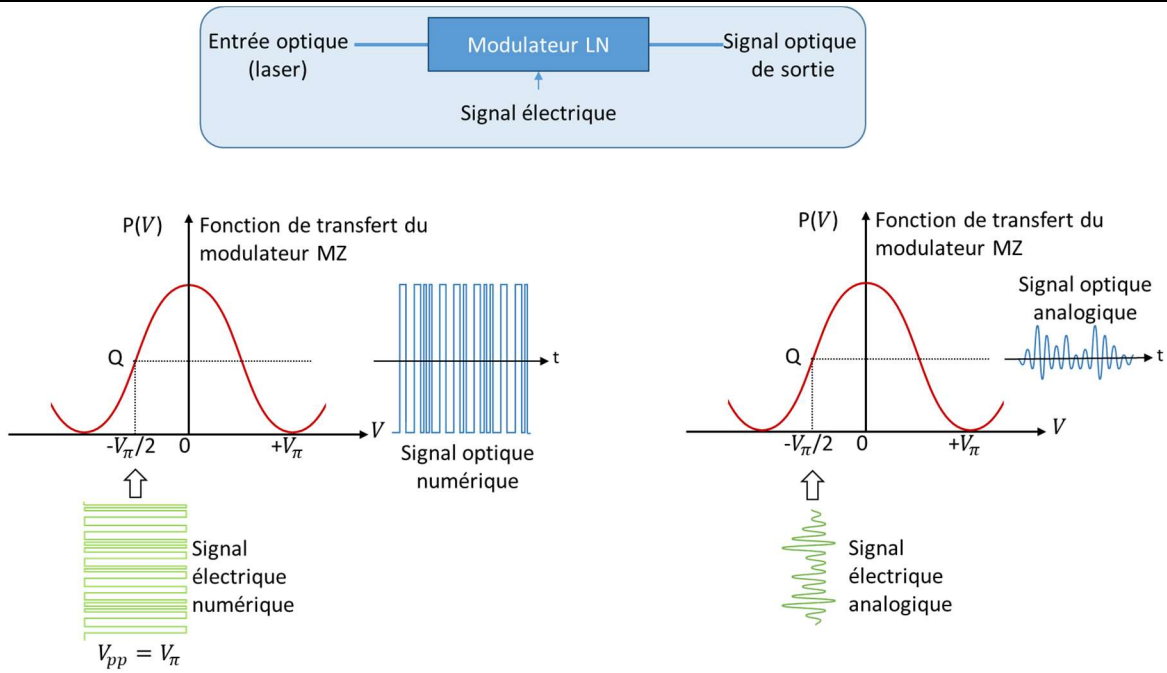


Figure 1-14 : Principe de la modulation d'intensité pour les transmissions numériques à gauche et la modulation analogique à droite [49].

Pour une application numérique, l'onde électrique incidente est un flux de pulses rectangulaires représentant les bits d'informations à transmettre. En interférant en phase ou en opposition de phase, le signal optique sortant représente des 1 (état logique « on ») et des zéros (état logique « off »). La modulation d'intensité permet le codage de type OOK (On-Off keying, Fig. 1-11b). Pour une application analogique, le signal électrique est retranscrit à l'identique par modulation de l'onde optique.

D'autres formats de codage existent comme la modulation de phase (Fig. 1-11a). Elle offre la possibilité de coder l'information sur plusieurs états de phase de la lumière. Ce format de modulation de phase est appelé BPSK (binary phase shift keying) pour deux états de phase (0 et 180°). La combinaison de plusieurs architectures (Fig. 1-11c et Fig. 1-11d) permet d'obtenir plusieurs formats de modulation tels que QPSK (Quadrature phase shift keying) ou encore PDM-QPSK (polarisation division multiplexing quadrature phase shift keying). Cette communication de données numériques permet des débits de transmission atteignant plusieurs gigabits par seconde. Pour les communications en espace libre, le choix des différents formats possibles dépend des turbulences atmosphériques et de la distance de communication [55].

### 1.2.5 Architecture du modulateur d'intensité en niobate de lithium

Pour obtenir une configuration efficace utilisant le coefficient électro-optique  $r_{33}$ , il existe deux configurations.

- a) Le modulateur sur niobate de lithium coupe X

Dans le cas d'un modulateur sur coupe X, pour être le plus efficace et utiliser le plus fort coefficient électro-optique du niobate de lithium  $r_{33}$ , on fait interagir le champ du mode optique polarisé TE avec la composante horizontale du champ électrique. Une couche diélectrique entre le cristal et les électrodes

empêche l'absorption de la lumière par le métal et permet une adaptation d'indice entre les ondes optiques et électriques. Les électrodes sont placées de part et d'autre des guides optiques permettant au champ électrique généré par l'application d'une tension d'être orienté selon l'axe Z au niveau du mode optique (Fig. 1-15).

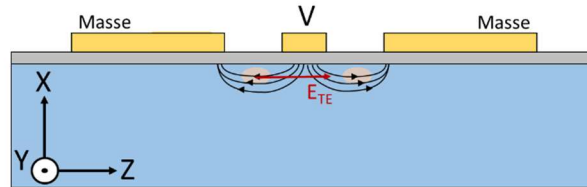


Figure 1-15 : Schéma en coupe d'un modulateur d'intensité sur coupe X. Les guides optiques sont localisés de part et d'autre de l'électrode centrale.

Lorsqu'une tension est appliquée sur l'électrode centrale, le champ électrique de modulation est de sens inverse dans chacun des bras de l'interféromètre ( $E_2 = -E_1$ ). Une seule tension est appliquée entre l'électrode centrale et les masses, cette configuration est la plus courante. Dans ce cas de figure, la symétrie entre les électrodes et les guides optiques conduit à un recouvrement électro-optique identique dans chacun des bras ( $\eta_1 = \eta_2 = \eta$ ). La tension demi-onde d'un interféromètre Mach-Zehnder sur coupe X s'exprime par :

$$V_\pi = \frac{\lambda d}{2r_{33}n_e^3\eta L} \quad (1.14)$$

Avec  $V_\pi$  la tension demi-onde,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $d$  la distance entre électrode,  $r_{33}$  le coefficient électro-optique selon l'axe extraordinaire,  $n_e$  l'indice extraordinaire,  $\eta$  le recouvrement entre le champ électrique et le mode optique,  $L$  la longueur d'interaction avec les électrodes.

b) Le modulateur sur niobate de lithium coupe Z

Dans le cas d'un modulateur sur coupe Z, on fait interagir le mode optique polarisé TM avec la composante verticale du champ électrique appliqué sur les électrodes. Les électrodes sont placées juste au-dessus des guides optiques pour bénéficier d'un champ électrique orienté selon l'axe Z au niveau du mode optique (Fig. 1-16). Les recouvrements électro-optiques ne sont pas identiques entre les deux bras puisqu'il n'y a pas de symétrie.

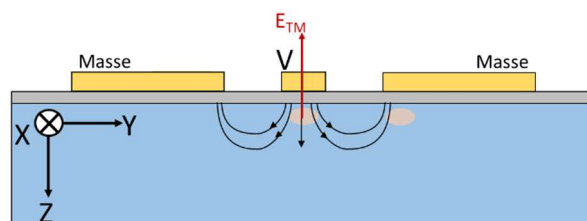


Figure 1-16 : Schéma en coupe d'un modulateur d'intensité sur coupe Z. Les guides optiques sont localisés sous l'électrode centrale et sous une masse.



Comme pour le modulateur sur coupe X, c'est une configuration où le champ électrique de modulation est de sens inverse dans chacun des bras de l'interféromètre ( $E_2 = -E_1$ ). Ce cas de figure présente cependant une dissymétrie entre les guides optiques et les électrodes car les recouvrements électro-optiques sont différents dans chacun des bras ( $\eta_1 \neq \eta_2$ ). La tension demi-onde d'un interféromètre Mach-Zehnder sur coupe Z s'exprime par :

$$V_\pi = \frac{\lambda d}{2r_{33}n_e^3 \left(\frac{\eta_1 + \eta_2}{2}\right)L} \quad (1.15)$$

Avec  $\eta_1$  le recouvrement entre le champ électrique et le mode optique dans le bras 1 (guide 1),  $\eta_2$  le recouvrement entre le champ électrique et le mode optique dans le bras 2 (guide 2).

Dans la configuration du modulateur d'intensité sur niobate de lithium coupe Z, le fait que les guides optiques soient positionnés sous les électrodes permet d'obtenir un recouvrement électro-optique plus important que dans le cas sur coupe X [56] ce qui a pour conséquence une diminution du  $V_\pi$ .

## 1.2.6 Comparaison coupe X / coupe Z

Les modulateurs électro-optiques en niobate de lithium intégrés dans les systèmes spatiaux actuels sont sur coupe X. La tension demi-onde est un paramètre important pour les modulateurs électro-optiques et doit être la plus faible possible. Un faible  $V_\pi$  permet à l'utilisateur un gain sur les tensions de commande, une diminution des puissances électriques consommées par les différents composants et par là même, les échauffements localisés.

Pour des raisons de stabilité, les modulateurs en niobate de lithium sur coupe X sont généralement utilisés. Cependant, le  $V_\pi$  le plus attractif est obtenu avec les modulateurs réalisés sur coupe Z du fait de la position optimisée de l'électrode où la tension est appliquée<sup>2</sup> par rapport au guide d'onde. Comparé à la coupe X, le gain sur la tension demi-onde est d'environ 20% [56]. L'inconvénient majeur de la coupe Z pour les modulateurs en niobate de lithium est leur sensibilité à l'effet pyroélectrique qui peut les rendre instables lors de variation de température.

## 1.3 Effet pyroélectrique dans les modulateurs en niobate de lithium

Le niobate de lithium est un cristal ferroélectrique. Il possède une polarisation spontanée en l'absence d'un champ électrique externe. Comme tous les matériaux ferroélectriques, le niobate de lithium est pyroélectrique, il subit un changement de sa polarisation spontanée lorsqu'il est soumis à une variation de température.

---

<sup>2</sup> L'électrode sur laquelle on applique une tension est également appelée électrode de modulation ou électrode chaude.

### 1.3.1 La polarisation spontanée

En dessous de sa température de Curie, le niobate de lithium est ferroélectrique. Il possède une polarisation spontanée qui n'existe que dans une seule direction, selon l'axe Z. La température de Curie du niobate de lithium étant de 1210°C [57], il est principalement utilisé dans sa phase ferroélectrique.

A température constante, la polarisation du cristal orientée selon l'axe Z est compensée par des charges libres sur les faces perpendiculaires à cet axe. Lors d'une variation de température, le niobate de lithium subit un changement de sa polarisation spontanée. Une augmentation ou une diminution de température entraîne une variation de polarisation qui induit une différence de potentiel entre les faces perpendiculaires à l'axe Z du cristal. Ce caractère pyroélectrique ne s'observe qu'en dessous de la température de Curie puisqu'au-dessus de cette température, le cristal n'est plus ferroélectrique.

L'effet pyroélectrique est donc dû à une variation de la polarisation spontanée en fonction de la température :

$$\Delta P_s = p\Delta T \quad (1.16)$$

Avec  $\Delta P_s$  la variation de la polarisation spontanée,  $\Delta T$  la variation de température et le coefficient pyroélectrique  $p \approx -4$  à  $-8.5 \cdot 10^{-5}$  C/m<sup>2</sup>/°K [58, 59].

La polarisation spontanée du cristal n'étant que selon l'axe Z, l'effet pyroélectrique se traduit par l'apparition de charges lors de variation de température sur les faces Z du cristal. Le déséquilibre de charges engendre l'instauration d'un champ électrique non contrôlé dans le cristal, appelé champ pyroélectrique  $E_{pyr}$ . La variation de charges est définie par (1.17) et dépend de la surface selon laquelle est orientée la polarisation spontanée :

$$\Delta Q = pS\Delta T \quad (1.17)$$

Avec  $\Delta Q$  la variation de charges apparaissant sur la surface  $S$  lors d'une variation de température  $\Delta T$  et  $p$  le coefficient pyroélectrique.

Dans le cas d'un modulateur en coupe X, les faces Z qui peuvent voir apparaître des charges lors d'une variation de température sont les faces latérales (Fig. 1-17a). Pour un modulateur en coupe Z, les faces Z qui peuvent voir apparaître des charges lors d'une variation de température sont les faces supérieure et inférieure (Fig. 1-17b).

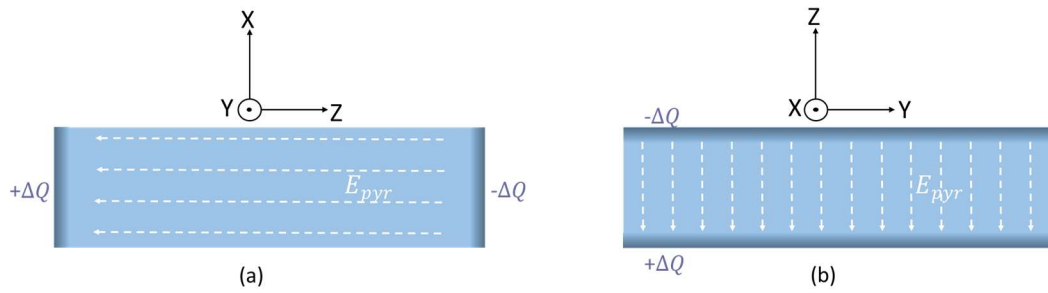


Figure 1-17 : Illustration du champ pyroélectrique généré par une variation de température dans du niobate de lithium (a) coupe X et (b) coupe Z.

### 1.3.2 Impact de l'effet pyroélectrique sur le modulateur coupe Z

Dans un modulateur en coupe Z, l'effet pyroélectrique du niobate de lithium se manifeste par l'apparition d'un champ électrique interne parasite qui dépend des variations de température. On assiste donc à une modulation électro-optique non contrôlée au niveau des guides optiques qui peut être d'autant plus violente que les variations de températures sont brutales.

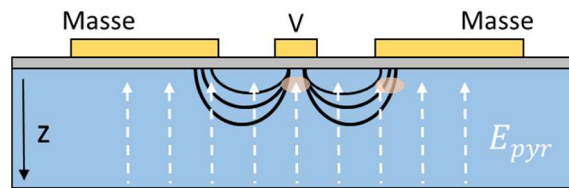


Figure 1-18 : Illustration de la modulation parasite due au champ pyroélectrique  $E_{pyr}$  généré par une variation de température.

De manière schématique, on peut subdiviser l'impact de l'effet pyroélectrique sur des modulateurs d'intensité en niobate de lithium coupe Z en 3 sous-catégories:

- Variations électro-optiques entraînant un déphasage par l'apparition d'une tension pyroélectrique. En pratique ces variations peuvent atteindre 30 dB.
- Pertes de transmission par couplage/interférence sur un mode optique non voulu. Ces variations sont d'environ 2-3 dB.
- Pertes de transmission par désadaptation des modes d'entrée-sortie avec ceux des fibres optiques, typiquement inférieures à 2 dB.

a) Décalage du point de fonctionnement par effet pyroélectrique

La fonction de transfert d'un interféromètre de Mach-Zehnder peut s'écrire :

$$I_{out}(t) = \frac{I_{in}}{2} \left( 1 + \cos \left( \pi \frac{v(t) + V_{DC}}{V_{\pi}} \right) \right) \quad (1.18)$$

Avec  $I_{out}$  et  $I_{in}$  les intensités à l'entrée et à la sortie du composant,  $v(t)$  est le signal temporel de modulation,  $V_{DC}$  la tension d'ajustement du point de fonctionnement (ou  $V_{bias}$ ) et  $V_{\pi}$  la tension demi-onde du composant.

L'apparition d'un champ interne pyroélectrique  $E_{pyr}$  fait apparaître un terme supplémentaire dans la tension d'ajustement. Cette tension  $V_{pyr}$  est proportionnelle au champ  $E_{pyr}$ . En présence d'un champ pyroélectrique, la fonction de transfert peut s'écrire par analogie :

$$I_{out-pyr}(t) = \frac{I_{in}}{2} \left( 1 + \cos \left( \pi \frac{v(t) + V_{DC}}{V_{\pi}} + \pi \frac{V_{pyr}}{V_{\pi}} \right) \right) \quad (1.19)$$

$V_{pyr}$  est défini ici comme la différence de potentiel provoquée par le champ pyroélectrique qui induit un déphasage de  $\pi$  dans l'interféromètre.

La tension de polarisation parasite se superpose donc à la tension externe appliquée, décalant la fonction de transfert du modulateur. L'intensité de sortie du modulateur est affectée par les variations de température et les signaux optiques modulés voient leur forme totalement déformée par les variations du point de fonctionnement.

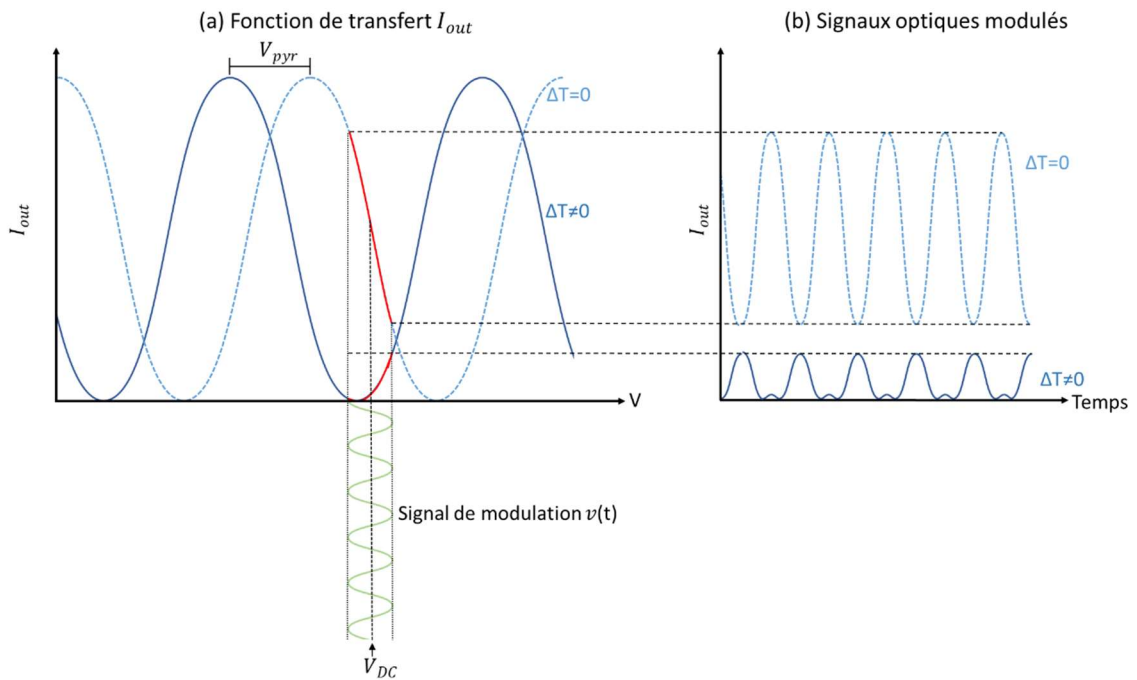


Figure 1-19 : Illustration de l'effet pyroélectrique sur la fonction de transfert du modulateur d'intensité.

La figure 1-19 montre un exemple de l'effet d'une tension parasite sur la forme des signaux optiques de sortie. Le signal électrique modulant est superposé à une tension de polarisation  $V_{DC} = V_{\pi}/2$  permettant de se placer dans la partie linéaire de modulation, représentée en rouge sur la courbe en pointillé (Fig. 1-19a). Le signal optique de sortie, en pointillé sur la figure 1-19b, est, comme attendu, une sinusoïde de même période que le signal électrique modulant. En présence d'une tension

pyroélectrique, la fonction de transfert se trouve décalée. La modulation, initialement dans la partie linéaire, est décalée ici vers un minimum de transmission, représentée en rouge sur la courbe pleine (Fig. 1-19a). Le signal optique de sortie est déformé, représenté par la courbe pleine (Fig. 1-19b), et est inexploitable pour la transmission de données.

Sans appliquer de signal de modulation ( $v(t)=0$ ), la puissance optique de sortie est également affectée. L'équation (1.19) montre que la perturbation du modulateur en présence d'un champ pyroélectrique peut s'évaluer sans signaux de modulation.

b) Variation de la puissance optique transmise

Lors d'un cyclage thermique, le modulateur sur coupe Z présente des instabilités de la transmission optique. La présence d'un champ électrique interne déforme par effet électro-optique le profil du guide optique et donc la taille du mode fondamental. Ces déformations peuvent entraîner l'apparition de modes optiques d'ordre supérieur, voir des couplages avec des modes de substrats [60] induisant des oscillations de la transmission optique seulement lors de variations de température.

c) Pertes par couplage avec les fibres d'entrée/sortie

Le mode des fibres optiques en entrée/sortie du composant est de forme circulaire et n'est pas affecté par des variations de température. A contrario, le mode optique des guides va être perturbé en présence de variations de température. La déformation du mode optique modifie le recouvrement entre le guide optique et la fibre illustré sur la figure 1-20. En diminuant le recouvrement optique, des pertes de couplage entre le mode du guide subissant des variations et celui d'une fibre monomode apparaissent, comme nous le verrons dans le chapitre 3 (Fig. 3-6).

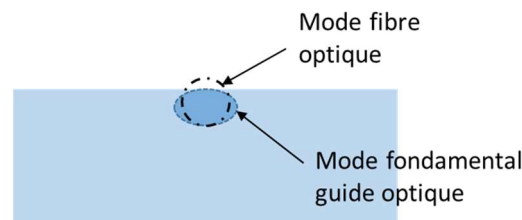


Figure 1-20 : Illustration d'un mode de fibre optique en entrée et/ou sortie d'un modulateur d'intensité coupe Z.

### 1.3.3 Mesure de l'effet pyroélectrique sur le modulateur

L'impact du champ pyroélectrique généré lors de variation de température sur le modulateur électro-optique s'observe sur la transmission optique ainsi que sur la tension de biais permettant d'ajuster le point de fonctionnement du modulateur. Un des cyclage utilisé pour les qualifications spatiales est un cyclage thermique  $20^{\circ}\text{C}/-30^{\circ}\text{C}/-20^{\circ}\text{C}/0^{\circ}\text{C}/20^{\circ}\text{C}/40^{\circ}\text{C}/75^{\circ}\text{C}/20^{\circ}\text{C}$  avec des paliers de 2 heures entre chaque transitions.

Les exemples suivants présentent le suivi d'un modulateur d'intensité en niobate de lithium sur coupe X et l'autre sur coupe Z testés en cyclage thermique avec suivi de la température, des variations de pertes optiques ainsi que le suivi de la tension appliquée pour asservir sur un maximum de

transmission. La variation de transmission (exprimée en dB) et la tension  $V_{DC}$  (exprimée en V) étant du même ordre de grandeur, elles sont représentées sur le même axe.

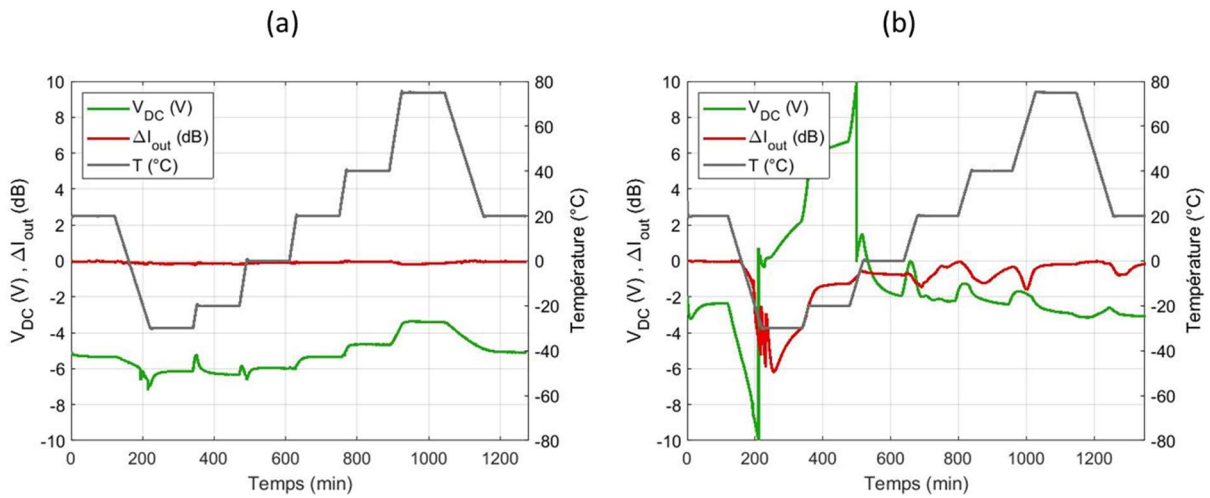


Figure 1-21 : Variation de la transmission optique en rouge et tension de biais en vert d'un modulateur d'intensité (a) sur coupe X et (b) sur coupe Z lors d'un cyclage thermique  $-30^{\circ}$ C/ $+75^{\circ}$ C en gris.

Pour le modulateur sur coupe X subissant des transitions de température de  $1^{\circ}$ C/min, la transmission optique du modulateur n'est affectée que de 0.28 dB lors du cyclage. La dérive du point de fonctionnement est de 3.8 V. Les transitions de température entre les paliers de température pour le modulateur sur coupe Z ne sont ici que de  $0.5^{\circ}$ C/min. La transmission optique du modulateur est fortement affectée, sa variation de transmission optique est de 6.22 dB lors du cyclage. Le système d'asservissement du modulateur n'est plus capable de contrôler la dérive du point de fonctionnement et arrive à ses limites de tensions qu'il peut délivrer ( $\pm 10$ V).

## 1.4 Conclusion

Les communications optiques spatiales présentent un réel intérêt pour répondre au besoin croissant de transmissions de données à hauts débits. Le modulateur électro-optique est un composant essentiel à ces télécommunications pour convertir un signal électrique en signal optique. L'utilisation d'un modulateur électro-optique en niobate de lithium est la solution privilégiée pour ces transmissions en raison de sa capacité à résister à l'environnement hostile qu'est l'espace et ses performances en ce qui concerne sa large bande passante de modulation. Bien que la coupe X de ce cristal soit généralement utilisée, la coupe Z est plus attrayante pour la réalisation de modulateurs larges bandes avec des performances optimisées en termes de tension de commande. L'effet pyroélectrique du niobate de lithium entraîne une instabilité des modulateurs réalisés sur coupe Z vis-à-vis de variations de température. Une modification de la polarisation spontanée du cristal avec la température entraîne un champ électrique interne parasite qui s'ajoute au champ de modulation électro-optique. L'effet pyroélectrique provoque une variation du point de fonctionnement du composant et de la transmission optique ce qui compromet fortement l'usage du modulateur coupe Z pour des applications spatiales. La recherche de solutions limitant l'effet pyroélectrique implique une caractérisation de la dynamique de ce phénomène qui est présentée dans le chapitre suivant.

---

---

# Chapitre 2:

## Étude et caractérisation de l'effet pyroélectrique dans le niobate de lithium

---

2.1	Le niobate de lithium .....	44
2.1.1	Historique .....	44
2.1.2	Élaboration .....	45
2.1.3	Structure .....	45
2.1.4	Composition .....	46
2.2	La ferroélectricité du niobate de lithium.....	47
2.2.1	Propriété physique .....	47
2.2.2	Classification de la matière.....	48
2.2.3	La polarisation spontanée .....	49
2.2.4	La pyroélectricité.....	50
2.2.5	Évaluation du coefficient pyroélectrique.....	53
2.2.6	Mesures expérimentales .....	53
2.3	Dynamique du phénomène de pyroélectricité.....	56
2.3.1	Comportement électrique approche maxwellienne .....	56
2.3.2	Modèle du condensateur plan.....	57
2.3.3	Temps de relaxation du phénomène pyroélectrique .....	59
2.4	Simulations numériques.....	60
2.4.1	Modélisation numérique.....	60
2.4.2	Comparaison résolution numérique.....	61
2.5	Conclusion .....	63

---



Le niobate de lithium se caractérise par une combinaison de propriétés physiques [61]. Il est notamment incolore (transparent sur une large gamme de longueur d'onde), chimiquement stable, insoluble dans l'eau et les solvants organiques et a un point de fusion élevé [62]. Son aptitude à être stable chimiquement et insensible à l'environnement fait qu'il remplit les critères pour des applications spatiales mais une de ses propriétés physiques, la pyroélectricité [34], nécessite quelques précautions pour l'usage de ce matériau dans la réalisation de modulateur électro-optique. Dans ce chapitre, nous allons détailler ce phénomène.

## 2.1 Le niobate de lithium

### 2.1.1 Historique

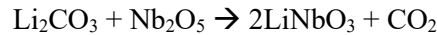
De nombreux travaux sur la lumière et sur les champs électriques et magnétiques ont amenés à des découvertes clés comme l'effet photoélectrique, photo-élastique, photoconduction, magnéto-optique ou encore électro-optique quadratique et linéaire. L'effet électro-optique ou effet Pockels découvert en 1893 est le mécanisme de base des modulateurs électro-optiques, lesquels permettant de transmettre de l'information à l'aide d'une porteuse optique dont on module la phase ou l'intensité à l'aide d'un signal électrique. Dès 1949, les premiers cristaux de niobate de lithium obtenus par Matthias et Remeika suscitent un intérêt pour ses propriétés diélectriques [63]. Le développement de sa fabrication et l'étude de ses propriétés en fait un matériau de choix pour les modulateurs optiques. La découverte du laser en 1960 a été le déclencheur pour les transmissions optiques et les matériaux autorisant à contrôler la lumière. Un vif intérêt se porte sur la production de niobate de lithium avec une technologie industrielle reproductible pour assurer des monocristaux de haute qualité. Le processus artificiel de Czochralski a alors donné lieu à la synthèse des premiers cristaux exploitables de niobate de lithium en URSS par Fedulov et al. [64] et aux USA par Ballman [65]. Les conditions de croissance ont été étudiées par Nassau [66, 67], Abrahams [68-70] et Ballman [71] déterminants les propriétés physiques et la structure du cristal.

Le niobate de lithium est un matériau synthétique possédant diverses propriétés physiques : transparent sur une large gamme de longueur d'onde (~300 - 5000 nm), piézoélectrique, diélectrique, acousto-optique, électro-optique, pyroélectrique, photo-élastique, photovoltaïque lui légitimant une polyvalence dans les usages technologiques [72]. La combinaison de l'effet acoustique et de l'effet piézoélectrique donne lieu par exemple à la réalisation de dispositifs à onde acoustique de surface (SAW). L'effet électro-optique permet de contrôler la propagation de la lumière lorsqu'un champ électrique est appliqué et les propriétés non-linéaires autorisent le doublage de fréquence. La réalisation de guides d'ondes a engendré la fabrication de modulateurs optique intégrée et le développement des structures de domaines a permis les convertisseurs de fréquence et les amplificateurs optiques [73]. Aujourd'hui les dispositifs de photoniques intégrés évoluent, permettant des applications de communication optiques et de technologie quantique avec des films minces en niobate de lithium sur isolant (LNOI) [74, 75].

## 2.1.2 Élaboration

La méthode la plus courante pour faire pousser le niobate de lithium est la méthode Czochralski et ses variantes, autorisant la fabrication d'un cristal très homogène de plus de 3 pouces, jusqu'à 6 pouces aujourd'hui.

Le tirage Czochralski permet d'obtenir un cristal non-centrosymétrique. Cette technique consiste à mélanger deux poudres ( $\text{Li}_2\text{CO}_3$  et  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ ) qui sont chauffées dans la gamme de température 1250-1350°C [61]. Elles réagissent pour obtenir le niobate de lithium suivant l'équation :



A partir de sa phase liquide, le matériau cristallise en trempant à la surface du bain fondu un germe monocristallin, légèrement plus froid, pour obtenir la solidification. Le germe est tiré lentement vers le haut pour obtenir un cristal avec la même organisation cristalline. Le diamètre du cristal est contrôlé en faisant varier la température du bain ou la vitesse de tirage. Le déplacement des atomes de lithium et niobium formant les dipôles du cristal le long de l'axe c est équiprobable. Lorsque le cristal est refroidi, il n'y a pas de direction privilégiée de l'axe c, le cristal est multidomaine.

L'utilisation de cristaux de niobate de lithium dans l'industrie pour réaliser des dispositifs nécessite que les dipôles formés par les ions niobium et lithium soient alignés. L'ordre des dipôles électriques le long de l'axe c du cristal détermine l'orientation de la polarisation spontanée du cristal. Le processus de polarisation est réalisé en appliquant un champ électrique constant de quelques V/cm. Cette technique permet au niobate de lithium d'orienter ses dipôles électriques avec une polarisation unique. La figure 2-1 illustre la structure cristalline du niobate de lithium obtenue.

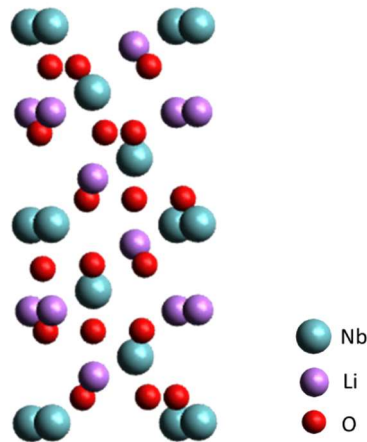


Figure 2-1 : Structure cristalline du niobate de lithium.

## 2.1.3 Structure

Dans la phase ferroélectrique, le niobate de lithium appartient au groupe spatial de symétrie rhomboédrique  $R3C$  de groupe ponctuel  $3m$ . La structure du cristal ne présente aucun centre de symétrie, il est donc non-centrosymétrique. Cependant, il possède trois symétries de rotation autour de l'axe c et trois symétries miroir contenant cet axe. La maille primitive du niobate de lithium est rhomboédrique et

est composée de deux unités soit dix atomes. La maille hexagonale contient trente atomes soit six unités et la maille orthorhombique contient soixante atomes soit douze unités de  $\text{LiNbO}_3$ . Ce matériau est anisotrope, ses propriétés dépendent de leur orientation. La définition des axes est importante pour définir les caractéristiques du niobate de lithium [76]. Les directions des axes x, y et z du système orthorhombique utilisé pour décrire les propriétés du niobate de lithium sont indiquées sur la figure 2-2 [77, 78] :

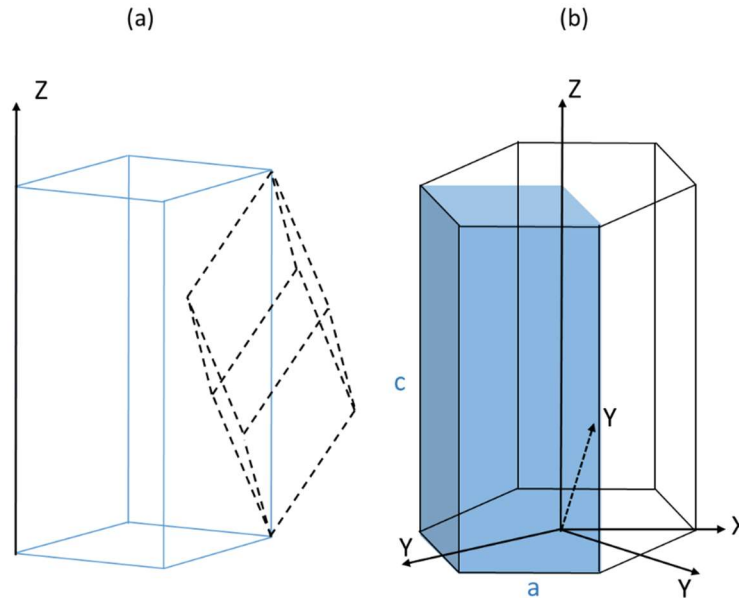


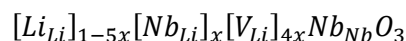
Figure 2-2 : (a) cellule unitaire rhomboédrique en pointillés noir et hexagonale en bleu, (b) cellule élémentaire hexagonale en bleu et orthorhombique en noir du niobate de lithium (les atomes sont volontairement non représentés pour plus de visibilité).

Les cellules hexagonale et rhomboédrique sont généralement utilisées d'un point de vue pratique à des fins cristallographiques pour décrire la structure du cristal. La cellule orthorhombique, définie dans un repère cartésien, est quant à elle plus simple d'utilisation pour analyser les propriétés physiques qui font appel à des tenseurs.

### 2.1.4 Composition

Une stœchiométrie parfaite du niobate de lithium avec du lithium et du niobium en quantité égale n'est pas simple à obtenir. Les ions lithium sont moins liés au cristal que les ions niobium. Il faut donc enrichir le bain de croissance pour obtenir la stœchiométrie du cristal.

La composition la plus maîtrisée et utilisée est la composition congruente. Elle présente une concentration en lithium entre 48.35% et 48.68% et donc certains défauts et impuretés [79-81]. Il semble généralement admis que le défaut principal est l'ion niobium situé en position lithium. Ce défaut oblige à la présence d'autrui pour la neutralité électrique du matériau [82]. Cette structure présente un déficit en lithium et le modèle de lacunes de lithium est communément accepté se traduisant par [83, 84] :



Un défaut de lithium implique des sites vacants ( $V_{Li}$ ) où l'atome devrait être dans une configuration idéale. Les lacunes de lithium entraînent des défauts électriquement chargés. La neutralité électrique est assurée par la présence d'un ion niobium qui occupe un site du réseau lithium ( $Nb_{Li}$ ) tous les quatre sites vacants en lithium. Ces défauts sont de type intrinsèque, ils sont propres à la nature même du cristal.

D'autres défauts peuvent être introduits de manière volontaire ou non, ce sont des défauts extrinsèques. Il peut s'agir d'impuretés lors de la croissance (Fe, Pb, Pt), provenant généralement des poudres de départ ou des creusets utilisés pour l'élaboration du cristal. Ces défauts chargés peuvent être à l'origine d'effet photoréfractif par exemple ou modifient les propriétés du cristal (conductivité) [62, 84]. Il existe aussi des défauts introduits de manière volontaire, que l'on appelle dopants, permettant de modifier les propriétés cristallines comme l'effet photoréfractif avec l'apport de MgO par exemple [72].

## 2.2 La ferroélectricité du niobate de lithium

### 2.2.1 Propriété physique

L'origine de la ferroélectricité du niobate de lithium repose sur la disposition non centrosymétrique des ions constitutifs de la maille et des électrons associés [85, 86].

Le niobate de lithium présente une transition de phase à la température de Curie. Lors de sa croissance au-dessus de la température de Curie, il est paraélectrique. En dessous de cette température, il devient ferroélectrique. La structure cristalline est constituée d'un empilement de plans d'oxygènes parallèles entre eux. Dans la phase paraélectrique, les cations  $Li^+$  le long de l'axe c du cristal sont entourés par des triangles d'oxygènes et les cations  $Nb^{5+}$  se logent au centre d'octaèdres d'oxygènes formés par deux plans triangulaires. Le cristal ne possède pas de polarisation spontanée dans cette phase. En refroidissant à des températures inférieures à la température de Curie, le cristal se contracte et subit une distorsion dans la maille élémentaire due au petit rayon du lithium. Les ions niobium et lithium se déplacent le long de l'axe c du cristal et se retrouvent décentrés par rapport aux plans d'oxygènes. Pour obtenir un cristal avec des domaines orientés, ce déplacement est réalisé dans un sens ou dans l'autre en appliquant un champ électrique lors de la transition de phase, imposant le sens de l'axe c. La température de Curie est donc la température à partir de laquelle, le matériau non-centrosymétrique devient centrosymétrique.

La propriété ferroélectrique entraîne une polarisation diélectrique spontanée stable en l'absence de champ électrique appliqué. L'orientation de cette polarisation peut être inversée par l'application d'un champ électrique. Le niobate de lithium possède deux états stables de la polarisation spontanée. Cette caractéristique se traduit par la formation d'un cycle d'hystérésis entre la polarisation et le champ électrique appliqué. La polarisation du matériau est la somme des polarisations microscopiques formant une polarisation macroscopique. Un domaine a une polarisation spontanée orientée. La somme de la polarisation de tous les domaines forme la polarisation. La phase paraélectrique est caractérisée par une distribution aléatoire des domaines produisant une polarisation macroscopique nulle. Dans la phase ferroélectrique, les domaines s'orientent avec l'application d'un champ électrique. Une polarisation macroscopique persiste en l'absence de champ électrique (Fig. 2-3).

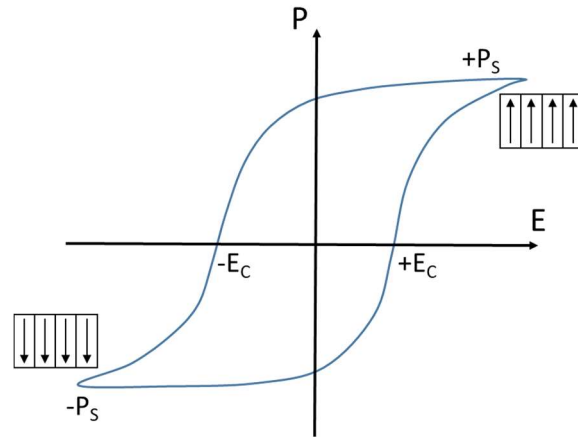


Figure 2-3 : Cycle d'hystérésis d'un ferroélectrique.

Le champ coercitif  $E_c$  est la valeur du champ électrique externe à appliquer pour passer d'un état stable à l'autre. Selon le sens de passage entre les deux états, ce champ coercitif peut-être négatif ou positif. La polarisation spontanée est induite par la maille cristalline possédant une non-centrosymétrie (déplacement des ions par rapport aux plans d'oxygènes pour le niobate de lithium). La répartition non uniforme des charges provoque l'apparition d'un dipôle électrostatique aux extrémités de la maille dont le sens peut être renversé par l'application d'un champ électrique. Dans cet état ferroélectrique, le niobate de lithium présente une polarisation spontanée  $P_s$  due à une répartition de charge non uniforme des ions lithium et niobium (Fig. 2-4). En conséquence, le cristal possède un moment dipolaire permanent en l'absence de champ électrique externe. Cette polarisation spontanée est orientée selon l'axe c (ou Z) du cristal.

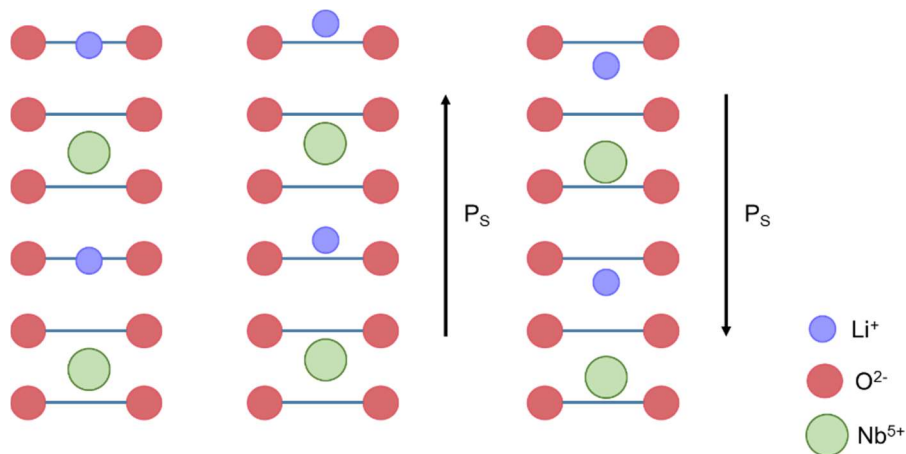


Figure 2-4 : Représentation simplifiée de la maille cristalline du niobate de lithium et de la polarisation spontanée.

## 2.2.2 Classification de la matière

Le caractère non-centrosymétrique du niobate de lithium en dessous de la température de Curie lui procure un caractère polaire. La figure 2-5 présente les propriétés des cristaux en fonction de leur classe cristalline.

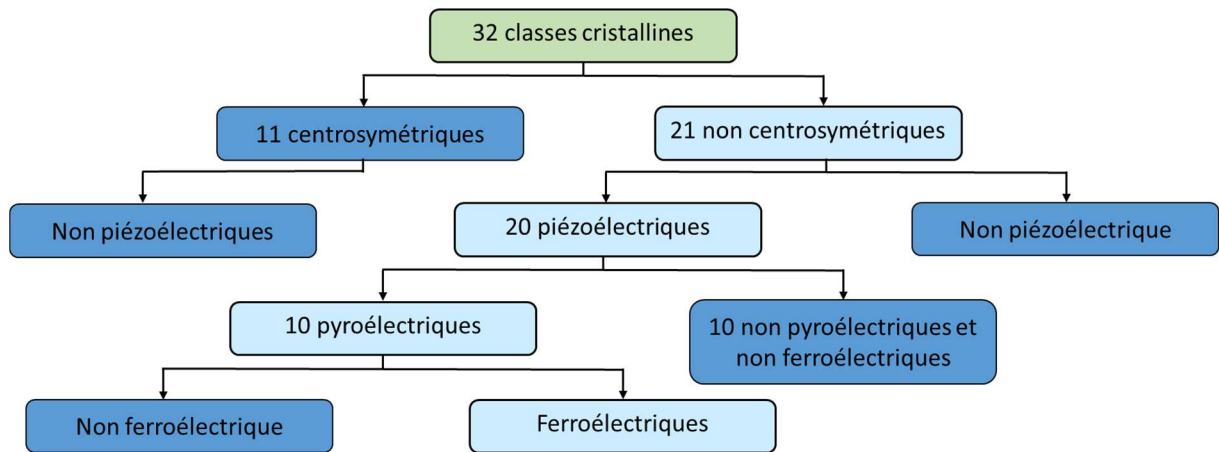


Figure 2-5 : Organisation des classes cristallines associées aux propriétés des matériaux ferroélectriques

La quasi-totalité des matériaux appartenant à la classe non-centrosymétrique sont piézoélectriques. Une contrainte mécanique engendre une variation de la polarisation du matériau. Une partie de cette classe appartient aux matériaux pyroélectriques qui voient une variation de la polarisation lors d'une variation de température. L'effet pyroélectrique est la capacité des cristaux à générer de l'électricité lorsqu'ils sont chauffés ou refroidis. Un matériau pyroélectrique se polarise proportionnellement à un changement de température. La maille cristalline du niobate de lithium autorise une inversion de polarisation sous champ électrique, il est donc aussi ferroélectrique.

### 2.2.3 La polarisation spontanée

Le déplacement électrique  $\vec{D}$  est défini par la relation  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$  où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $\vec{E}$ ,  $\vec{P}$  les vecteurs champ électrique et polarisation respectivement. La ferroélectricité du niobate de lithium lui procure une polarisation spontanée  $\vec{P}_S$  même en l'absence de l'application d'un champ électrique externe  $\vec{E}$ . La polarisation totale est composée d'une part par le caractère diélectrique et d'autre part par sa polarisation spontanée capable d'être modifiée lors de variation de température. La polarisation peut donc être distinguée en parties induite et spontanée dans un ferroélectrique [87].

$$\vec{P} = \vec{P}_{ind} + \vec{P}_S = \epsilon_0 \chi \vec{E} + \vec{P}_S \quad (2.1)$$

Avec  $\chi (= \epsilon_r - 1)$  la susceptibilité relative du milieu et  $\epsilon_r$  la permittivité relative. Le vecteur déplacement électrique se définit alors par :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} + \vec{P}_S = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} + \vec{P}_S \quad (2.2)$$

## 2.2.4 La pyroélectricité

Le système cristallin du niobate de lithium ne possède pas de centre de symétrie, il possède des moments dipolaires locaux (microscopiques) dû au fait que le barycentre des charges positives ne coïncide pas avec celui des charges négatives. Un dipôle électrique est formé par deux charges de signe opposé, égales en valeur absolue et séparées par une très petite distance  $d$  (Fig. 2-6). Ce dipôle est caractérisé par un moment dipolaire électrique  $\vec{\mu}$  qui est une grandeur vectorielle. Le moment dipolaire est défini comme  $\vec{\mu} = q\vec{d}$ .

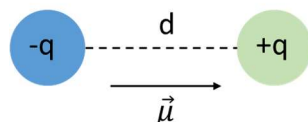


Figure 2-6 : Illustration du moment dipolaire.

Le moment dipolaire permanent du niobate de lithium est orienté de telle manière que toutes les terminaisons positives des dipôles soient dans une direction et les terminaisons négatives dans la direction opposée. Cette orientation correspond à l'axe optique privilégié du cristal. A l'échelle atomique, ces moments dipolaires sont tous alignés dans la même direction. Lors du chauffage, les ions niobium et lithium se rapprochent de leur position centrée par rapport aux couches d'oxygènes [52]. Le barycentre des charges est modifié entraînant une diminution du moment dipolaire.

Lors d'une variation de température, le niobate de lithium voit une variation de sa polarisation spontanée qui induit une différence de potentiel entre les deux faces  $Z$  opposées. Cette variation entraîne un champ électrique interne détectable sous la forme d'une différence de potentiel entre les faces  $Z$  du cristal. Ce caractère pyroélectrique n'est présent qu'en deçà de la température de Curie. La polarisation spontanée du niobate de lithium diminue lorsque la température augmente jusqu'à atteindre la température de Curie où elle s'annule. Dans la phase paraélectrique, le caractère non polaire du niobate de lithium fait qu'il n'est pas pyroélectrique.

Dans la phase ferroélectrique, lorsque la température est constante, la polarisation spontanée est compensée par des charges libres, les faces du cristal sont électriquement chargées mais aucune différence de potentiel ne se manifeste. Le sens de la polarisation étant dicté par la terminaison des cations par rapport aux plans d'oxygènes, le sens de l'axe principal  $c$  du cristal détermine les faces  $Z^+$  et  $Z^-$  du cristal. Les charges de compensation sont négatives sur la surface  $Z^+$  et positives sur la surface  $Z^-$ . Dès lors qu'une variation de température opère, la polarisation spontanée est modifiée et entraîne une variation des charges internes au cristal. Un déséquilibre s'instaure entre les charges internes et les charges de compensation. Un champ électrique dit « champ pyroélectrique » apparaît entre les faces  $Z^+$  et  $Z^-$  du cristal.

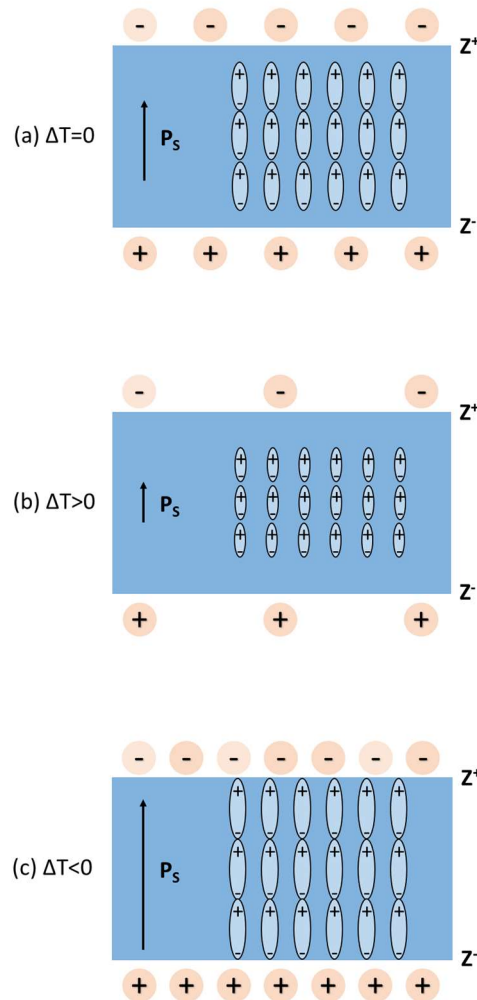


Figure 2-7 : Illustration de la variation de polarisation spontanée dans le niobate de lithium, (a) à température constante, (b) variation positive et (c) variation négative de température.

A température constante, la polarisation spontanée est compensée par des charges libres. Les surfaces présentant une couche de charges liées sont écrantées par des électrons ou ions provenant de l'environnement (Fig. 2-7a). Lors d'une variation de température positive, la polarisation spontanée diminue et par conséquent la quantité de charges liées diminue (Fig. 2-7b). L'effet inverse se produit pour une variation de température négative (Fig. 2-7c). Le retour à l'équilibre se fait lorsque la température redevient constante et que toutes les charges de surface sont compensées.

Une variation de la polarisation entraîne un changement de densité de charges de surface provoquant un champ électrique. La pyroélectricité est l'effet qui relie une modification de température à une variation de déplacement électrique. Cet effet est représenté par  $p = \frac{d\vec{D}}{dT} = \frac{d\vec{P}}{dT}$  où  $p$  est le coefficient pyroélectrique et s'exprime en  $C/m^2/^\circ C$ .

Le diagramme de la figure 2-8 décrit les phénomènes directs et couplés entre les variables d'état thermique, électrique et mécanique qui caractérise un système. Les propriétés magnétiques ne figurent pas pour plus de lisibilité. Les cercles en gras et non gras sur le diagramme représentent les variables d'états intensives et extensives. Une grandeur intensive est indépendante de la quantité de matière du système alors qu'une grandeur extensive lui est proportionnelle. Chaque trait stipule qu'une



modification d'une variable implique une modification de l'autre variable associée. Les traits plus épais indiquent les effets directs.

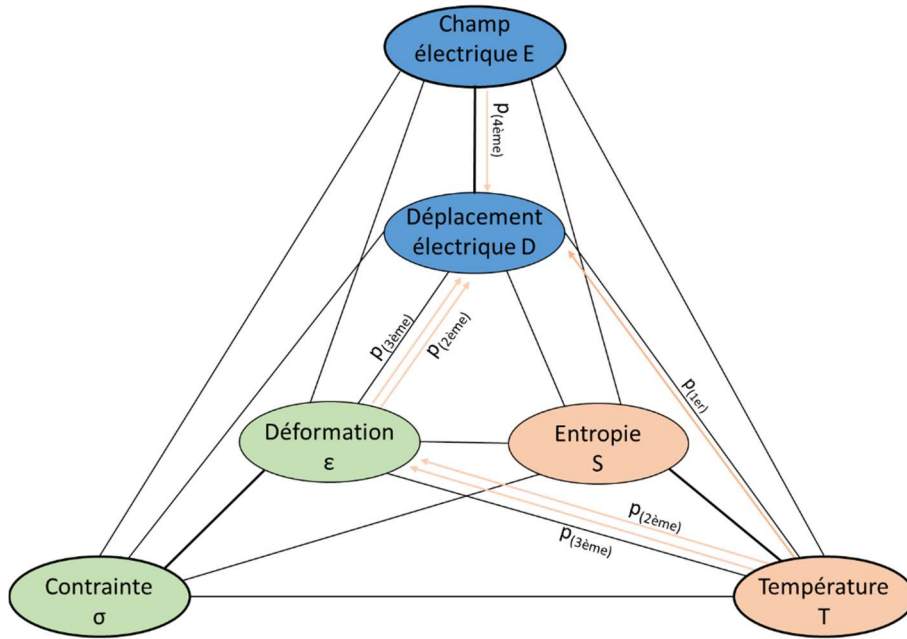


Figure 2-8 : Description des phénomènes entre variables d'états et représentation de l'effet pyroélectrique (adapté de [88, 90]).

Si aucune variable d'état impliquée n'est considérée comme fixe, le coefficient pyroélectrique est composé de quatre effets dû au couplage entre les variables d'états thermique, électrique et mécanique. L'effet pyroélectrique primaire représente la modification du déplacement électrique lors d'une variation de température lorsque le cristal subit une contrainte constante pour éviter la contraction ou dilatation. Le second effet est dû à la dilatation thermique puisque la déformation entraîne un effet piézoélectrique. De manière générale, c'est la somme de ces deux effets qui est mesurée. L'effet tertiaire est provoqué par une variation de température non uniforme. Et enfin, le quatrième effet est une dépendance de la constante diélectrique à la température qui peut entraîner une modification de la densité de charge de surface [88, 91]. Lors de faible variation de température, sans champ électrique externe et sans gradient thermique, si le matériau est libre de se déformer sans aucune contrainte  $\sigma$ , le coefficient pyroélectrique est défini par les coefficients primaire et secondaire :

$$p_i^\sigma = \left( \frac{\partial P_S}{\partial T} \right)_{E, \sigma} = p_i^\varepsilon + \sum_{jklm} d_{ijk}^T c_{jklm}^{E,T} \alpha_{lm}^E \quad (2.3)$$

Avec  $p_i^\varepsilon$  l'effet pyroélectrique primaire sans déformation  $\varepsilon$  du matériau et l'effet secondaire dû à la piézoélectricité où la déformation engendrée par la dilation thermique induit une polarisation complémentaire (produit des tenseurs piézoélectrique  $d$ , rigidité élastique  $c$  et de la dilatation thermique  $\alpha$ ). Les indices  $i, j, k, l, m$  représentent les composantes des tenseurs.

Pour le niobate de lithium, la polarisation spontanée peut être commutée entre deux orientations le long de la direction polaire. L'origine de  $\vec{P}_S$  réside dans la symétrie de la structure cristalline, sa variation

est due au mouvement des ions lithium et niobium par rapport aux plans d'oxygènes. Le tenseur pyroélectrique prend la forme :  $[p] = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p \end{pmatrix}$  et la variation de polarisation spontanée  $\Delta P_S$ , orientée uniquement selon l'axe z, lors d'une variation de température  $\Delta T$  est définie par [58] :

$$\Delta P_S = p\Delta T \quad (2.4)$$

### 2.2.5 Évaluation du coefficient pyroélectrique

Comme vu précédemment, la polarisation spontanée  $P_S$  d'un cristal ferroélectrique diminue lorsque la température augmente. En pratique un changement de température induit un changement de polarisation et l'apparition d'un courant dû au changement de la densité surfacique des charges liées. Ces variations peuvent être détectées en déposant un conducteur sur les faces Z du niobate de lithium. Les charges liées modifient la quantité de charges libres stockées sur les électrodes.

La mesure du coefficient pyroélectrique consiste à détecter la variation de la polarisation spontanée lors d'une stimulation thermique. Il existe deux techniques de mesure: la méthode statique qui utilise plusieurs températures constantes et la méthode dynamique qui applique la température en fonction du temps. La mesure de variation de polarisation est généralement indirecte. Un conducteur est déposé sur les faces électriquement chargées permettant la mesure de la modification de la tension, du courant, de la charge ou encore de la capacité. Un flux de charges de compensation peut être mesuré dans le conducteur déposé sur les faces Z par exemple. Si la température est constante, la polarisation spontanée l'est aussi et aucun courant ne circule. Si la température augmente, la polarisation diminue ainsi que les charges liées à la surface. Pour compenser ces charges, les charges libres se redistribuent, provoquant un courant dans le circuit. Si la température diminue, le signe du courant est inversé. Plusieurs considérations doivent être prises en compte pour garantir la mesure comme la méthode de modification de température, l'équilibre thermique, les contacts électriques, la séparation des différentes composantes du coefficient pyroélectrique  $p$  [90].

### 2.2.6 Mesures expérimentales

Une mesure expérimentale permet de déterminer la variation de charges induites par la température. Pour compenser le déséquilibre de charges du niobate de lithium induit par une variation de température, des charges se mettent en mouvement si des électrodes sont déposées sur les faces Z du cristal, reliées entre elles. Cette configuration s'apparente à celle d'un condensateur plan (Fig. 2-9). Les charges de la capacité peuvent être mesurées à l'aide d'un électromètre. Cette variation de charges permet de déduire le coefficient pyroélectrique :

$$p = \frac{1}{S} \frac{\Delta Q}{\Delta T} \quad (2.5)$$

Avec  $\Delta Q$  la variation de charge mesurée lors d'une variation de température  $\Delta T$  et  $S$  la surface de l'échantillon. De la même manière, une mesure de tension aux bornes de l'échantillon peut être réalisée. Le coefficient pyroélectrique mesuré est une combinaison des composantes primaire et secondaire. Les composantes tertiaire et quaternaire s'annulent puisqu'aucun champ n'est appliqué et qu'on considère qu'il n'y a pas de gradient de température au sein de l'échantillon. En effet, l'équation de la diffusion de la chaleur est :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \Delta T \quad (2.6)$$

Avec  $\lambda$  la conductivité thermique en  $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $\rho$  la masse volumique en  $\text{kg.m}^{-3}$ ,  $c$  la chaleur spécifique en  $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $\Delta T$  le laplacien de la température. Si on prend le cas à une dimension, l'équation devient :

$$\frac{T}{\tau} = \frac{\lambda}{\rho c l^2} T = D_{th} \frac{T}{l^2} \quad (2.7)$$

Avec  $\tau$  le temps de diffusion thermique,  $l$  la longueur de diffusion et  $D_{th}$  le coefficient de diffusion thermique. Pour un échantillon de niobate de lithium de  $500 \mu\text{m}$  d'épaisseur et  $D_{th}=19.10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ , le temps caractéristique d'établissement de la température est de  $\tau = 0.13 \text{ s}$  [90].

L'échantillon mesure  $20 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$  respectivement selon les axes X, Y et Z. Il est métallisé sur les deux faces Z afin de mesurer la tension à ses bornes ou la variation de charges induites dans le conducteur. Les électrodes sont reliées à un électromètre (KEITHLEY 6514). L'échantillon est placé dans une enceinte thermique afin d'assurer un chauffage uniforme avec une thermistance à proximité pour suivre la température (Fig. 2-9).

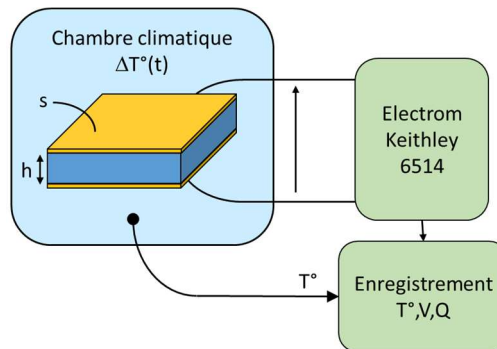


Figure 2-9 : Schéma de la mesure aux bornes d'un échantillon de niobate de lithium.

Les mesures de variation de charges sont réalisées pour des variations de température de  $5^\circ\text{C}$ . La figure 2-10 montre la mesure de variation de charges aux bornes de l'échantillon. Les faces de l'échantillon sont court-circuitées avant la mesure à température stable. Pour réaliser la mesure, on se place alors en circuit ouvert et on modifie la température de  $5^\circ\text{C}$ . Le coefficient pyroélectrique est évalué en utilisant l'équation (2.5). Cette opération est répétée plusieurs fois sur la plage de température  $-30^\circ\text{C}$

à +75°C. La figure 2-10b montre l'évolution du coefficient pyroélectrique  $p$  obtenu pour l'échantillon mesuré.

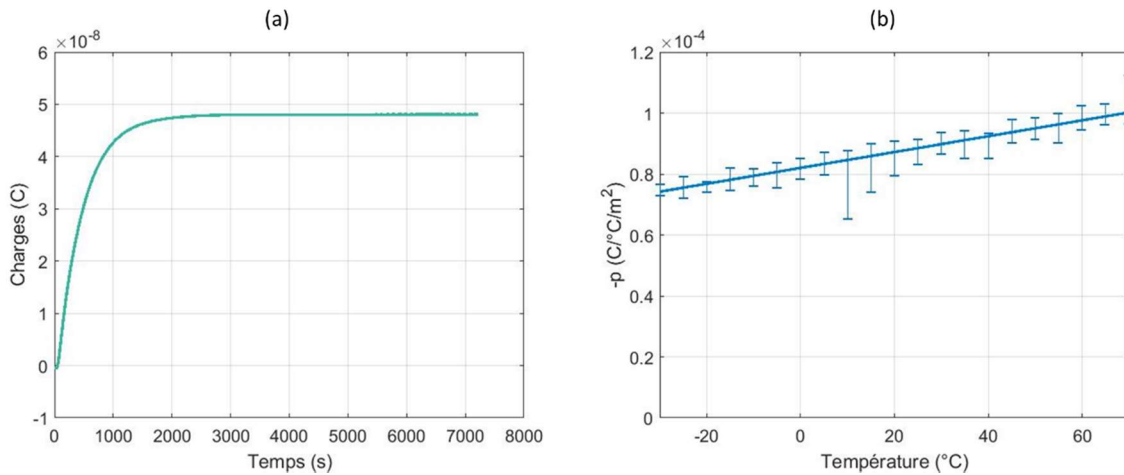


Figure 2-10 : (a) Exemple de mesure de variation de charges aux bornes de l'échantillon pour une variation de température entre 40 et 35°C, (b) Evolution du coefficient pyroélectrique de l'échantillon de niobate de lithium en fonction de la température.

On remarque sur la figure 2-10b que le coefficient pyroélectrique n'est pas constant sur la plage de température de la mesure. Entre -30°C et +75°C, le coefficient de l'échantillon évolue entre  $-7.4 \cdot 10^{-5}$  et  $-10 \cdot 10^{-5} \text{ C}/\text{°C}/\text{m}^2$ . La valeur à 25°C est cependant de  $-8.85 \cdot 10^{-5} \text{ C}/\text{°C}/\text{m}^2$ , ce qui est en accord avec la valeur donnée par le fournisseur Gooch & Housego à savoir  $-8.3 \cdot 10^{-5} \text{ C}/\text{°C}/\text{m}^2$  à la température de 25°C. L'évolution de ce coefficient avec la température est en accord avec la littérature [92, 93].

Une mesure dynamique permet de suivre l'évolution de la tension mesurée aux bornes de l'échantillon lors d'une variation de température entre 20 et 25°C avec une rampe de 2°C/min. La figure 2-11 montre que la tension, représentée en bleu, augmente « instantanément » avec la température, en violet, puis diminue avec la recombinaison des charges. La forme de cette mesure s'apparente à la charge/décharge d'un condensateur.

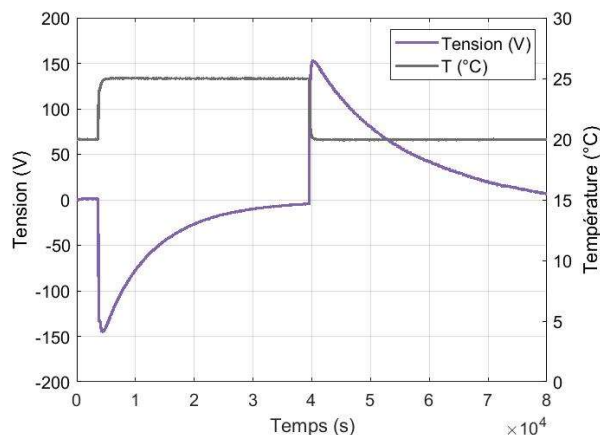


Figure 2-11 : Tension mesurée aux bornes d'un échantillon de niobate de lithium coupe Z (courbe en violet) pour une variation de température de 5°C (courbe en gris).

Lorsque la température est stable, la tension aux bornes de l'échantillon diminue de manière exponentielle. Des charges viennent compenser le champ pyroélectrique généré par la variation de température. Ici, ces charges sont des charges libres provenant du cristal.

## 2.3 Dynamique du phénomène de pyroélectricité

### 2.3.1 Comportement électrique approche maxwellienne

La mise en équation du comportement du niobate de lithium vis-à-vis de la température peut permettre de décrire le phénomène de pyroélectricité et d'en déduire les paramètres physiques du cristal mis en jeu.

La charge électrique est une grandeur conservative. Elle ne peut qu'être échangée avec un autre système. L'équation locale s'écrit :

$$\operatorname{div} \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.8)$$

Où  $\vec{J}$  est le vecteur densité de courant et  $\rho$  la densité de charge électrique. En combinant la conservation de charge et la loi de Maxwell-Gauss ( $\operatorname{div} \vec{D} = \rho$ ), on obtient :

$$\operatorname{div} \vec{J} + \frac{\partial \operatorname{div} \vec{D}}{\partial t} = 0 \quad (2.9)$$

En négligeant les effets de pointe du cristal, l'équation (2.9) peut s'écrire :

$$\operatorname{div} \left( \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.10)$$

La loi d'Ohm et le déplacement électrique  $\vec{D}$  permettent d'obtenir :

$$\operatorname{div} \left( \sigma \vec{E} + \frac{\partial (\epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} + \vec{P}_S)}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.11)$$

Avec  $\sigma$  la conductivité électrique,  $\vec{E}$  le champ électrique,  $\epsilon_0$  et  $\epsilon_r$  les permittivités du vide et relative du milieu,  $\vec{P}_S$  la polarisation spontanée. La polarisation du niobate de lithium est orientée selon l'axe z, elle se définit par :

$$\vec{P}_S = P_S \cdot \vec{e}_z + p_{\text{pyro}} \cdot (T - T_0) \cdot \vec{e}_z \quad (2.12)$$

Avec  $P_S$  la polarisation spontanée du cristal,  $T_0$  la température d'équilibre « électrique » et  $p_{pyro}$  le coefficient pyroélectrique. La polarisation et le champ électrique étant définis ici selon l'axe  $z$ , l'opérateur divergence se restreint à  $div \equiv \frac{\partial}{\partial z}$ . A partir de l'équation (2.11), on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma E + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \epsilon_r E + P_S + p_{pyro} (T - T_0)) \right) = 0 \quad (2.13)$$

$P_S$  est une constante intrinsèque au matériau qui ne dépend pas du temps. En intégrant, l'équation (2.13) devient :

$$\sigma E + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \epsilon_r E + p_{pyro} (T - T_0)) = \sigma E_0 = \text{constante} \quad (2.14)$$

A l'équilibre, le champ électrique généré par la polarisation spontanée du niobate de lithium est compensé par les charges libres externes. On peut donc considérer que le champ électrique est constant et nul dans tout l'échantillon, soit :  $E_0 = 0$

Le champ électrique est défini par  $\vec{E} = -\overrightarrow{grad}V$ , si l'épaisseur de l'échantillon est  $h$  :  $E = -\frac{V}{h}$  :

$$\frac{\partial V}{\partial t} = p_{pyro} \frac{h}{\epsilon_0 \epsilon_r} \frac{\partial T}{\partial t} - \sigma \frac{h}{\epsilon_0 \epsilon_r} \frac{V}{h} \quad (2.15)$$

La résistance s'approxime par :  $R = \rho \frac{h}{S}$  et la capacité d'un condensateur par :  $C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{h}$  avec  $\rho$  la résistivité,  $S$  la surface et  $h$  l'épaisseur de l'échantillon. D'où :

$$RC = \rho \epsilon_0 \epsilon_r = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\sigma} \quad (2.16)$$

Avec  $\sigma = \frac{1}{\rho}$  la conductivité électrique. En combinant les équations (2.15) et (2.16), on obtient alors l'équation différentielle de la charge d'un condensateur :

$$\frac{\partial V}{\partial t} = p_{pyro} \frac{S}{C} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{V}{RC} \quad (2.17)$$

### 2.3.2 Modèle du condensateur plan

Les équations de Maxwell montrent que le phénomène de pyroélectricité peut être décrit par un modèle de condensateur plan, ce que nous allons appliquer d'un point de vue pratique à l'échantillon.

La modification de la polarisation (le déplacement des ions) crée un déséquilibre de charges qui peuvent être compensées par des charges internes au cristal ou des charges environnementales. Les dipôles du cristal sont des charges fixes, leur dynamique ne dépend que de la variation de température.

On considère un échantillon plan de niobate de lithium coupe Z comme celui représenté sur la figure 2-12. Ces faces supérieure et inférieure sont métallisées et la géométrie est telle qu'on peut l'assimiler à un condensateur plan (largeur et longueur  $\gg$  épaisseur).

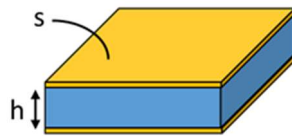


Figure 2-12 : Schéma d'un échantillon plan de niobate de lithium coupe Z métallisé sur les faces Z+ et Z-.

Lorsqu'un tel échantillon est soumis à des variations de température, la variation de charges sur les faces Z+ et Z-, liée à l'effet pyroélectrique (aux dipôles fixes) est donnée par :

$$\Delta Q_{\text{pyr}} = pS\Delta T \quad (2.18)$$

$p$  est le coefficient pyroélectrique du niobate de lithium,  $S$  la surface de l'échantillon.  $\Delta T = T - T_0$  est la variation de température avec  $T_0$  la température initiale pour laquelle les charges sont équilibrées.

Ces charges pyroélectriques sont alors compensées par les charges internes de l'échantillon ou en provenance du milieu extérieur, à travers un circuit RC équivalent.

En considérant l'échantillon « isolé » électriquement de l'environnement, le circuit équivalent du dispositif est un condensateur plan en parallèle d'une résistance. L'apport de charges  $Q_{\text{pyr}}$  dans le circuit est provoqué par le cristal lors de variation de température.  $R$  et  $C$  correspondent respectivement à la résistance et à la capacité du circuit.

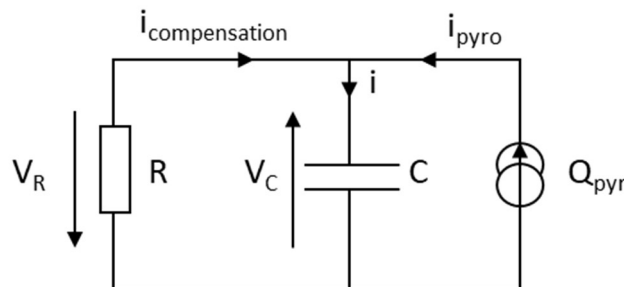


Figure 2-13 : Schéma équivalent d'un échantillon de niobate de lithium coupe Z soumis à des variations de température.

Le système répond donc à la somme de deux sollicitations : un différentiel de charge dû à l'effet pyroélectrique et une compensation à travers un circuit de type RC. La dynamique des charges de

compensation est régie selon la même approche que la décharge d'un condensateur chargé à travers une résistance  $V_C + V_R = 0$ , soit :

$$\frac{q}{C} + R \frac{dq}{dt} = 0 \quad (2.19)$$

Où dans le cas d'un système isolé,  $C$  est la capacité de l'échantillon et  $R$  sa résistance. La résistance électrique caractérise la difficulté de passage du courant dans le milieu.

Par dérivation, la dynamique de la charge pyroélectrique peut s'écrire :

$$\frac{dq}{dt} = pS \frac{dT}{dt} \quad (2.20)$$

Par sommation des phénomènes d'apparition de charge et de compensation, on obtient l'équation différentielle régissant la dynamique du système :

$$\frac{dq}{dt} = pS \frac{dT}{dt} - \frac{q}{RC} \quad (2.21)$$

La tension aux bornes de l'échantillon étant  $V = \frac{q}{C}$ , l'équation (2.21) devient donc :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{pS}{C} \frac{dT}{dt} - \frac{V}{RC} \quad (2.22)$$

En remplaçant la capacité du condensateur et la résistance, l'équation (2.22) devient :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{p}{\epsilon_0 \epsilon_r} h \frac{dT}{dt} - \frac{V}{\rho \epsilon_0 \epsilon_r} \quad (2.23)$$

### 2.3.3 Temps de relaxation du phénomène pyroélectrique

Le retour à l'équilibre dépend de la conductivité de l'échantillon. Le temps nécessaire pour retrouver la neutralité est le temps de relaxation diélectrique, défini par [94] :

$$\tau = \epsilon_0 \epsilon_r / \sigma \quad (2.24)$$

Où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,  $\epsilon_r = 28.7$  est la permittivité relative du niobate de lithium [52] et  $\sigma$  est la conductivité. On peut déduire la conductivité de l'échantillon en assimilant les mesures de charges précédentes à la décharge d'un condensateur qui sont de la forme  $\exp(-t/\tau)$ .



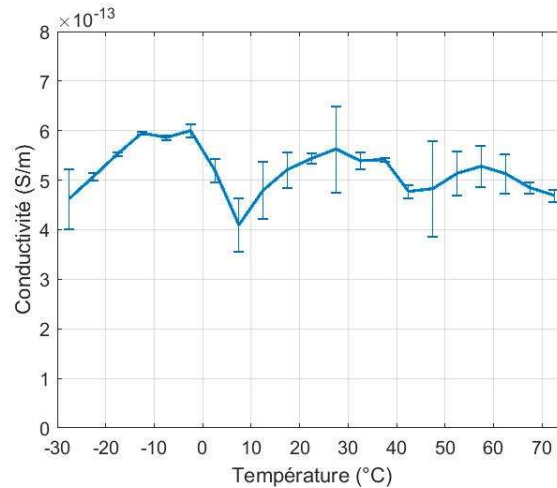


Figure 2-14 : Evolution de la conductivité électrique de l'échantillon de niobate de lithium en fonction de la température.

En moyenne, la conductivité est de  $5.2 \cdot 10^{-13}$  S/m sur la plage de température  $-30/+75^{\circ}\text{C}$  pour cet échantillon d'après la figure 2-14.

A  $25^{\circ}\text{C}$ , la conductivité de l'échantillon mesuré est de  $\sigma = 5.44 \cdot 10^{-15} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ . Les valeurs de conductivité du niobate de lithium relevées dans la littérature pour une composition congruente du cristal à  $25^{\circ}\text{C}$  sont comprises entre  $10^{-14}$  et  $10^{-18} \Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$  [62, 95-99].

Cependant la conductivité électrique du niobate de lithium est une valeur qui dépend de plusieurs caractéristiques comme le rapport Li/Nb du cristal, la pression, la température de réduction du cristal, la fréquence, la température de mesure, les dopants et dans la littérature cette valeur s'étale entre  $10^{-7}$  et  $10^{-18} \Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$  [94, 100-106]. La conductivité du cristal est très éparse. La dépendance de cette valeur avec les paramètres de fabrication et les conditions de mesures peut entraîner une dispersion entre différents échantillons.

La conductivité du niobate de lithium étant très faible, la recombinaison interne est un phénomène très lent. Ce processus peut être accéléré par l'apport de charges externes si on n'est pas dans le vide, en contactant les électrodes de part et d'autre de l'échantillon, en faisant un court-circuit ou en ajoutant une résistance en série au circuit [107, 108].

## 2.4 Simulations numériques

### 2.4.1 Modélisation numérique

Dans de cas simple de variation de température, on peut résoudre de manière analytique les équations différentielles précédentes. La méthode de Runge-Kutta permet de résoudre numériquement l'équation différentielle régissant le niobate de lithium, et notamment l'exemple de l'échantillon placé dans une enceinte thermique.

Le profil en température utilisé est celui enregistré par la sonde de température de l'enceinte climatique lors de la mesure (Fig. 2-15a). La mesure de tension est celle obtenue avec l'électromètre

connecté aux bornes de l'échantillon soumis à une variation de température ( $\Delta T=5^{\circ}\text{C}$ ). A la température de démarrage, l'échantillon est court-circuité afin d'équilibrer les charges. La différence de potentiel est donc nulle avant l'application de la variation de température.

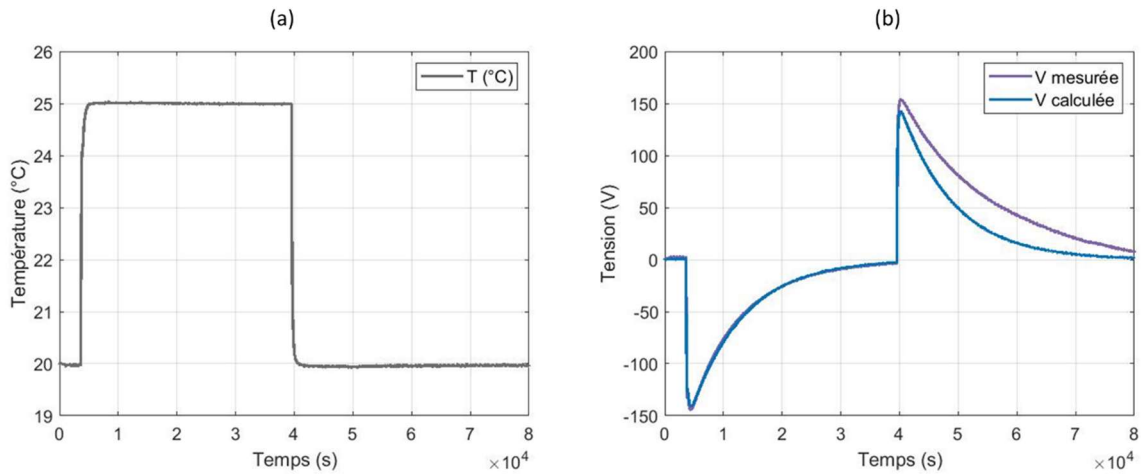


Figure 2-15 : Résultats de modélisation de l'équation différentielle régissant le niobate de lithium. (a) profil de température enregistré lors de la mesure, (b) tensions mesurée et calculée.

Les paramètres physiques de l'échantillon utilisé pour réaliser la modélisation (Fig. 2-15) sont une surface de  $S = 1.75 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ , un coefficient pyroélectrique de  $p = -8.9 \cdot 10^{-5} \text{ C/m}^2/^{\circ}\text{C}$ , une résistance de  $R = 18 \cdot 10^{12} \Omega$  et une capacité de  $99 \cdot 10^{-12} \text{ F}$ . La valeur de la surface correspond à celle de l'électrode déposée en surface, les autres paramètres sont optimisés pour la montée en température. L'écart relatif entre la simulation et la mesure expérimentale lors de la montée en température de 20 à 25°C et pendant le plateau de température est supérieur à 6%.

A partir des données physiques de l'échantillon, la modélisation donne des résultats comparables à la mesure, tant au niveau des amplitudes que de la dynamique. On constate néanmoins une légère dissymétrie d'amplitude et de constante de temps pour les variations positives et négatives de température. Cela peut s'expliquer par l'influence de la température sur la conductivité, par les impuretés du cristal ou encore les contacts électriques lors de la mesure que la simulation ne prend pas en compte.

## 2.4.2 Comparaison résolution numérique

L'outil Comsol Multi-Physics permet de simuler le champ électrique dans un cas stationnaire ou dynamique. Ce logiciel est basé sur la méthode des éléments finis et intègre différents modèles permettant de simuler de nombreux phénomènes physiques en résolvant les équations aux dérivées partielles. Les modules « transfert de chaleur » et « courants électriques » permettent de modéliser la réponse électrique du niobate de lithium vis-à-vis de la température.

Les propriétés concernant le niobate de lithium que la simulation considère sont résumées dans le tableau suivant :

	Paramètres fournisseur
Conductivité thermique @25°C	$10^{-2}$ cal/cm.sec.°C soit 4.148 W/m/K
Chaleur spécifique @25°C	0.15 cal/g/°C soit 628.02 J/kg/K
Densité	4.65 g/cm <sup>3</sup> soit 4650 kg/m <sup>3</sup>
Constante diélectrique @25°C	$\epsilon_{11}=85$ $\epsilon_{33}=28.7$
Coefficient pyroélectrique @25°C	$-8.3 \cdot 10^{-5}$ C/°C/m <sup>2</sup>

Tableau 1 : Propriétés physiques du niobate de lithium nécessaires pour la simulation.

Un autre paramètre nécessaire à la simulation est la conductivité électrique du matériau. Cette donnée a beaucoup été étudiée notamment en fonction de la température, cependant les valeurs sont très dispersées dans la littérature comme nous l'avons vu précédemment [96, 101, 106].

Après optimisation des paramètres, la simulation permet d'obtenir une tension qui se rapproche de la réponse du cristal vis-à-vis de la température comme le montre la figure 2-16b.

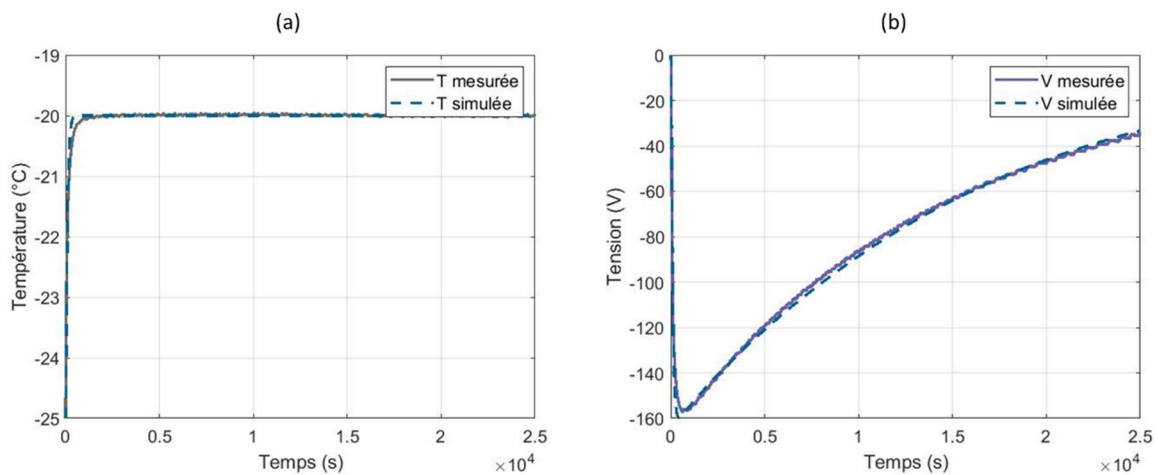


Figure 2-16 : Résultats de modélisation de (a) la température et (b) la tension mesurée aux bornes d'un échantillon de niobate de lithium coupe Z lors d'une variation de température de 20 à 25°C.

L'encadrement des paramètres de simulation pour caractériser l'amplitude de la tension mesurée aux bornes de l'échantillon mène à une conductivité de  $1.58 \pm 0.04 \cdot 10^{-14}$  S/m pour un coefficient pyroélectrique de  $-6.5 \cdot 10^{-5}$  C/°C/m<sup>2</sup>, ce qui correspond à une résistivité de  $6.33 \cdot 10^{12}$  Ω.m. L'écart relatif moyen entre la simulation et la mesure expérimentale est inférieur à 5%.

Cette modélisation montre bien la réponse en température du niobate de lithium. La simulation permet de retrouver les paramètres physiques de l'échantillon mesuré.

## 2.5 Conclusion

Le phénomène de pyroélectricité qui apparaît dans un échantillon en niobate de lithium coupe Z soumis à des variations de température se traduit par :

- Une variation de charges non mobiles en surface lors d'une variation de température dont la dynamique est celle de la température du cristal.
- Une compensation de ces charges par des charges mobiles présentes dans et autour de l'échantillon dont la dynamique répond à un circuit RC.

La simulation multi-physique permet une approche fidèle du comportement pyroélectrique du cristal. La modélisation est proche des mesures expérimentales et reflète les effets du cristal engendrés par une variation de température. On note néanmoins une légère asymétrie entre les variations de température positive et négative. Le modèle phénoménologique ainsi que la simulation multi-physique doit permettre de modéliser la dynamique et la compensation de l'effet pyroélectrique par exemple en introduisant des résistances plus faibles en parallèle ou des couches antistatiques qui permettront de compenser plus rapidement les effets pyroélectriques.

L'utilisation d'un logiciel multi-physique est tout à fait appropriée et peut permettre de simuler des structures plus complexes, notamment un modulateur électro-optique.

L'impact du phénomène pyroélectrique du niobate de lithium sur l'optique guidée est le sujet du prochain chapitre.

---

---

# Chapitre 3:

## Analyse de l'impact de la pyroélectricité sur la propagation guidée intégrée sur niobate de lithium coupe Z

---

3.1	Les guides optiques.....	66
3.1.1	L'optique guidée.....	66
3.1.2	La réalisation des guides optiques intégrés sur niobate de lithium.....	67
3.1.3	La propagation de la lumière.....	70
3.1.4	Les pertes optiques .....	73
3.2	Influence de la face du cristal .....	75
3.2.1	Historique .....	75
3.2.2	Problématique inversion de domaines.....	76
3.2.3	Inversion de polarisation .....	77
3.3	Effet électro-optique induit par une variation de température .....	78
3.3.1	Champ électrique interne induit par une variation de température.....	78
3.3.2	Simulation du mode optique déformé par variation de température .....	80
3.3.3	Propagation dans les guides déformés par effet pyroélectrique .....	82
3.3.4	Démonstration expérimentale.....	86
3.4	Facteurs influents.....	88
3.4.1	Le profil d'indice.....	88
3.4.2	L'indice effectif.....	88
3.4.3	Recouvrement entre mode du guide et mode de la fibre .....	89
3.4.4	La température de compensation.....	89
3.5	Conclusion .....	90

---

L'apparition d'un champ électrique lors de variation de température affecte le comportement des modulateurs électro-optiques en niobate de lithium coupe Z. La pyroélectricité du cristal engendre des pertes en transmission qui sont dommageables pour le composant. Nous allons aborder dans ce chapitre comment l'effet pyroélectrique influence la propagation de la lumière et quel impact a la fabrication des guides d'ondes optique par diffusion titane.

## 3.1 Les guides optiques

### 3.1.1 L'optique guidée

La fonction optique du modulateur en niobate de lithium se réfère à l'optique intégrée [109]. Un circuit optique permet de piéger la lumière incidente, il assure le guidage et évite la diffraction dans le substrat transparent. Pour que la lumière puisse être guidée, l'indice de réfraction où se propage l'onde électromagnétique doit être supérieur au milieu qui l'entoure. La propagation guidée est régie par la loi de Snell-Descartes :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (3.1)$$

Cette loi signifie qu'à l'interface entre deux milieux d'indices  $n_1$  et  $n_2$ , le rayon incident avec un angle  $\theta_1$  aura un angle de réfraction  $\theta_2$  et si  $n_1 > n_2$  alors il existe un angle limite pour lequel il y a une réflexion totale. Comme pour les fibres optiques, les guides d'ondes reposent sur le confinement de la lumière par réflexion totale de cette dernière aux interfaces entre les milieux d'indices de réfraction différents. Les guides optiques peuvent être des structures planaires à trois couches permettant le confinement de la lumière et la propagation de la lumière (Fig. 3-1a). L'onde reste canalisée dans le milieu d'indice de réfraction le plus élevé par réflexions totales successives ( $n_1 > n_2 \geq n_3$ ).

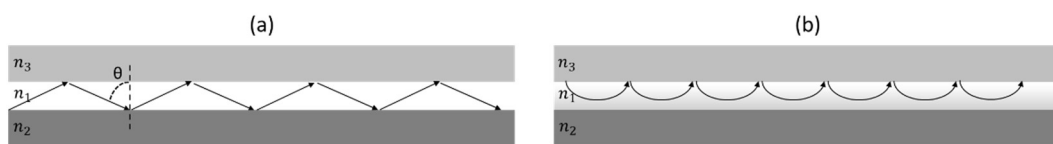


Figure 3-1: Illustration du confinement d'une onde lumineuse par réflexion aux interfaces entre milieux d'indices différents (a) à saut d'indice (b) à gradient d'indice.

Le modulateur électro-optique est constitué de niobate de lithium (diélectrique) sur lequel on intègre un circuit optique qui permet le confinement et le guidage de la lumière. Dans l'exemple de la figure 3-1, l'indice  $n_3$  est celui de l'air, l'indice  $n_2$  est celui du substrat en niobate de lithium et l'indice  $n_1$  est l'indice du guide optique. Les guides optiques réalisés dans le niobate de lithium sont des guides à gradient d'indice, l'indice de réfraction varie graduellement en fonction de la profondeur (Fig. 3-1b). La lumière se propage sous forme d'oscillations périodiques dont la profondeur dépend du profil de l'indice de réfraction.

### 3.1.2 La réalisation des guides optiques intégrés sur niobate de lithium

Pour que la lumière puisse être guidée, l'indice de réfraction du milieu de propagation doit être supérieur à son environnement. Deux technologies couramment utilisées existent pour augmenter l'indice de réfraction dans le niobate de lithium : l'échange protonique ou la diffusion d'ions permettant une modification structurale du matériau.

L'échange protonique est une technique qui nécessite d'immerger le substrat dans un bain d'acide fondu. Cette méthode fut expérimentée en 1982 où le niobate de lithium a été plongé dans un bain de nitrate d'argent, la source de proton étant due à la présence d'eau dans le sel fondu [110, 111]. Cette technique a été explorée avec l'utilisation de différents acides comme l'acide cinnamique, l'acide pyrophosphorique, l'acide benzoïque, l'acide toluïque, l'acide stéarique ou encore avec de l'eau comme source de protons [110, 112-116].

L'autre technique est la diffusion d'ions. Kaminov et Carruthers [117] ont remarqué qu'en chauffant le niobate de lithium à une température d'environ 1000°C, une désorption d'oxyde de lithium ( $\text{Li}_2\text{O}$ ) de la surface entraîne une élévation de l'indice de réfraction du cristal. Cette technique a laissé place à la diffusion de métal. En 1974, la diffusion d'ions titanes à partir d'une couche de métal déposé sur le niobate de lithium et chauffé à plus de 1000°C permet d'augmenter l'indice de réfraction [48]. D'autres méthodes existent comme l'implantation ionique, l'écriture laser ou encore la réalisation de guides d'ondes auto-écrits avec le caractère d'un soliton optique [118, 119].

La diffusion titane est particulièrement adaptée pour la réalisation de guides optiques à gradient d'indice avec de faibles variations d'indice de réfraction. Les dimensions géométriques et les paramètres de fabrication permettent d'obtenir des guides avec de faibles pertes à la longueur d'onde désirée. Dans les télécommunications, la longueur d'onde choisie est généralement 1550 nm. La diffusion titane est la technologie de fabrication qui convient à ce type d'application. Elle permet notamment de s'affranchir de l'effet photoréfractif du niobate de lithium. Cette technique crée localement une augmentation de l'indice de réfraction du niobate de lithium suivant les axes ordinaires  $n_o$  et extraordinaire  $n_e$  [120].

Dans le plan YZ, en l'absence de perturbation externe, l'équation de diffusion du titane dans le niobate de lithium est décrite par l'équation de Fick [121] :

$$\frac{\partial C(y, z, t)}{\partial t} = D_y \frac{\partial^2 C(y, z, t)}{\partial y^2} + D_z \frac{\partial^2 C(y, z, t)}{\partial z^2} \quad (3.2)$$

Où  $C(y, z, t)$  est la concentration de titane dans le plan YZ,  $t$  le temps de diffusion et  $D_y, D_z$  sont les coefficients de diffusion suivant les axes Y et Z du cristal. La distribution des ions titane après diffusion d'un ruban de largeur  $W$  se traduit par [120, 122] :

$$C(y, z, t) = \frac{C_0}{2\sqrt{\pi D_z t}} \exp\left(\frac{-z^2}{4D_z t}\right) \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{W - 2y}{4(D_y t)^{1/2}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{W + 2y}{4(D_y t)^{1/2}}\right) \right] \quad (3.3)$$



Avec  $C_0 = \frac{N_a \tau \rho_{Ti}}{M_{Ti}}$  où  $\tau$  est l'épaisseur du titane,  $\rho_{Ti}$  la densité,  $M_{Ti}$  la masse molaire et  $N_a$  la constante d'Avogadro. La variation d'indice de réfraction est liée à la concentration de titane par la relation (3.4) [123]. La fonction  $f$  donne la dépendance de la variation d'indice de réfraction avec la concentration de titane pour une longueur d'onde donnée et la fonction  $d$  prend en compte les effets de dispersion chromatique. Le profil obtenu est à gradient d'indice, la concentration de titane prend la forme d'une semi-gaussienne.

$$dn_{o,e}(y, z, \lambda) = d_{o,e}(\lambda) f_{o,e}(C(y, z, t)) \quad (3.4)$$

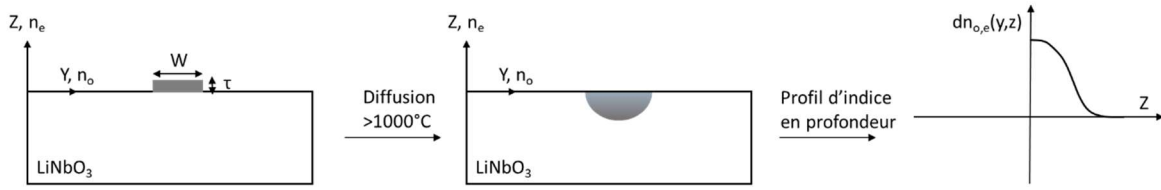


Figure 3-2 : Diffusion d'un ruban de titane à la surface du niobate de lithium coupe Z et obtention d'un gradient d'indice.

Cet accroissement d'indice permet de créer les guides d'ondes optiques dont la géométrie est adaptée pour réaliser les fonctions du modulateur électro-optique. La configuration du modulateur coupe Z est celle qui nous intéresse, seule la composante TM du mode optique suivant l'axe extraordinaire sera étudiée. Dans ce cas, l'indice de réfraction extraordinaire provoqué par la diffusion de titane est défini par :

$$n_e(y, z, \lambda) = n_e(\lambda) + dn_e(y, z, \lambda) \quad (3.5)$$

Où  $n_e(\lambda)$  représente l'indice de réfraction extraordinaire du cristal et  $dn_e(y, z, \lambda)$  la variation d'indice extraordinaire engendrée par la diffusion titane. La relation liant l'indice extraordinaire à la concentration de (3.3) est une fonction linéaire entre  $dn_e$  et  $C$  [123]. La variation de l'indice de réfraction extraordinaire prend donc la forme :

$$dn_e(y, z, \lambda) = d_e(\lambda) E \frac{C_0}{\sqrt{\pi} d_z} \exp\left(\frac{-z^2}{d_z^2}\right) \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{W-2y}{2d_y}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{W+2y}{2d_y}\right) \right] \quad (3.6)$$

Avec  $d_e(\lambda)$  le coefficient de dispersion chromatique,  $E$  un coefficient de lien entre la variation d'indice de réfraction ( $E = 1.2 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$  [123]). L'équation (3.6) montre que la variation d'indice de réfraction du niobate de lithium par la diffusion titane dépend de la dispersion et de la concentration en titane ainsi que de la diffusion latérale et en profondeur. Les coefficients  $d_y$  et  $d_z$  sont liés au temps de diffusion  $t$  suivant les axes Y et Z par :

$$d_{y,z} = 2 \sqrt{D_{y,z}t} \quad (3.7)$$

La vitesse de diffusion des ions titane caractérisée par  $D_{y,z}$  dans le niobate de lithium suivant les axes Y et Z sont déterminés expérimentalement et dépendent de la température de diffusion.

Les indices de réfraction ordinaires et extraordinaires du niobate de lithium dépendent de la longueur d'onde et de la température. L'expression de l'indice extraordinaire est donnée par [58] :

$$n_e(\lambda, T) = \sqrt{a_1 + \frac{a_2 + b_1 f}{\lambda^2 - (a_3 + b_2 f)^2} + b_3 f - a_4 \lambda^2} \quad (3.8)$$

Avec  $\lambda$  la longueur d'onde en  $\mu\text{m}$  et  $f = (T - 24.5)(T + 570.5)$ , où T s'exprime en  $^{\circ}\text{C}$ .

Coefficient	Valeur
$a_1$	4.582
$a_2$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$9.921 \cdot 10^5$
$a_3$ ( $\mu\text{m}$ )	$2.109 \cdot 10^2$
$a_4$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ )	$-2.194 \cdot 10^{-8}$
$b_1$ ( $^{\circ}\text{C}^{-2}$ )	$5.2716 \cdot 10^{-2}$
$b_2$ ( $^{\circ}\text{C}^{-2}$ )	$-4.9143 \cdot 10^{-5}$
$b_3$ ( $^{\circ}\text{C}^{-2}$ )	$2.2971 \cdot 10^{-8}$

Le terme  $d_e(\lambda)$  est dû à la dispersion et peut être modélisé par [123] :

$$d_e(\lambda) = \frac{0.839\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0645} \quad (3.9)$$

La représentation de la variation d'indice de type erf-gaussienne est souvent employée. La diffusion titane provoque une augmentation locale de l'indice de réfraction où la répartition d'indice suit une loi de décroissance exponentielle suivant la profondeur et une loi en fonction erreur parallèlement à la surface du cristal [124, 125]. Pour un cristal avec un ruban de titane infiniment long suivant l'axe X, diffusé dans un cristal coupe Z et en considérant la diffusion suivant les axes Y et Z, la modification de l'indice extraordinaire du niobate de lithium peut s'écrire :

$$\Delta n_e(y, z) = \Delta n_e \exp\left(-\frac{z^2}{d_z^2}\right) \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{W + 2y}{d_y}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{W - 2y}{d_y}\right) \right\} \quad (3.10)$$

Avec  $\Delta n_e = d_e(\lambda)E \frac{c_0}{\sqrt{\pi}d_z}$  la variation d'indice extraordinaire en surface et  $d_{y,z}$  la largeur et profondeur de diffusion des ions titane.

L'indice de réfraction extraordinaire du niobate de lithium obtenu par diffusion de titane pour une largeur de ruban de  $W = 7\mu\text{m}$  et une variation d'indice en surface  $\Delta n_e = 10^{-2}$  est représenté figure 3-3.

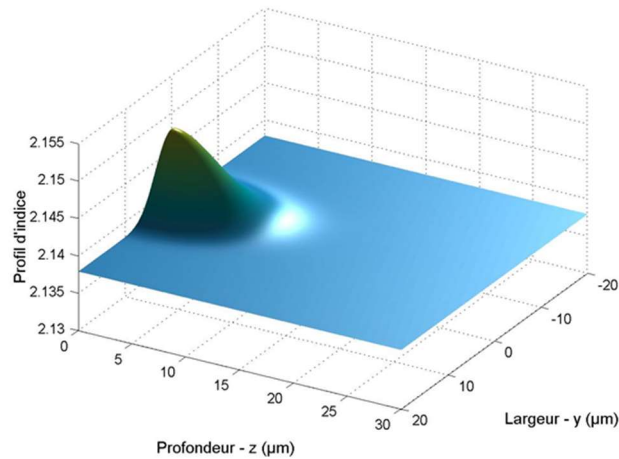


Figure 3-3 : Exemple de profil d'indice de réfraction extraordinaire dans du niobate de lithium coupe Z propagation X obtenu par diffusion de titane.

### 3.1.3 La propagation de la lumière

La propagation d'une onde électromagnétique dans ce type de structure est décrite par les équations de Maxwell. L'équation d'Helmholtz permet de décrire la dépendance spatiale et temporelle du champ électrique :

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 n^2 \vec{E} = 0 \quad (3.11)$$

Avec  $\vec{E}$  le vecteur champ électrique, le nombre d'onde  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $n$  l'indice du milieu. L'équation du champ électrique qui décrit la propagation de la lumière, en prenant  $x$  pour axe de propagation, s'écrit :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(y, z). e^{i(\omega t - \beta x)} \quad (3.12)$$

Où  $\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$  la constante de propagation et  $n_{eff}$  l'indice effectif du mode optique. La résolution de l'équation (3.11) détermine la répartition de l'énergie lumineuse dans la structure. Les conditions de continuité aux interfaces permettent de déduire l'équation d'onde régissant la propagation d'une onde.

$$\frac{\partial^2 E(y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E(y, z)}{\partial z^2} + (k^2 n^2(y, z) - \beta^2) E(y, z) = 0 \quad (3.13)$$

Le guidage de la lumière n'est possible que si l'énergie est confinée dans le guide optique. La résolution de l'équation (3.13) permet d'aboutir aux modes qui se propagent. Les valeurs discrètes que peut prendre  $\beta$  déterminent le nombre de modes d'un guide d'onde. Pour que la propagation soit assurée, la constante de propagation est encadrée par celle du substrat d'indice  $n_s$  et celle du guide d'indice  $n_g$ .

$$kn_s < \beta < kn_g \quad (3.14)$$

Si un seul mode peut se propager, appelé mode fondamental, on considère que l'on est en régime monomode. S'il existe différents modes dans le guide d'onde, l'énergie de l'onde lumineuse se répartie entre ces différents modes. Ces modes correspondent aux états propres du champ électromagnétique qui peut être décomposé en deux polarisations TE pour transverse électrique et TM pour transverse magnétique [126]. Différents modes de propagation peuvent exister :

- Mode radiatif ou de substrat : la lumière n'est pas confinée et s'échappe du guide.
- Mode guidé : la lumière se propage dans la zone guidante suivant une seule constante  $\beta$  et une seule répartition de champ.

La lumière guidée se propage sous forme de modes. Un mode optique est caractérisé par un seul indice effectif  $n_{eff}$  et un profil de champ électrique  $E(y, z)$ . Le nombre de modes existants dépend des paramètres du guide d'onde à savoir son profil d'indice de réfraction, la largeur du guide et la longueur d'onde de travail. L'indice de réfraction du niobate de lithium, défini par (3.8), varie avec la longueur d'onde. Le mode fondamental de propagation présente un indice effectif qui évolue en fonction de la longueur d'onde.

Dans le cas d'un guide plan à gradient d'indice, la résolution de l'équation de propagation (3.13) nécessite des approximations ou l'utilisation de simulateur numérique. Il existe des méthodes analytiques comme la méthode WKB (Wenzel-Kramers-Brillouin) qui repose sur la résolution de l'équation de Schrodinger pour déterminer les valeurs des indices effectifs (constantes de propagation) des modes à partir du profil d'indice [127]. Une méthode d'approximation parabolique permet également la résolution de l'équation de propagation en approximant le profil d'indice par une répartition parabolique. Cette solution permet d'obtenir des solutions analytiques à l'équation de propagation. La répartition du champ lumineux pour le mode fondamental est donnée par [128, 129] :

$$E(y, z) \approx ze^{-\left(\frac{y^2}{A_y} + \frac{z^2}{A_z}\right)} \quad (3.15)$$

Où la valeur de  $A_{y,z}$  est une constante liée à la profondeur et à la largeur de diffusion. Cette méthode analytique permet de calculer avec une approximation parabolique la répartition du champ du mode fondamental. Le champ est tronqué à la surface, il n'existe que dans la profondeur.

La méthode analytique est approximative sur le profil d'indice de réfraction qui ne coïncide pas entièrement avec le profil erf-gaussien. Cependant, l'approximation parabolique est concordante pour la résolution du champ du mode optique fondamental. Pour la propagation de modes optiques, la résolution par des méthodes numériques s'impose et des outils de simulation numérique sont disponibles. La BPM (Beam Propagation Method<sup>3</sup>) résout l'équation de propagation par la méthode des différences finies des profils d'indices de type erf-gaussien. La figure 3-4 compare la résolution d'un mode par l'approximation parabolique et la simulation numérique du mode optique fondamental TM réalisé à partir d'une largeur de titane de  $w=10\ \mu\text{m}$  et d'une profondeur de diffusion de  $10\ \mu\text{m}$  à  $1/e$  à la longueur d'onde de  $1550\ \text{nm}$ .

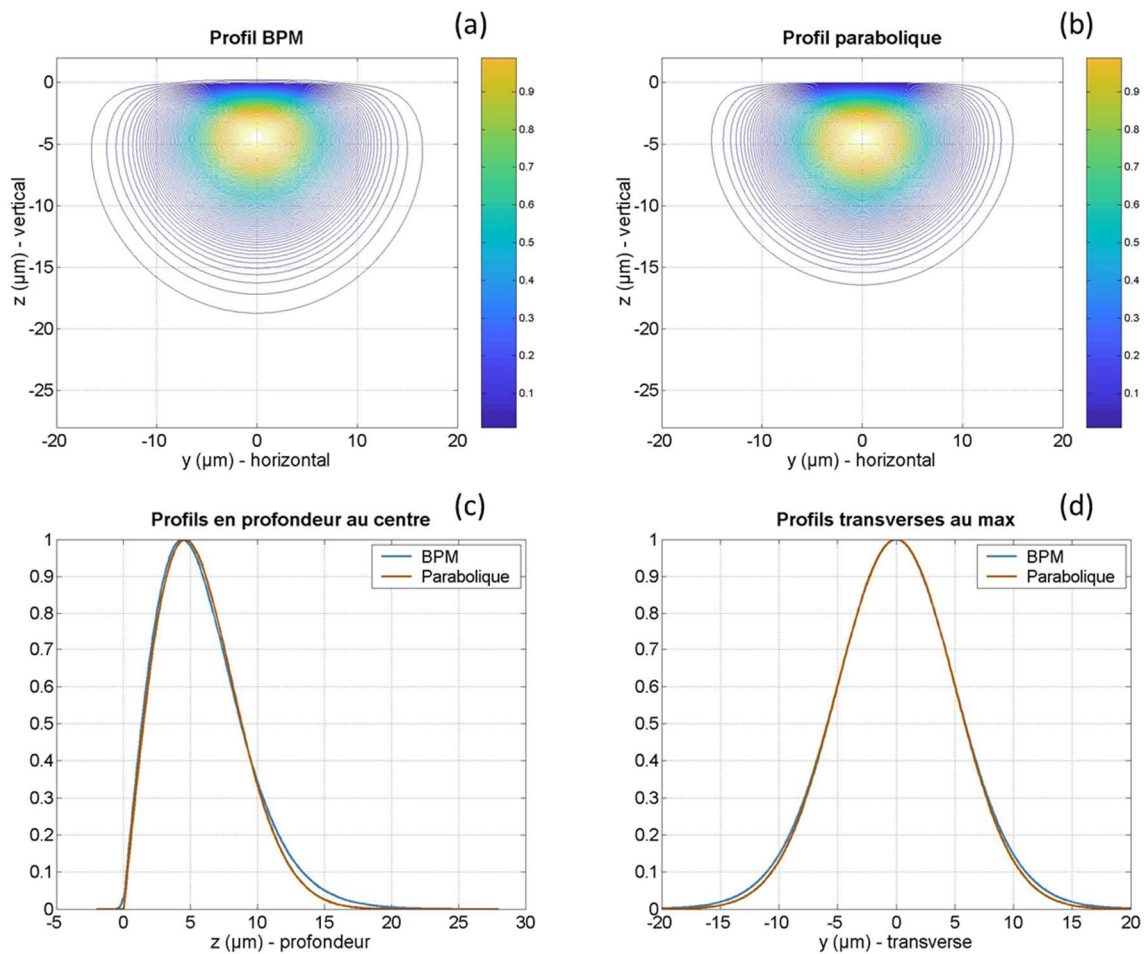


Figure 3-4 : (a) Simulation numérique d'un mode optique de largeur  $w=10\ \mu\text{m}$  et de profondeur  $10\ \mu\text{m}$  et comparaison avec (b) un mode optique résolu par approximation parabolique. Les amplitudes normalisées (c) en profondeur au centre du mode et (d) transverse au niveau du maximum du mode sont superposées.

Les constantes liées à la profondeur et à la largeur de diffusion utilisées pour la résolution analytique de l'équation (3.15) sont  $A_{y,para}=13\ \mu\text{m}$  et  $A_{z,para}=14\ \mu\text{m}$ . Le recouvrement  $\eta_{opt}$ , défini par (3.16), entre le mode optique réalisé par la méthode parabolique  $E_1$  et celui réalisé par la simulation numérique  $E_2$  est de 0.97.

<sup>3</sup> RSoft est le logiciel utilisé pour la simulation BPM.

$$n_{opt} = \frac{|\iint E_1(x,y)E_2^*(x,y)dxdy|^2}{\iint E_1(x,y)E_1^*(x,y)dxdy \iint E_2(x,y)E_2^*(x,y)dxdy} \quad (3.16)$$

La résolution numérique permet d'avoir accès aux différents modes qui se propagent dans le guide optique. La figure 3-5 montre les indices effectifs des modes fondamentaux ainsi que du premier et deuxième ordre pour un guide de largeur 10  $\mu\text{m}$  et de profondeur 10  $\mu\text{m}$  en fonction de la variation d'indice en surface.

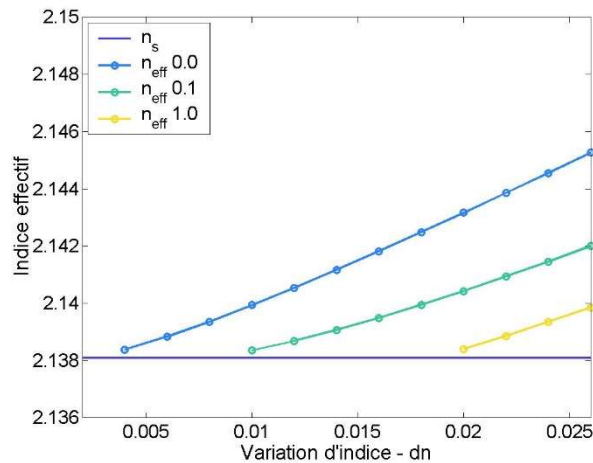


Figure 3-5 : Indices effectifs du mode fondamental et des modes d'ordre 1 et 2 en fonction de la variation d'indice pour un guide de largeur 10  $\mu\text{m}$  et de profondeur 10  $\mu\text{m}$ ,  $n_s$  représente l'indice du substrat.

Pour qu'un mode soit guidé, son indice effectif doit être supérieur à celui du substrat. Dans ce cas, à largeur et profondeur de guide optique constantes, le mode optique correspondant à l'indice effectif  $n_{eff} 0.1$  apparaît pour une variation d'indice de  $dn=0.01$ . Le mode optique correspondant à l'indice effectif  $n_{eff} 1.0$  se propage à partir d'une variation de  $dn=0.02$ . Pour être dans une configuration monomode, la variation d'indice doit être inférieure à  $dn=0.01$ . Les paramètres de fabrication sont importants pour être dans un régime monomode où l'énergie de l'onde lumineuse ne se disperse pas entre les différents modes et entraîne des pertes<sup>4</sup>.

### 3.1.4 Les pertes optiques

La fonction des guides d'onde dans le niobate de lithium est de confiner et de propager la lumière. La configuration de ces guides est adaptée à la fonction optique souhaitée (guides droits, jonction Y, MZ...) et les différents paramètres intervenants dans la fabrication sont optimisés pour minimiser les pertes optiques.

Les pertes optiques peuvent être de deux types : les pertes de couplage et les pertes de propagation. Les pertes de propagation sont dues à un mauvais confinement de la lumière dans le guide optique. Le mode optique peut être couplé sur un mode de substrat entraînant des pertes. Il peut également avoir des

<sup>4</sup> Pour simplifier l'écriture, le mode fondamental sera nommé mode 1, les modes d'ordre supérieur mode 2, mode 3...

défauts de fabrication qui peuvent entraîner une atténuation si un milieu absorbant, type métallique, est en contact avec le mode guidé. Des pertes peuvent être engendrées par une rugosité provoquant la diffusion aux interfaces (imperfections). Il existe aussi des pertes de couplage lors de l'entrée et la sortie de la lumière dans le composant qui est injectée par une fibre optique. En effet, la forme du mode optique fondamental du niobate de lithium est une gaussienne « écrasée ». Le recouvrement  $\eta_{opt}$  entre le mode optique de la fibre et celui du guide d'onde n'est pas parfait et entraîne des pertes de couplage  $\alpha_C$ .

$$\alpha_C = 10 \log_{10} \eta_{opt} \quad (3.17)$$

La figure 3-6 montre le champ optique d'un mode calculé par approximation parabolique et le mode d'une fibre de diamètre 8  $\mu\text{m}$ . Le recouvrement entre ces deux champs n'est pas parfait et entraîne des pertes par couplage. Dans cet exemple, le recouvrement entre les deux modes est de 0.93 et les pertes associées de 0.33 dB.

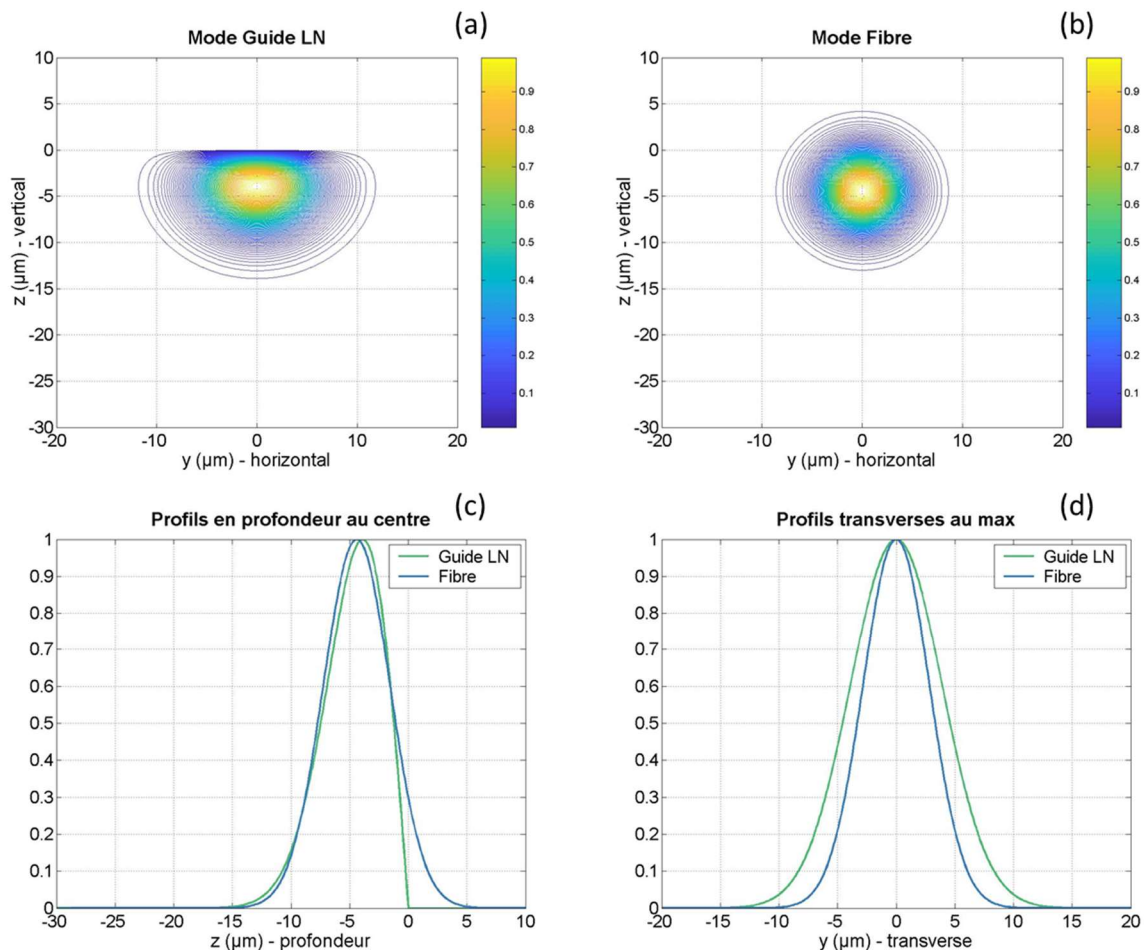


Figure 3-6 : Amplitude normalisée (a) du mode fondamental d'un guide de profondeur 5.5  $\mu\text{m}$ , (b) du mode optique d'une fibre de diamètre 8  $\mu\text{m}$  et profils des champs (c) en profondeur au centre et (d) en largeur au maximum du champ.

Les pertes totales du circuit optique, exprimées en dB, sont mesurées comme le rapport entre la lumière injectée en entrée et la lumière récupérée en sortie :

$$\alpha = 10 \log_{10} \frac{P_{sortie}}{P_{entrée}} \quad (3.18)$$

Avec  $P_{entrée}$  la puissance optique injectée en entrée et  $P_{sortie}$  la puissance récupérée en sortie. Pour obtenir des pertes les plus faibles possibles, les dimensions du guide d'onde doivent être adaptées aux fibres optiques qui apportent et récupèrent la lumière ainsi qu'aux paramètres de fabrication pour obtenir un confinement permettant la propagation d'un mode fondamental à faibles pertes.

La suite de ce chapitre aborde le comportement des guides d'ondes réalisés par diffusion titane dans du niobate de lithium coupe Z qui nous intéresse dans cette étude. Une approche numérique est utilisée pour la résolution de l'équation de propagation des ondes.

## 3.2 Influence de la face du cristal

La réalisation d'un guide optique par diffusion titane dans le niobate de lithium coupe Z n'est pas anodine. Vis-à-vis de l'effet pyroélectrique, la diffusion du titane sur la face Z+ ou Z- du cristal montre une différence significative du comportement en température. Pour des raisons cristallographiques, lorsque le titane est diffusé du côté Z+ de LN, il provoque une inversion de la polarisation spontanée alors que cela ne se produit pas lors de l'utilisation de la face Z- [60].

### 3.2.1 Historique

Le premier à avoir examiné les guides optiques en titane dans le niobate de lithium coupe Z est Shintaro Miyazawa en 1979 [130]. Il observe, à l'aide d'une solution chimique, une zone où la polarisation spontanée est opposée à celle du substrat. Cette zone correspond à la diffusion du titane sur la face Z+ du niobate de lithium. En revanche, aucune zone d'inversion de domaine ferroélectrique n'est observée lors de la diffusion du titane sur la face Z-. La conclusion est alors que la face Z- du niobate de lithium est favorable à la fabrication des guides optiques par diffusion titane pour les applications électro-optiques.

En 1985, S. Thaniyavarn [131] s'intéresse à des dispositifs d'optiques intégrés fabriqués par diffusion titane. Il observe une dégradation significative de l'effet électro-optique qu'il attribue à l'inversion de domaine dû à la diffusion titane sur la face Z+ du niobate de lithium. Cette dégradation se traduit par une forte augmentation de la tension  $V_{\pi}$  dans les interféromètres Mach-Zehnder réalisés sur la face Z+ comparés à ceux réalisés sur la face Z- dans les mêmes conditions de fabrication. Les paramètres de diffusion influencent l'inversion de domaine, à savoir la température de diffusion, le temps et la concentration en titane. Il suggère également que la face Z- du niobate de lithium est la mieux adaptée pour les dispositifs optiques intégrés en niobate de lithium avec diffusion titane.

Des discussions ont alors émergé pour expliquer comment la polarisation spontanée du niobate de lithium s'inverse avec une diffusion titane sur la face Z+. Différentes suggestions apparaissent comme le gradient de concentration de titane provoquant une modification de la polarisation spontanée ou encore la désorption du  $\text{Li}_2\text{O}$  [132, 133].



En 1987, Kiyoshi Nakamura observe qu'un traitement thermique du niobate de lithium à une température légèrement inférieure à celle de Curie provoque une inversion de domaine ferroélectrique sans couche de titane [134]. Il mentionne que les constantes piézoélectriques du cristal dans la couche inversée sont de signe opposé à l'original. Cette inversion de polarisation peut être utile pour les résonateurs piézoélectriques ou encore les transducteurs acoustiques. En effet, les signes des coefficients non linéaires sont liés à la direction de la polarisation spontanée du cristal. L'inversion périodique des domaines ferroélectriques permet le quasi accord de phase et donc la génération de seconde harmonique de rayonnements visibles. Cette technique a d'abord été réalisée dans des cristaux massifs [135-137] mais également dans des dispositifs à optique guidée [138-141].

Pour réaliser les dispositifs de génération de lumière visible par doublement de fréquence en quasi accord de phase, deux étapes sont nécessaires. La première est la diffusion titane optimisée pour l'inversion de domaine du niobate de lithium. Au-delà de l'inversion de domaines par diffusion titane, une autre méthode consiste à inverser la polarisation du cristal (à poler) lors de sa croissance en modulant la puissance de chauffage [142]. La seconde est la réalisation des guides optiques en échange protonique qui est un procédé à plus basse température et n'affecterait pas les domaines inversés. Cependant, lors de la génération de rayonnement infrarouge par un mélange de fréquence dans un guide d'onde à polarisation périodique, E. J. Lim a observé la section transversale d'un échantillon ayant subi un échange protonique après avoir été périodiquement polé. Il remarque que la forme triangulaire des domaines inversés a été arrondie suite au processus d'échange protonique, mais sans réduire leur profondeur [143]. L'efficacité de conversion de ces dispositifs est inférieure à la théorie. L'optimum reste une inversion périodique de forme droite et régulière plutôt que triangulaire [144].

Plusieurs études ont été menées pour comprendre le mécanisme d'inversion. Celui-ci serait dû à l'ionisation des atomes incorporés par la diffusion et des défauts résultants à haute température provoquant l'apparition d'un champ électrique. L'épaisseur de la zone d'inversion dépend des conditions du traitement thermique [145-147]. La forme observée reste cependant toujours de forme triangulaire avec un angle de 30° [148, 149]. Une méthode d'inversion plus répétable a été développée en appliquant une impulsion haute tension provoquant un champ électrique optimal (~20 kV/mm) pour réaliser une inversion de domaine permettant la génération de seconde harmonique [58, 150-154].

La conclusion sur l'inversion de domaines due à la diffusion titane pour des systèmes optiques intégrés est que la face Z- du niobate de lithium est plus favorable pour la réalisation des guides optiques en titane. La suite de ce chapitre vise à comprendre de manière théorique et expérimentale l'influence de l'inversion de polarisation sur un dispositif électro-optique.

### 3.2.2 Problématique inversion de domaines

La figure 3-7 montre comment on définit la surface Z+ et Z- par rapport aux axes cristallographiques X, Y et Z du niobate de lithium (également connus comme, respectivement, a, b et c). L'orientation de l'axe Z est celle de la polarisation spontanée  $P_s$  du niobate de lithium natif.

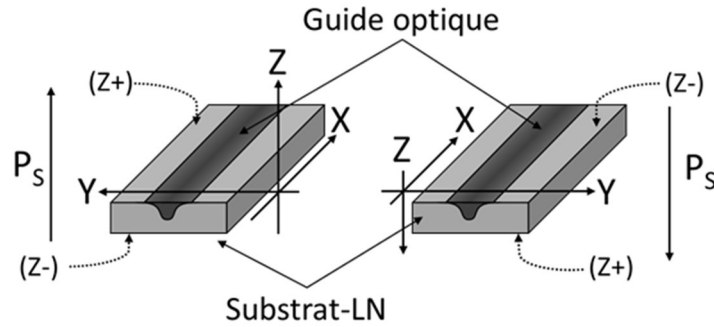


Figure 3-7 : Configuration d'un guide optique diffusé sur la face Z+ (à gauche) et sur la face Z- (à droite) par rapport aux axes cristallographiques X, Y et Z du niobate de lithium congruent.

Miyazawa [130] a montré que, lors du refroidissement après diffusion de Ti, un champ électrique interne apparaît sous la surface. Il est induit par l'écart de polarisation entre le cristal LN et la région diffusée, parallèle au profil de concentration de Ti. Comme la concentration de Ti est plus élevée à la surface, ce champ interne est antiparallèle à la polarisation spontanée du LN lorsque la diffusion se fait à la surface Z+ et est parallèle lorsque la diffusion se fait pour un Z-. Par conséquent, l'inversion de polarisation ne se produit que pour la diffusion Ti de surface Z+. Cette singularité a été démontrée et utilisée dans les premiers dispositifs intégrés quasi-phase-appariés pour le mélange de fréquence [143, 155] où le changement périodique de la polarisation a été réalisée par la diffusion de bandes de Ti sur un cristal Z+ LN perpendiculaire aux guides optiques fabriqués par des techniques d'échange de protons [148].

### 3.2.3 Inversion de polarisation

Certains des guides d'ondes fabriqués à iXblue ont été tranchés et polis de manière perpendiculaire à la direction de propagation (face Y cristallographique). Les facettes d'extrémités ont été gravées avec de l'acide fluorhydrique (HF) pour révéler l'observation des domaines inversés potentiels au microscope optique. Pour le composant avec une diffusion sur la face Z+, un domaine inversé de forme triangulaire centré sur la zone du guide optique est clairement visible (Fig. 3-8a). En revanche, aucune zone inversée n'est observée sur la structure réalisée en Z- (Fig. 3-8b).

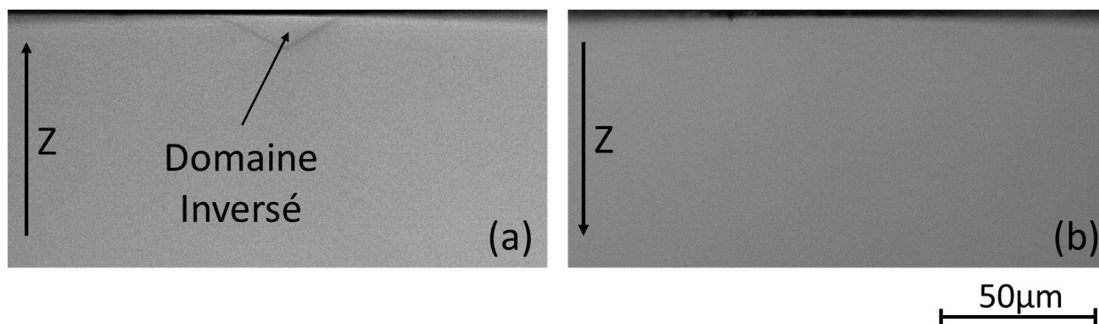


Figure 3-8 : Images réalisées avec un microscope de la face Y du niobate de lithium après diffusion titane sur la face Z+ (a) et sur la face Z- (b). Dans le cas Z+, la forme triangulaire du domaine inversé est clairement visible.

Ce type de domaine avec une forme triangulaire provoquée par la diffusion du titane sur la face Z+ du niobate de lithium a déjà été observé [133, 152]. On retrouve un angle de 30° au sommet du triangle [148].

Pour confirmer cette inversion, la figure 3-9 montre des images d'un échantillon diffusé Z+ enregistré avec un microscope électronique à balayage. Comme la gravure HF des faces Z du niobate de lithium entraîne une rugosité très différente entre les orientations Z+ et Z-, elle dévoile des zones inversées [153]. La figure 3-9a est prise au-dessus de la surface Z+, avec un angle d'inclinaison. Une bande entourant la région du guide d'onde où la polarisation a été commutée est clairement observable. En profondeur, la forme triangulaire du domaine inversé est apparente sur la face Y (Fig. 3-9b). Ce type de domaine de forme triangulaire causé par la diffusion de Ti dans Z+ LN a été observé et rapporté dans la littérature [133, 152].

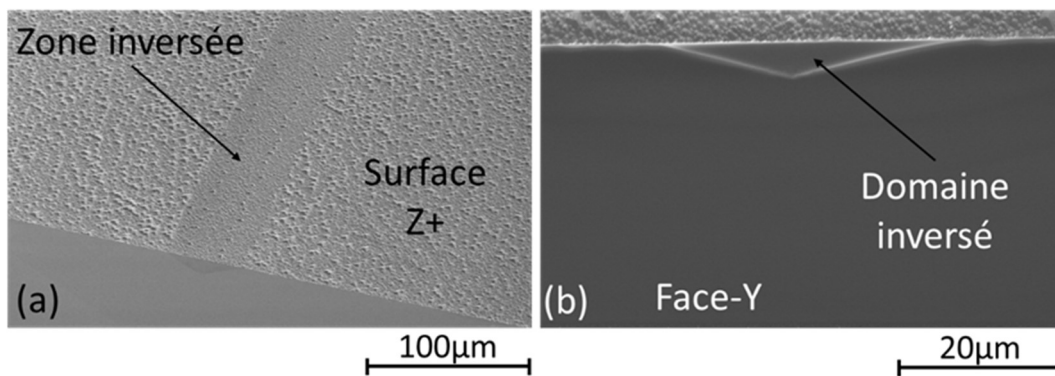


Figure 3-9 : Images au microscope électronique à balayage d'un échantillon diffusé sur la face Z+ après gravure HF. (a) Angle d'inclinaison 50° par rapport à la surface, (b) Angle d'inclinaison 20° par rapport à la face Y.

La taille du domaine inversé est d'environ 14 µm de profondeur et 40 µm de large. Ces dimensions sont en accord avec la littérature rapportée en considérant les conditions de diffusion (épaisseur Ti, temps de diffusion et température). Un ensemble de guides diffusés Z+, fabriqués à partir de différents wafers, ont été mesurés à trois emplacements différents le long des guides d'ondes. La longueur du guide d'ondes était de 50 mm. La forme et la taille des domaines sont identiques le long des guides d'ondes Ti, avec un écart maximal de 5%. Cet écart reste dans la plage de précision du processus de fabrication que nous avons utilisé.

### 3.3 Effet électro-optique induit par une variation de température

#### 3.3.1 Champ électrique interne induit par une variation de température

Le niobate de lithium est composé de couches d'oxygènes ainsi que d'ions niobium et lithium. Ces derniers composent un moment dipolaire permanent orienté selon l'axe Z du cristal menant à la polarisation du matériau. Par définition, un domaine inversé est une région où la polarisation spontanée est renversée. Comme vu dans le chapitre 1, une variation de température  $\Delta T$  apporte une modification du moment dipolaire qui induit un changement de la polarisation spontanée  $\Delta P_S$  du cristal le long de l'axe Z tel que :

$$\Delta P_s = p\Delta T \quad (3.19)$$

où  $p$  est le coefficient pyroélectrique du niobate de lithium (typiquement  $-8,3 \times 10^{-5} \text{ C K}^{-1} \text{ m}^{-2}$  [59]). La variation de température considérée ici est suffisamment petite pour négliger l'effet piézoélectrique.

La variation de la polarisation spontanée avec la température entraîne donc une modification du champ électrique interne du cristal. En considérant un milieu homogène sans effet de bord, une variation de température conduit à la variation du champ pyroélectrique  $\Delta E_{pyr}$ :

$$\Delta E_{pyr} = \frac{p}{\epsilon_0 \epsilon_r} \Delta T \quad (3.20)$$

où  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_r$  sont la permittivité du vide et la permittivité relative du niobate de lithium respectivement. L'équation (3.20) n'est plus valable dans le cas d'une diffusion titane à la surface  $Z^+$  à cause de l'inversion de domaine (Fig. 3-8 et Fig. 3-9) et parce que les guides d'ondes sont proches de la surface. Le milieu n'est plus homogène et le champ électrique associé à une variation de température est affecté. Les lignes de champ électrique sont déformées à cause de l'inversion de domaine (Fig. 3-10). Par conséquent, afin de prendre en compte l'effet du domaine inversé et des bords sur la distribution du champ pyroélectrique, on utilise un logiciel de simulation multi physique (Comsol Multiphysics) basé sur la méthode des éléments finis. Celui-ci permet de calculer la distribution spatiale du champ pyroélectrique en fonction d'une variation de température pour des guides d'ondes diffusés sur les faces  $Z^+$  et  $Z^-$ .

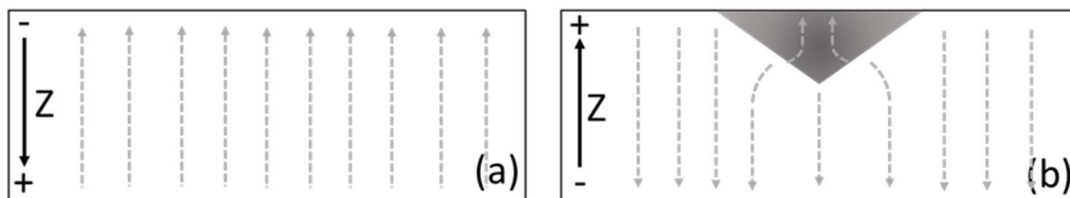


Figure 3-10: Illustration des lignes de champ électrique générées par une variation de température en fonction de la diffusion titane sur (a) la face  $Z^-$ , (b) la face  $Z^+$ .

À température ambiante ( $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ), la polarisation spontanée du niobate de lithium est égale à  $P_s \approx 0.71 \text{ C m}^{-2}$  [156]. Cette polarisation induit un champ électrique interne de signe opposé dans le cristal égal à  $2.9 \cdot 10^9 \text{ V m}^{-1}$ . Ce champ électrique est compensé par des charges électriques interne et externe au cristal. Il est donc stable à température ambiante et aucune tension n'est mesurable à sa surface.

Pour les guides d'ondes diffusés  $Z^-$ , la polarisation spontanée est presque uniforme sur tout le substrat, tout comme le champ pyroélectrique. Une variation de température induit une modification du champ électrique, mais il reste uniforme spatialement. Ses variations sont estimées à  $\pm 0,7\%$  du champ interne pour un changement de température de  $\pm 60^\circ\text{C}$ . Dans le cas d'une diffusion titane en  $Z^+$ , la

présence de domaine inversé de forme triangulaire conduit à une distribution du champ électrique fortement non-uniforme, tant pour des variations de température positive que négative. Sur la figure 3-11, on remarque un excès de 30% en amplitude à la fin du domaine triangulaire, probablement produit par un effet de pointe. En outre, la symétrie de la géométrie du domaine force les lignes de champ électrique à être orientées selon l'axe Z à ce point d'inversion.

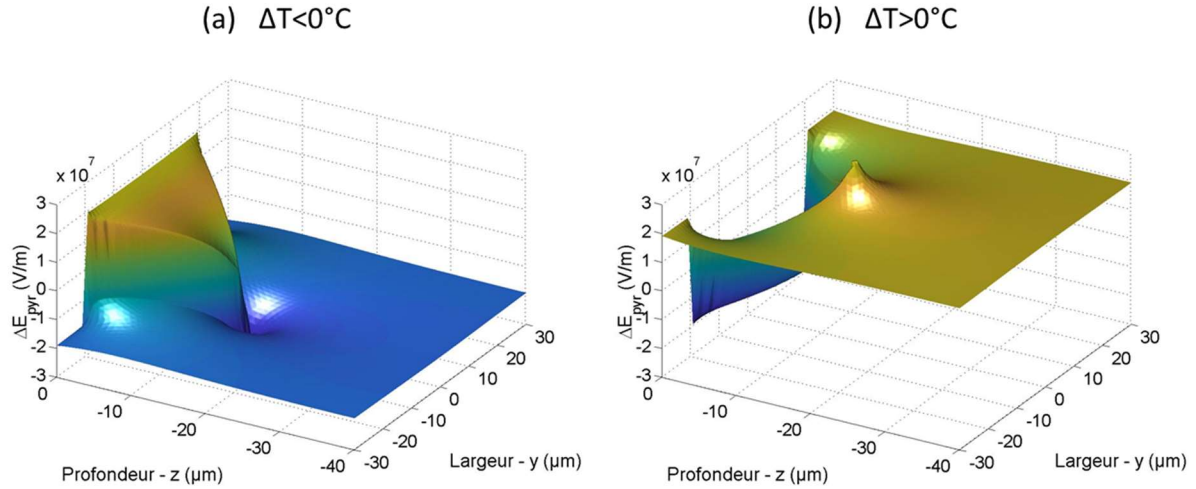


Figure 3-11 : Modélisation de la distribution du champ pyroélectrique induit par une variation de température pour un guide optique diffusé titane sur la face Z+ du niobate de lithium pour  $\Delta T = -60^\circ\text{C}$  (a) et  $\Delta T = +60^\circ\text{C}$  (b).

### 3.3.2 Simulation du mode optique déformé par variation de température

Du fait des propriétés électro-optiques du niobate de lithium, le champ pyroélectrique généré par une variation de température dans le substrat et notamment dans la région du guide optique induit une forte variation du profil d'indice du guide d'onde. La modification du profil du guide optique provoque à son tour une modification des conditions de propagation et donc du guidage de la lumière.

En chaque point du plan YZ, l'indice de réfraction extraordinaire est modifié avec le champ pyroélectrique comme :

$$n_z(y, z) \approx n_e(y, z) \left( 1 - \frac{1}{2} n_e^2(y, z) r_{33} \Delta E_{pyr}(y, z) \right) \quad (3.21)$$

Où  $y, z$  sont les coordonnées des points dans le plan transverse YZ,  $r_{33}$  le coefficient électro-optique associé ( $r_{33} = 30.8 \text{ pm.V}^{-1}$ ) et  $n_e(y, z)$  l'indice extraordinaire du niobate de lithium dans la zone du guide optique.

Dans l'équation (3.21), seul le champ pyroélectrique du niobate de lithium est considéré. L'effet électro-optique est ici dû au champ interne au cristal. Le signe de la variation de l'indice de réfraction dépend uniquement du signe du champ électrique et donc du signe de la variation de température. Pour définir  $n_e(y, z)$ , on utilise un profil de guide optique de type erf-gaussien donné par (3.10) :

$$n_e(y, z) = n_e + \Delta n_e(y, z) \quad (3.22)$$

Où  $n_e$  est l'indice extraordinaire du substrat en niobate de lithium et  $\Delta n_e$  est l'amplitude de la variation d'indice du guide optique. L'origine des coordonnées  $(y, z)$  se situe au centre et à la surface supérieure du guide optique. Pour un guide optique monomode à une longueur d'onde dans la bande C autour de 1550 nm, les valeurs typiques sont  $\Delta n_e \approx 10^{-2}$  et  $W \approx 7 \mu\text{m}$ .

Evidemment, une distribution uniforme du champ pyroélectrique, comme pour un guide diffusé sur la face Z-, n'induit qu'une variation uniforme de l'indice de réfraction en tout point de la puce en niobate de lithium. En revanche, pour un guide diffusé sur la face Z+, la forte amplitude de distribution non-uniforme du champ pyroélectrique, représenté figure 3-11, induit une forte modification des propriétés de propagation de la lumière. En utilisant les équations (3.21) et (3.22), on peut effectuer une cartographie de l'indice de réfraction pour des guides optiques réalisés sur la face Z+ et sur la face Z- en fonction d'une modification de température. La figure 3-12 représente le résultat obtenu pour une variation de température de +/- 60°C.

Comme prévu, l'effet pyroélectrique a peu d'impact sur les caractéristiques du guide optique réalisé avec une diffusion sur la face Z- (Fig. 3-12 a à c). Pour une longueur d'onde de 1550 nm et une température initiale de 20°C, l'indice extraordinaire est modifié d'approximativement  $2 \cdot 10^{-3}$  pour une variation de température de +/- 60°C. La variation de température induit un décalage du profil d'indice mais ne modifie pas sa forme. Ce décalage est principalement dû à la dépendance en température de  $n_e$ . En effet, pour une température initiale de 20°C (Fig. 3-12b), une variation de +60°C implique un profil d'indice à une température de 80°C (Fig. 3-12c) et une variation de -60°C implique un profil d'indice à une température de -20°C (Fig. 3-12a).

A contrario, pour une diffusion sur la face Z+, on observe de fortes déformations du profil d'indice de réfraction (Fig. 3-12d et Fig. 3-12f) en comparant à la condition initiale (Fig. 3-12e). Ces déformations conduisent à de fortes dépressions autour du guide optique lorsque la température diminue (Fig. 3-12d) et à l'apparition d'un « piédestal » lorsque la température augmente (Fig. 3-12f). Ces distorsions du profil d'indice de réfraction entraînent donc de fortes perturbations du guidage optique.

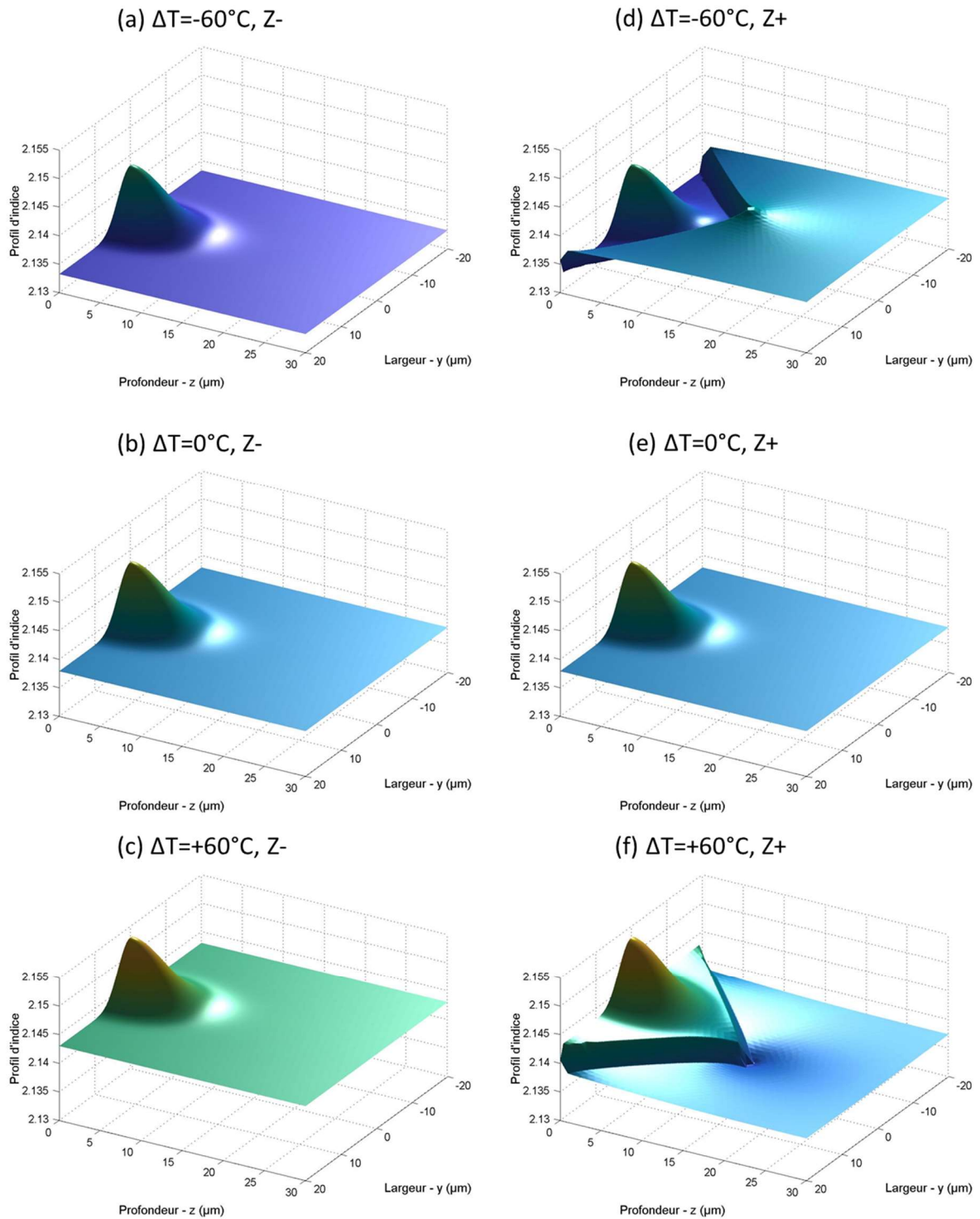


Figure 3-12 : Modélisation du profil d'indice d'un guide droit réalisé par diffusion titane sur la face Z- (a à c) et sur la face Z+ (d à f) du niobate de lithium pour des variations de température de  $\Delta T = -60^\circ\text{C}$  (a et d) et  $\Delta T = +60^\circ\text{C}$  (c et f) par rapport au profil d'indice initial (b et e).

### 3.3.3 Propagation dans les guides déformés par effet pyroélectrique

Dans le but d'étudier l'influence de l'effet pyroélectrique sur les propriétés de guidage, on peut utiliser une méthode de propagation de faisceaux vectoriels semi-finis (BPM pour Beam Propagation



Method). Cette méthode permet de simuler la propagation de la lumière dans toutes sortes de géométries possibles de guides d'ondes. Elle résout une équation différentielle de proche en proche par calcul du champ électromagnétique. Elle est utilisable pour simuler la propagation des modes optiques TM dans les profils d'indice de réfraction modélisés, illustrés figure 3-12.

Comme discuté précédemment, puisque le champ pyroélectrique est uniforme pour une diffusion en Z-, l'indice de réfraction du guide optique et la zone environnante présentent une variation quasi-uniforme avec la température. La distribution du champ optique conserve la répartition régulière du mode fondamental d'un guide optique diffusé monomode. La figure 3-13a montre le profil de mode calculé sans variation de température pour un guide diffusé sur la face Z-. Par rapport à la condition initiale (Fig. 3-12b), des changements de température de +/- 60°C provoquent un décalage du profil d'indice (Fig. 3-12a et Fig. 3-12c). Cette modification de  $\Delta n_e$  induit quelques pertes (0,2-1 dB d'après les simulations BPM) mais pas de changements significatifs pour la propagation du mode guidé. La cause principale des pertes provient d'un plus faible recouvrement avec le mode optique de la fibre. La taille du mode fondamental du guide optique est perturbée par le champ pyroélectrique tandis que le mode de la fibre n'est pas modifié par les changements de température.

Dans le cas d'une diffusion sur la face Z+ du niobate de lithium, le profil d'indice est déformé par des variations de température et cela peut modifier considérablement les conditions de guidage. Sans aucune variation de température, le guide optique est conçu pour être monomode autour de 1550 nm (Fig. 3-12e). La figure 3-13b montre la forme du mode fondamental sans variation de température.

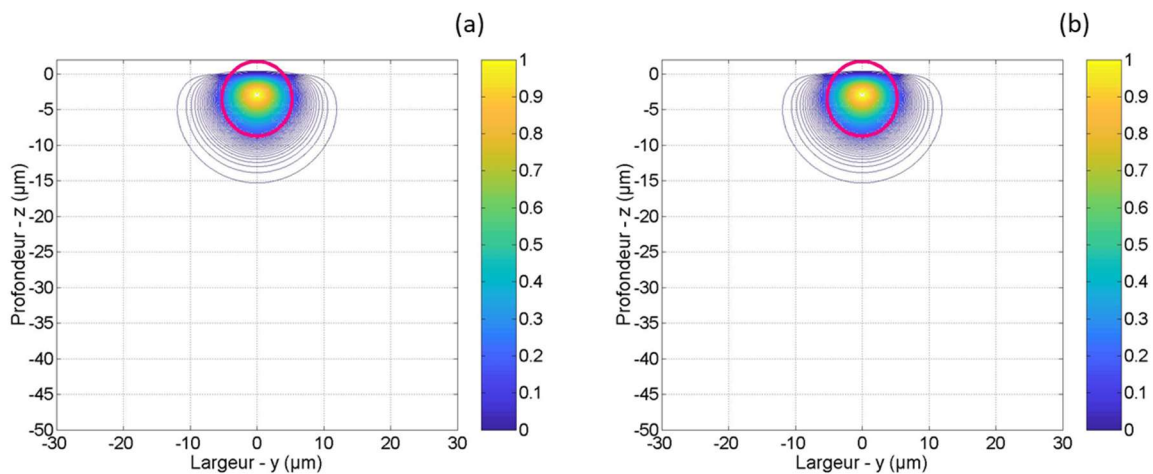


Figure 3-13 : Amplitude normalisée du mode fondamental d'un guide optique réalisé (a) sur la face Z-, (b) sur la face Z+ du niobate de lithium sans aucune variation de température, obtenue par simulation BPM. Le cercle rouge schématise le mode optique de la fibre.

Pour une variation de température positive, le profil d'indice du guide optique ainsi que l'indice de réfraction de la région inversée augmentent par rapport au substrat (Fig. 3-12f). Le mode fondamental est alors plus petit. Sans variation de température, la largeur du mode à la moitié de son maximum est d'environ 6.74  $\mu\text{m}$  et de 5.13  $\mu\text{m}$  en profondeur. Lorsque la température augmente de +60°C, sa largeur passe à 6.67  $\mu\text{m}$  et sa profondeur à 4.81  $\mu\text{m}$ . Le guide initialement monomode devient multimode sous l'effet de l'élévation de température. La figure 3-14 illustre les quatre premiers modes guidés du guide ainsi perturbé. La vitesse de propagation de chacun de ces modes optiques étant différente, il apparaît des oscillations de faibles amplitudes de la lumière en sortie du guide multimode.



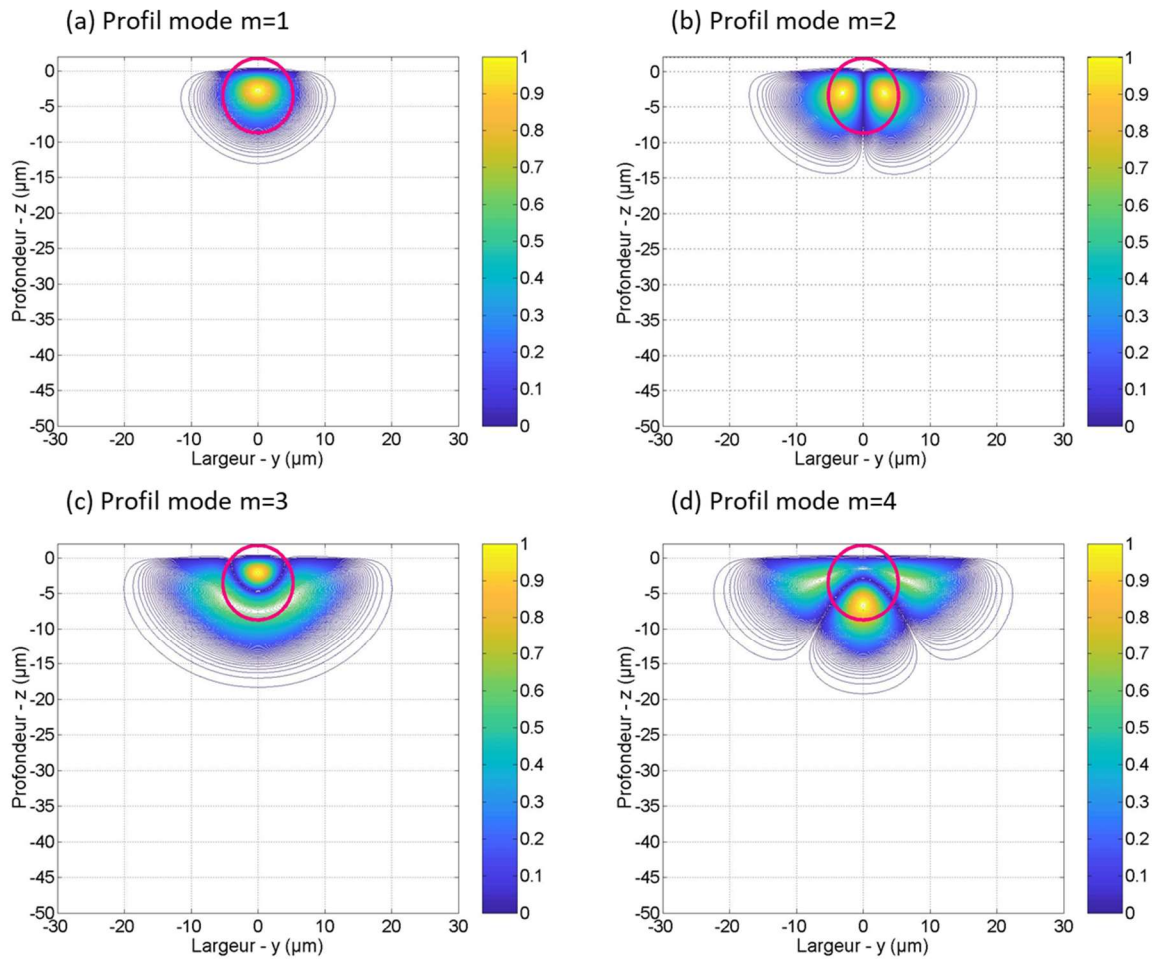


Figure 3-14 : Amplitude normalisée des quatre premiers modes optiques pour un guide réalisé sur la face Z+ du niobate de lithium perturbé par une variation de température positive obtenue par simulation BPM. Le cercle rouge représente le mode optique de la fibre.

Pour une variation de température négative, la dépression d'indice entourant le guide optique et l'augmentation locale à la pointe de la région inversée (Fig. 3-12d) modifie fortement les propriétés du mode fondamental. A titre d'exemple, la figure 3-15 montre l'allure du mode optique pour une variation de température négative après 1 cm (Fig. 3-15a) et 2 cm de propagation (Fig. 3-15b). Le guide s'élargit et se propage plus profondément sous la surface par rapport au guide optique sans variation de température (Fig. 3-13b). L'énergie se répartie entre le guide optique et la pointe de la région inversée où l'indice de réfraction est plus élevé localement. Le long de la propagation, cette énergie lumineuse oscille entre la région du guide optique et le pic d'augmentation local d'indice de réfraction à la pointe de la zone d'inversion de polarisation.

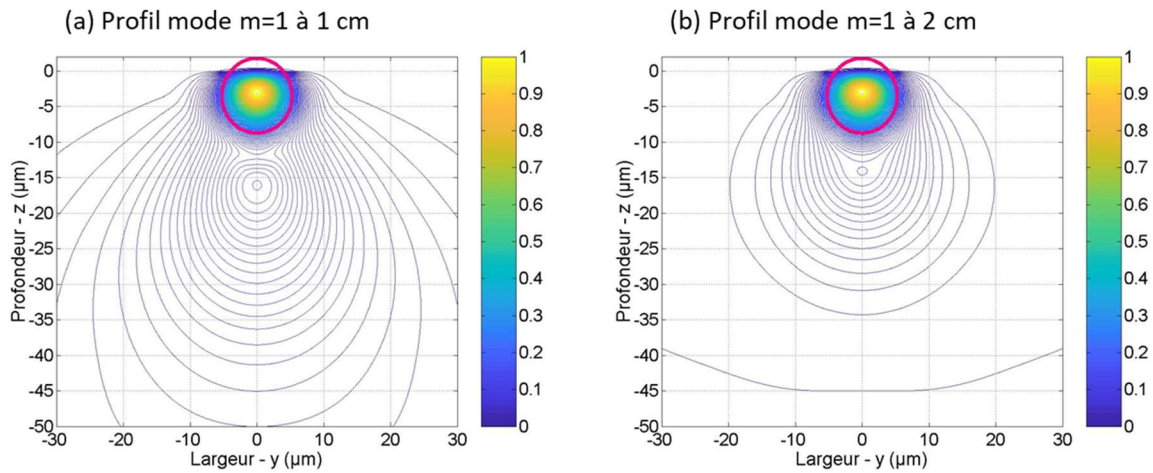


Figure 3-15 : Amplitude normalisée du mode optique pour un guide réalisé sur la face Z+ du niobate de lithium perturbé par une variation de température négative obtenu par simulation BPM au bout d'1 cm de propagation (a) et de 2 cm de propagation (b). Le cercle rouge représente le mode optique de la fibre.

Le mode optique est un mode à fuite, il peut se coupler avec des modes de substrat. La figure 3-16 montre la distribution du mode optique en son centre pour ces deux longueurs de propagation.

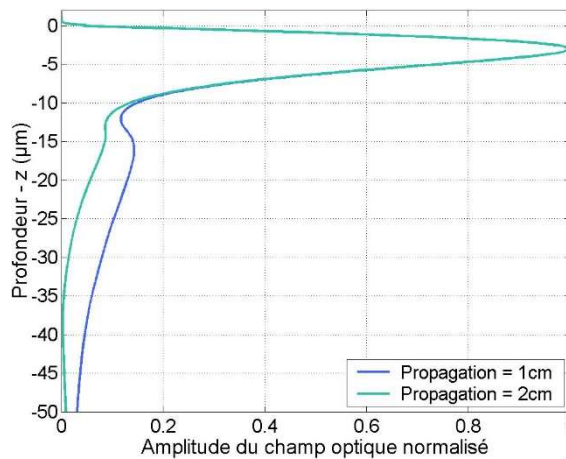


Figure 3-16 : Amplitude normalisée au centre du mode optique d'un guide réalisé sur la face Z+ du niobate de lithium perturbé par une variation de température négative obtenu par simulation BPM.

Après 1 cm de propagation (courbe bleue Fig. 3-16), un mode à fuite se forme, il y a un maximum local à environ 16  $\mu\text{m}$  sous la surface de l'échantillon. Après 2 cm de propagation (courbe verte Fig. 3-16), de l'énergie s'échange avec le mode fondamental du guide et le maximum du mode à fuite est localisé à environ 14  $\mu\text{m}$  sous la surface. En termes de propagation, ces modes optiques induisent de fortes pertes de propagation, une discordance avec le mode de la fibre et des couplages avec des modes à fuite dans le substrat.

Des simulations BPM de la propagation du mode optique à travers des guides diffusés sur la face Z+ et Z- sur 50 mm de longueur avec des variations de température permettent d'accéder à l'ensemble des pertes d'insertion induites par l'effet pyroélectrique. La figure 3-17 montre la variation des pertes d'insertion simulées en fonction de la variation de température.

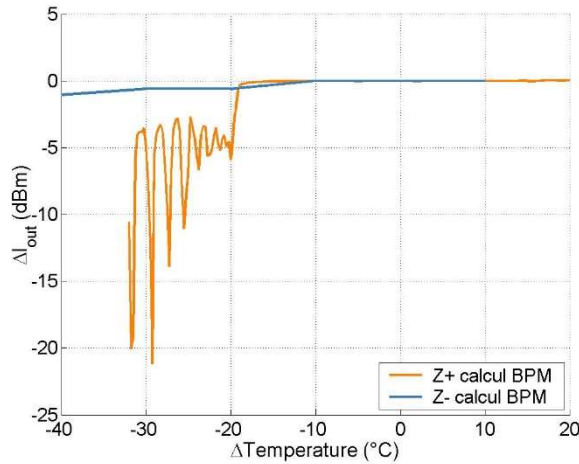


Figure 3-17 : Simulation des pertes optiques d'un guide droit réalisé par diffusion titane sur du niobate de lithium face Z+ (trait orange) et face Z- (trait bleu) en fonction de la variation de température.

L'approche multiphysique et la méthode BPM permettent la simulation des structures testées. Le modèle développé montre la différence entre la diffusion titane sur la face Z+ ou Z- du niobate de lithium. L'inversion de domaine avec diffusion sur la face Z+ entraîne de grandes déformations du profil d'indice lors de la variation de température. Les performances optiques sont fortement influencées. Pour un refroidissement supérieur à  $-15^{\circ}\text{C}$ , les composants en Z- montrent une augmentation de la perte d'insertion inférieure à 1 dB, tandis que ceux en Z+ sont d'environ 5 dB et peuvent atteindre plus de 20 dB.

### 3.3.4 Démonstration expérimentale

Plusieurs guides d'ondes droits ont été réalisés : certains avec une diffusion titane sur la face Z+ et d'autres avec une diffusion sur la face Z-. Dans chacun des cas, le guide est aligné sur l'axe cristallographique X et est conçu pour être monomode à la longueur d'onde de 1550 nm pour un mode polarisé TM. Les paramètres de diffusion (à savoir épaisseur de titane, temps et température de diffusion) sont optimisés pour minimiser les pertes d'insertion à température ambiante.

Deux composants sont fibrés afin de mesurer le signal optique en sortie de chacun des guides droits réalisés sur la face Z+ ou Z- du niobate de lithium. Les échantillons ont été placés dans une enceinte thermique afin de leur faire subir des rampes de température contrôlées entre  $-10^{\circ}\text{C}$  et  $+40^{\circ}\text{C}$ . La transmission optique des guides droits est enregistrée lors du cycle en température. La source utilisée est un laser DFB à 1550 nm placé à l'extérieur de l'enceinte climatique ainsi que le wattmètre (Fig. 3-18).

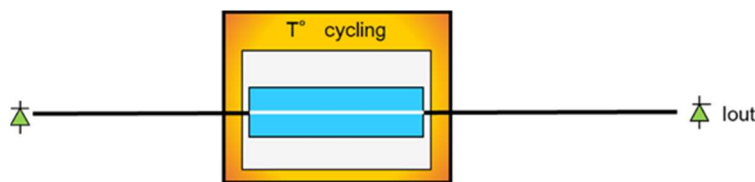


Figure 3-18 : Illustration du dispositif pour la mesure.

La figure 3-19 montre les résultats obtenus de la puissance optique transmise lors de la variation de température pour les guides optiques réalisés sur la face Z+ (courbe rouge Fig. 3-19) ou Z- (courbe verte Fig. 3-19) du niobate de lithium. Il y a une forte dégradation de la transmission optique pour le guide droit réalisé sur la face Z+. L'amplitude de variation est supérieure à 13 dB pour une rampe de température entre -10°C et +40°C. Le guide droit réalisé sur la face Z- ne présente que 1.5 dB de variation de puissance optique pour la même rampe de température.

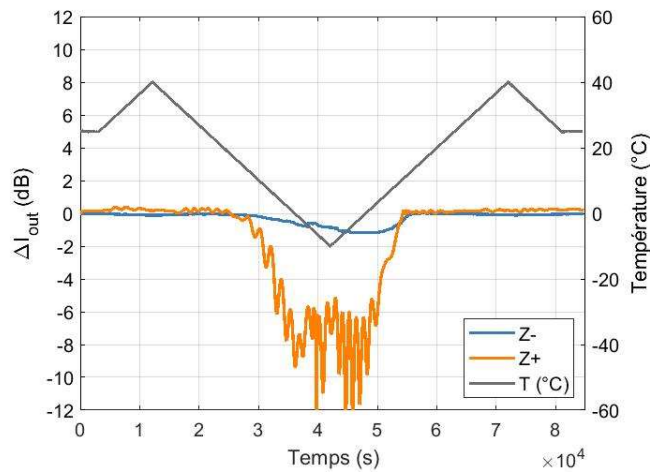


Figure 3-19 : Transmission optique de guides droits diffusés titane sur niobate de lithium soumis à des rampes de température entre -10 et +40°C. Diffusion sur la face Z+ en orange, diffusion sur la face Z- en bleu, température en gris.

Le comportement global des deux types de guide correspond aux simulations numériques avec un bon accord pour les amplitudes des pertes, les oscillations ainsi que pour le seuil de variation de température où les pertes augmentent nettement. Cependant, une différence sur la variation des pertes peut être observée dans la fourchette  $-20^{\circ}\text{C} < \Delta T < -15^{\circ}\text{C}$ . Les oscillations de l'intensité transmise dues aux fluctuations des battements de mode sont plus contrastées avec les simulations numériques que celles observées expérimentalement. Ces écarts sont probablement dus au profil d'indice du guide optique modélisé qui peut ne pas être exactement celui des guides d'ondes mesurés. Un autre potentiel écart peut provenir de la dynamique de variation de température. Les variations de température dans les simulations sont supposées être instantanées, alors que dans la réalité, l'inertie thermique de la puce est présente. La tendance générale confirme une perte excessive avec les guides optiques diffusés sur la face Z+ par rapport à la face Z-.

En considérant ces résultats, l'inversion de domaine du niobate de lithium avec la diffusion titane explique les différences observées sur les guides droits réalisés sur les faces Z+ et Z-. Le guide optique réalisé par diffusion titane sur la face Z+ est très sensible aux variations de température. Si la variation de température est positive, le guide devient multimode et il se produit des battements entre modes d'ordres supérieurs. Si la variation de température est négative, de fortes pertes de propagation s'ajoutent aux battements entre modes optiques.

## 3.4 Facteurs influents

### 3.4.1 Le profil d'indice

Dans le cas d'une diffusion à la surface Z- du niobate de lithium, le champ pyroélectrique généré par une variation de température module par effet électro-optique l'indice de réfraction. Les conditions de propagation sont modifiées. En fonction du champ électrique, le profil d'indice du mode est modifié et entraîne une variation de l'indice effectif du mode de propagation. La théorie des modes guidés montre que dans les structures à gradient d'indice, toute modification de l'indice effectif engendre une modification de la répartition modale. Les simulations BPM permettent d'estimer l'impact de l'effet pyroélectrique pour différents profils d'indice.

Les simulations sont réalisées pour des variations de champ pyroélectrique comprises entre  $-1.5 \cdot 10^7$  et  $1.5 \cdot 10^7 \text{ m.V}^{-1}$ , soit des variations d'environ  $\pm 60^\circ\text{C}$  autour de la température ambiante. La longueur d'onde de travail est de 1550 nm. La profondeur et la largeur du guide sont considérées comme constantes, ce qui revient à travailler à épaisseur et durée de diffusion constantes dans la pratique.

### 3.4.2 L'indice effectif

La figure 3-20 montre les variations d'indice effectif du mode fondamental à 1550 nm en fonction du champ pyroélectrique pour différents dopages, du mode le plus confiné ( $dn=1.2 \cdot 10^{-2}$ ) au mode le moins confiné ( $dn=6 \cdot 10^{-3}$ ). L'écart entre la valeur de l'indice effectif du mode et l'indice du substrat diminue lorsque le champ pyroélectrique augmente. Pour le mode le moins confiné, cet écart peut même atteindre la coupure ( $n_{\text{eff}}=n_s$ ), le mode n'est alors plus guidé.

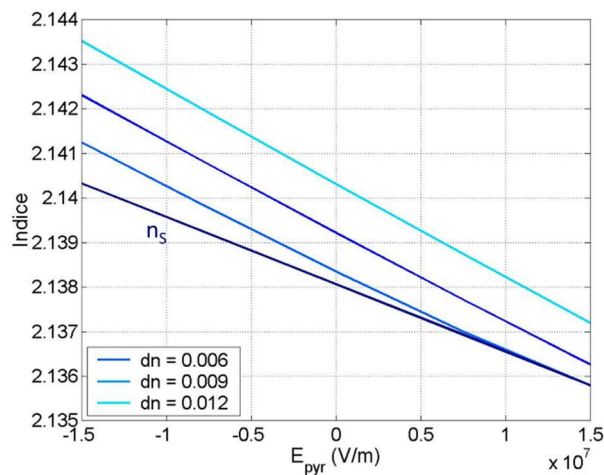


Figure 3-20 : Variations de l'indice du substrat  $n_s$  en bleu foncé et de l'indice effectif du mode fondamental TM en fonction du champ pyroélectrique pour différents dopages ( $dn$ ).

### 3.4.3 Recouvrement entre mode du guide et mode de la fibre

La taille du mode fondamental est systématiquement modifiée en présence d'une variation de l'indice effectif alors qu'une fibre monomode ne l'est pas. Dans ces conditions, le recouvrement entre le mode de la fibre et le mode optique du guide peut être affecté. On peut calculer par simulation BPM les pertes de couplage entre le mode de propagation subissant des variations liées à la présence d'un champ pyroélectrique et une fibre monomode placée à la sortie, insensible à cet effet.

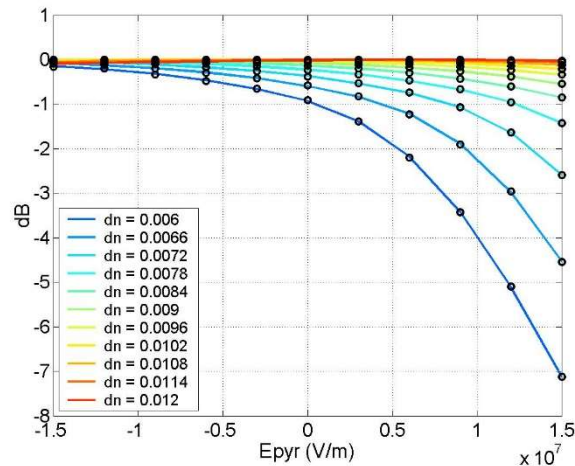


Figure 3-21 : Variations de la puissance optique couplée dans une fibre monomode placée à la sortie du guide optique subissant des variations de champ pyroélectrique, pour différents dopages du guide (dn).

La figure 3-21 montre que pour des guides faiblement confinés, les pertes engendrées par effet pyroélectrique peuvent dépasser 5 dB alors que pour des dopages plus forts, les pertes sont inférieures à 0.1 dB.

Pour des raisons de fonctionnement, un confinement élevé du mode ne résout pas les problèmes de pyroélectricité du modulateur électro-optique. Il est primordial de rester dans un régime de monomodalité. Un dopage trop important conduit à la présence d'un second mode guidé qui n'est pas modulé de la même manière que le mode fondamental et peut interférer avec ce dernier.

Le confinement du mode optique présente un impact sur la sensibilité à l'effet pyroélectrique. Plus le mode est confiné, moins les variations de la taille du mode et du couplage avec la fibre sont visibles. A contrario, un dopage trop important peut faire apparaître un second mode perturbant.

A noter qu'un guide plus confiné obtenu par un dopage plus important est équivalent au même guide excité à une longueur d'onde plus courte. Il en va de même avec l'apparition d'un second mode guidé.

### 3.4.4 La température de compensation

La fabrication du guide d'onde par diffusion titane est réalisée de manière à être optimum en termes de pertes optiques. Un facteur n'est cependant pas pris en compte, à savoir la température de l'environnement de fabrication. En effet, comme évoqué dans le paragraphe 3.3.1, la polarisation



spontanée du niobate de lithium est compensée à température ambiante. L'apparition des charges lors d'une variation de température dépend de cette condition d'équilibre.

Un guide droit réalisé par diffusion titane sur la face Z- du niobate de lithium issu des essais précédents est fibré puis placé dans une enceinte thermique (Fig. 3-18). Ce composant subi des rampes de température plus sévères à savoir un  $\Delta T$  négatif de  $50^\circ\text{C}$  et un  $\Delta T$  positif de  $55^\circ\text{C}$ . Seule la température initiale  $T_0$  change entre les cycles. Soit pour une température initiale de  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ , la rampe de température s'étale entre  $-30^\circ\text{C}$  et  $+75^\circ\text{C}$ . Le composant subi trois cycles en température pour différentes températures initiales ( $T_0 = +10^\circ\text{C}$ ,  $+20^\circ\text{C}$  et  $+30^\circ\text{C}$ ). La figure 3-22 montre les résultats obtenus.

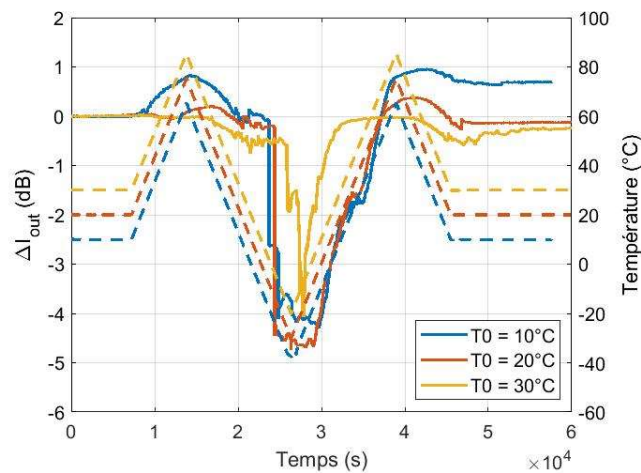


Figure 3-22 : Transmission optique d'un guide droit diffusé titane sur niobate de lithium sur la face Z- soumis à des rampes de températures avec différentes températures initiales. Traits plein et pointillé bleu :  $T_0=10^\circ\text{C}$ , Traits plein et pointillé rouge :  $T_0=20^\circ\text{C}$ , Traits plein et pointillé jaune :  $T_0=30^\circ\text{C}$ .

Pour cette amplitude de variation de température, le guide droit présente jusqu'à 5 dB de variation de sa transmission optique. Quelle que soit la variation de température (positive ou négative), le cyclage débutant avec une température initiale de  $T_0 = 10^\circ\text{C}$  (courbe bleu Fig. 3-22) est celui dont le seuil d'apparition des pertes est le plus faible. Lors de la première montée en température, des pertes apparaissent lorsque  $\Delta T = +10^\circ\text{C}$ , et lors de la descente lorsque  $\Delta T = -25^\circ\text{C}$  par rapport à  $T_0 = 10^\circ\text{C}$ . Le cyclage débutant avec une température initiale de  $T_0=30^\circ\text{C}$  (courbe jaune Fig. 3-22) est celui qui présente le moins de variation de sa transmission ( $\sim 4$  dB). Le seuil d'apparition de pertes n'est que lors de la rampe descendante de température pour  $\Delta T = -40^\circ\text{C}$  par rapport à  $T_0 = 30^\circ\text{C}$ . Pour ce guide optique, la température d'équilibre, où la polarisation spontanée est compensée, est proche de  $T_0 = 30^\circ\text{C}$ .

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu qu'il existe une forte différence de comportement entre les guides optiques réalisés par diffusion titane sur la face Z+ ou Z- du niobate de lithium lors de variations de température. L'effet pyroélectrique induit par les changements de température, conduit par effet électro-optique, à une déformation du profil d'indice de réfraction des guides optiques. Contrairement à une diffusion titane sur la face Z-, une inversion de domaine se produit dans le cas du guide réalisé sur la face Z+. Cette inversion de polarisation avec diffusion sur la face Z+ entraîne une déformation du profil

d'indice lors de la variation de température provoquant une multimodalité du guide optique et des pertes de propagation. Les simulations confirment que l'utilisation de la face Z- du niobate de lithium pour la diffusion de titane est préférable pour réduire la sensibilité à l'effet pyroélectrique des guides optiques réalisés. Leur fabrication nécessite cependant un dopage optimal pour obtenir un confinement du mode optique peu sensible à l'effet pyroélectrique tout en étant monomode.



---

---

# Chapitre 4:

## Caractérisation et élaboration des méthodes mises en œuvre pour compenser l'effet pyroélectrique

---

4.1	Compensation de l'effet pyroélectrique .....	94
4.1.1	Accumulation de charges.....	94
4.1.2	Techniques de compensation.....	95
4.2	Insertion d'une couche antistatique.....	96
4.2.1	Méthode de dépôt .....	96
4.2.2	Abaque dépôt ITO .....	97
4.2.3	Influence sur l'effet pyroélectrique .....	98
4.3	Inversion de domaines ferroélectriques .....	101
4.3.1	Dissipation des charges par inversion périodique de la polarisation.....	101
4.3.2	Réalisation des guides optiques avant le poling .....	102
4.3.3	Réalisation des guides optiques après le poling .....	103
4.4	Effet sur la modulation électro-optique .....	105
4.4.1	Influence des paramètres électriques de la couche antistatique.....	105
4.4.2	Influence sur les paramètres du modulateur .....	106
4.5	Conclusion .....	107

---

Dans le chapitre précédent, la modélisation numérique a permis d'observer l'impact de l'effet pyroélectrique sur les caractéristiques d'un guide optique. Les simulations mettent en évidence le fait que la face Z- du cristal est plus immune pour la réalisation de guides optiques par diffusion titane sur du niobate de lithium coupe Z. Cependant, les charges électriques qui apparaissent lors de variations de température sur les faces Z du cristal perturbent le champ électrique de modulation. Les charges accumulées produisent un courant électrique dont la dynamique de compensation s'apparente à celle d'un circuit RC. La compensation de ces charges est l'objet de ce chapitre.

## 4.1 Compensation de l'effet pyroélectrique

### 4.1.1 Accumulation de charges

La modification de la polarisation spontanée le long de l'axe z du niobate de lithium avec une variation de température génère des charges électriques [157] qui induisent l'apparition d'un champ électrique indésirable. Il peut être si important qu'il produit une modification significative de l'indice de réfraction par effet électro-optique et influence donc fortement la stabilité du modulateur.

La faible conductivité du niobate de lithium entraîne une accumulation de ces charges sur les faces Z. Ce cumul de charges provoque un champ électrique non contrôlable, source de tension continue. La relaxation étant très lente, les charges pyroélectriques ne sont pas immédiatement neutralisées. L'utilisation de niobate de lithium avec une plus forte conductivité permettrait une décharge plus rapide du condensateur [158]. Cependant, ce cristal (nommé « black LN ») ne peut pas être utilisé pour les modulateurs électro-optiques car l'augmentation de la conductivité électrique entraîne une absorption optique et augmente les pertes de propagation optique le long des guides d'ondes.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le changement de température provoque un décalage du point de fonctionnement causé par les charges accumulées. L'ampleur de décalage est plus importante avec un modulateur sur coupe Z que sur coupe X. En effet, la surface où se cumule les charges dans un modulateur coupe Z est plus grande qu'en coupe X et se retrouve en contact avec les électrodes assurant la modulation électro-optique (Fig. 4-1).

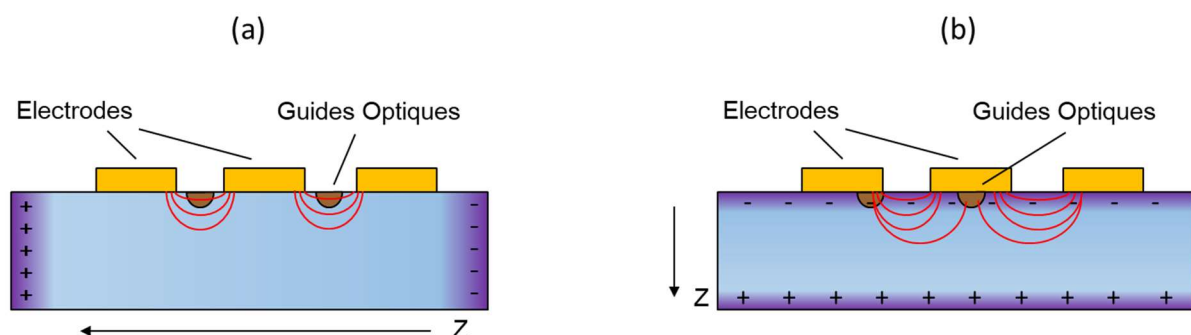


Figure 4-1 : Illustration de l'accumulation de charges pyroélectriques sur un modulateur (a) coupe X et (b) coupe Z.

Dans un modulateur sur coupe X, les charges s'accumulent sur les faces latérales (Fig. 4-1a), comme elles sont éloignées de la région de modulation, il y a peu d'impact direct. Dans le cas d'un

modulateur sur coupe Z, le champ de modulation est directement impacté (Fig. 4-1b). Les charges générées par effet pyroélectrique sont sur les faces supérieures et inférieures, notamment au niveau des électrodes où l'on applique une tension pour réaliser la modulation électro-optique. La figure 4-2 représente le champ électrique généré dans le niobate de lithium en appliquant une tension de 10V sur l'électrode centrale. Ce champ de modulation présente des effets de pointes au niveau des bords d'électrodes.

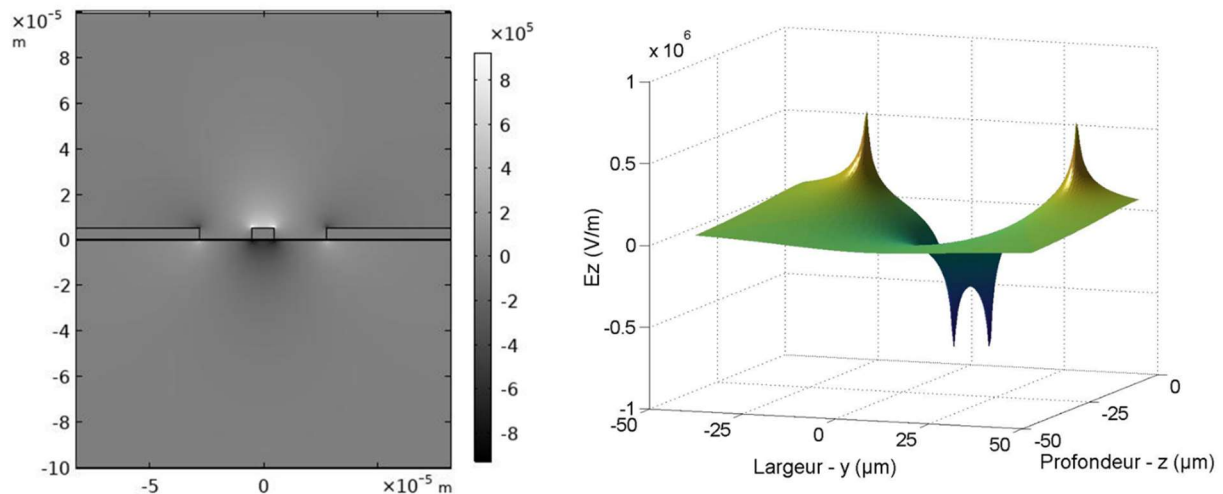


Figure 4-2 : Champ électrique généré dans le cristal par l'application d'une tension de 10V sur l'électrode de modulation du modulateur d'intensité.

Lorsque des charges apparaissent avec l'effet pyroélectrique, elles sont concentrées sous les électrodes de modulation. Le champ pyroélectrique produit s'additionne alors au champ de modulation et n'est plus totalement uniforme à cause des effets de bords provoqués par la présence des électrodes.

#### 4.1.2 Techniques de compensation

Pour augmenter la stabilité des modulateurs, la recombinaison des charges qui apparaissent par effet pyroélectrique doit être rapide. En se basant sur les circuits électriques équivalents de Yamada [159], Gee et al. montrent que le décalage de la fonction de transfert en température du modulateur diminue avec l'ajout d'une couche conductrice [160]. Ils réalisent plusieurs configurations : soit la couche tampon de silice est pleine plaque, soit cette couche est gravée entre les électrodes, soit ils remplacent la silice par une couche de semi-conducteur en oxyde d'indium dopé étain (indium tin oxide - ITO). La couche conductrice permet de diminuer le temps de relaxation des charges mais entraîne des pertes optiques. En 1986, Shiwaki et al. observent un décalage de la tension de commande de  $2 \text{ V}/^\circ\text{C}$  de leur composant en niobate de lithium coupe Z avec des guides d'ondes diffusés titane. Ils se rendent compte qu'en humidifiant la surface de leur dispositif, le décalage de la tension de commande est diminué. La distribution de charges de surface est uniforme plutôt que d'être concentrée sous les électrodes. Ils proposent un dispositif stable en température en déposant une couche d'ITO permettant une dérive à  $0.05 \text{ V}/^\circ\text{C}$  [161]. Ils précisent également que la couche d'ITO est photoconductrice et que l'utilisation de poly-Si fonctionne également. En 1992, Seino et al. stabilisent un modulateur sur coupe Z avec une couche de silicium de  $0.1 \mu\text{m}$  sur la couche tampon. Ils vérifient la dérive du point de biais avec un vieillissement en température pour assurer la fiabilité long terme de 15 ans à  $80^\circ\text{C}$  [162]. L'année

suivante, un brevet détail la réalisation de ce dispositif. La couche de silicium est pleine et/ou segmentée avec des résistivités comprises entre 0.001 et 100 k $\Omega$ .m [163]. Pour diminuer encore le drift en température du modulateur, Nagata et al. utilisent, en plus de la couche semi-conductrice sous les électrodes, une colle contenant des particules d'argent (Ag) pour reporter le modulateur dans le boîtier [164].

L'activité autour de la dissipation des charges par une électrode de surface afin d'éliminer l'instabilité des modulateurs coupe Z suscite un réel intérêt. En effet, les paramètres électriques de la couche de dissipation sont fondamentaux pour permettre le bon fonctionnement du modulateur coupe Z. La conductivité de la couche antistatique a un rôle déterminant sur le champ électrique appliqué par les électrodes pour la modulation électro-optique. Plusieurs matériaux sont évoqués pour jouer le rôle de cette couche de dissipation : Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, (SiO<sub>2</sub>)(In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), (SiO<sub>2</sub>)(TiO<sub>2</sub>)(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), ITO, Si, Al... [165, 166]. L'arrangement de cette couche par rapport aux électrodes du modulateur est également discuté, elle doit être continue pour uniformiser les charges ou ne pas contacter les masses pour ne pas dégrader le champ appliqué. L'utilisation de la couche conductrice est également employée sur différentes coupes du cristal. Par exemple, le dépôt d'ITO ou de Si sur les faces Z permet de stabiliser les modulateurs sur coupe Y [167].

Pour les modulateurs sur coupe X, la neutralisation des charges peut se faire en reliant les faces Z du composant par une couche conductrice [168]. Une couche de dissipation peut être insérée par la face du dessous pour accélérer la recombinaison des charges et stabiliser davantage le composant. Les faces latérales sont recouvertes d'un film conducteur relié à la masse.

Une autre technique de compensation est l'inversion de domaines ferroélectriques qui permet de réduire l'effet pyroélectrique et de stabiliser la dérive du composant [169, 170]. Nous discuterons de cette méthode dans la section suivante 4.3.

## 4.2 Insertion d'une couche antistatique

### 4.2.1 Méthode de dépôt

Une grande variété de matériaux peut être utilisée pour réaliser cette couche antistatique comme évoqué précédemment. La possibilité de faire varier la résistivité de l'ITO [171] est un atout qui nous pousse à utiliser ce matériau. Sa principale utilisation est pour la réalisation d'électrodes transparentes malgré une faible conductivité ( $<10^4$  S.cm<sup>-1</sup>) [172, 173]. On trouve ce matériau dans les écrans tactiles, dans les cellules solaires ou encore comme blindage électromagnétique [174, 175]. Les techniques de dépôt de ce matériau sont nombreuses, on peut citer l'évaporation au canon à électrons, la pyrolyse, le dépôt chimique, sol-gel, l'ablation laser ou encore la pulvérisation cathodique [176].

L'ITO est décrit par la formule In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Sn. Il est composé généralement de 90% d'In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et de 10% de SnO<sub>2</sub>. La conductivité électrique de cette couche est assurée par les lacunes d'oxygènes et aux porteurs de charges (Sn<sup>4+</sup>). Dans le cas d'une pulvérisation DC, une dépendance des propriétés de la couche déposée a été observée dans un environnement Ar-O<sub>2</sub> où la résistance de surface atteint la gamme du méga-ohm [177]. Ce matériau peut être déposé par pulvérisation. Ce processus permet d'éjecter les atomes d'une cible contenant le matériau à déposer par les atomes ionisés d'un gaz. Les atomes de la cible sont alors éjectés sur le substrat que l'on désire recouvrir de la couche mince. La pulvérisation se

Il passe toujours dans une chambre à vide. Les ions de bombardement sont généralement créés à partir d'argon. L'application d'une tension électrique provoque une décharge qui crée le plasma. Les ions positifs sont extraits de ce plasma par la tension continue négative appliquée à la cathode et viennent bombarder la cible. Les électrons se déplacent vers l'anode et entretiennent le plasma. Lorsque les ions bombardent la cible, ils éjectent des atomes et créent des électrons secondaires. Ces électrons vont, à leur tour, être accélérés par le champ électrique et entretiennent le plasma par des collisions avec des atomes d'argon.

Au-delà des différents paramètres de pression, puissance ou encore température, la pulvérisation réactive est une technique qui permet d'introduire en phase gazeuse une espèce composant la couche finale. En faisant varier le pourcentage de gaz réactif, la composition de la couche à déposer sera modifiée. L'inconvénient de cette technique est que des réactions peuvent se produire à la surface de la cible, à la suite de quoi le matériau est pulvérisé. Des réactions peuvent également se produire pendant le transport des atomes éjectés. La formation de composés à la surface de la cible entraîne la contamination de cette dernière. La vitesse de dépôt diminue et rend difficile l'obtention de l'oxyde souhaité.

#### 4.2.2 Abaque dépôt ITO

Plusieurs échantillons sont réalisés pour évaluer la résistivité de surface des couches déposées en fonction du taux d'oxygène introduit dans la chambre pendant le dépôt. Dans le cas d'une couche mince, la méthode 4 pointes permet de déduire la valeur de résistivité d'une couche continue. Avec un espacement constant entre les pointes, très supérieur à l'épaisseur de la couche considérée, la formule permettant de remonter à la résistivité est [178] :

$$\rho = \frac{\pi d V}{\ln 2 I} \quad (4.1)$$

Avec  $\rho$  la résistivité de la couche,  $d$  son épaisseur,  $V$  la tension mesurée entre les pointes intérieures et  $I$  l'intensité mesurée entre les pointes extérieures (Fig. 4-3).

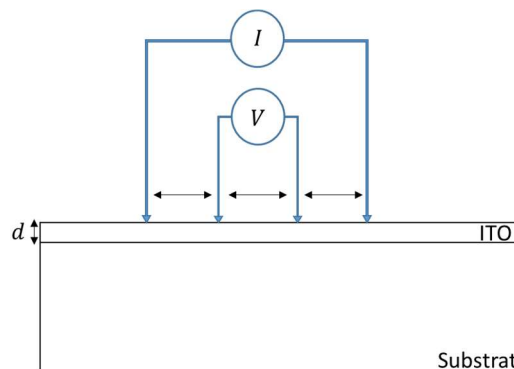


Figure 4-3 : Illustration de la mesure de résistivité d'une couche mince par la méthode 4 pointes.

Cette méthode permet de caractériser les résistivités des couches déposées avec un taux d'oxygène variable. La figure 4-4 montre les résultats obtenus pour un pourcentage d'oxygène dans l'enceinte de 0 à 10%. Comme attendu, l'incorporation de ce gaz pendant le dépôt permet de modifier la composition de la couche. La résistivité augmente avec l'incorporation d'oxygène.

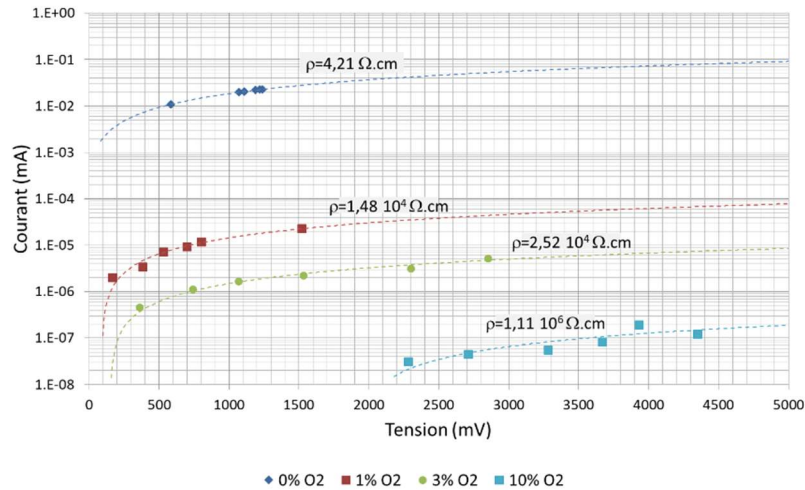


Figure 4-4 : Résistivité par la mesure 4 points des couches minces déposées en fonction du taux d'oxygène introduit dans la chambre.

### 4.2.3 Influence sur l'effet pyroélectrique

Comme il a été mentionné dans le chapitre 2, le logiciel multi-physique Comsol permet la modélisation de l'effet pyroélectrique dans les modulateurs. Une « enceinte » entoure le modulateur composé du substrat en niobate de lithium, d'une couche tampon en silice (SiO<sub>2</sub>), d'une couche antistatique (ITO) et des électrodes (Fig. 4-5).

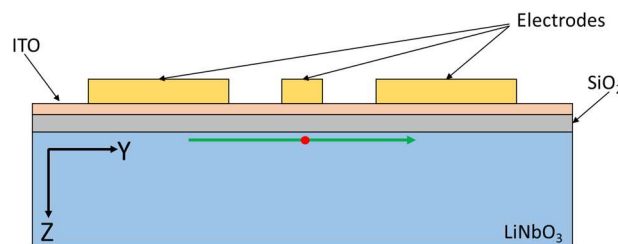


Figure 4-5 : Illustration du composant réalisé pour la simulation, le point en rouge représente l'emplacement où le champ du guide est maximum, la flèche verte indique où le champ électrique est examiné.

En appliquant une variation de température, on peut relever le comportement du champ électrique généré dans la structure. La figure 4-6 montre le comportement de la composante verticale du champ électrique au niveau du maximum de champ optique à 6 μm sous la surface du cristal, le long de la flèche verte sur la figure 4-5. La simulation est réalisée pour une variation de température de 5°C sans couche antistatique et avec une couche de conductivité  $\sigma = 10^2$  S/m. Aucune tension n'est appliquée sur l'électrode de modulation. Les dimensions des électrodes sont reportées sur la figure 4-6 pour

visualiser les bords qui concentrent le champ. Si le modulateur ne comporte pas de couche mince (courbe en bleue), le profil du champ électrique généré par effet pyroélectrique suit les électrodes du modulateur, il y a des effets de pointes par influence. Avec une couche plus conductrice sur la couche tampon (courbe en jaune), le profil du champ est uniforme.

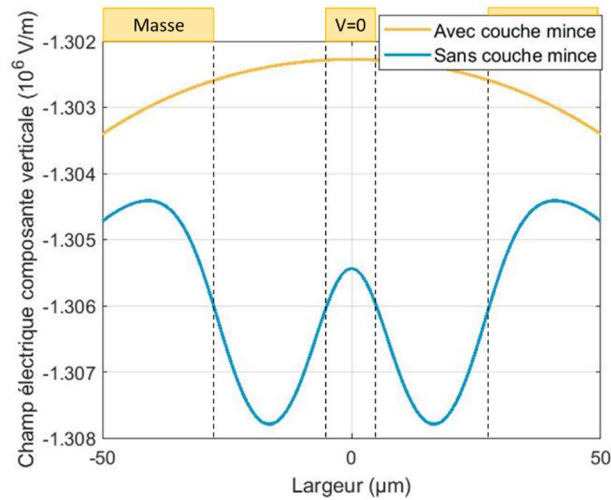


Figure 4-6 : Champ électrique sous la surface du niobate de lithium généré par une variation de température de 5°C, en bleu sans couche antistatique, en jaune avec une couche de conductivité  $\sigma=10^2$  S/m.

La distribution du champ généré par effet pyroélectrique devient uniforme avec une couche antistatique. Sans couche antistatique, les électrodes de surfaces entraînent une distribution non régulière due aux effets de pointes. De la même manière, il est possible de s'intéresser au champ électrique généré en un point, au niveau du maximum de champ optique, soit à 6 μm sous la surface au milieu de l'électrode centrale. La figure 4-7 montre la modélisation de la composante verticale du champ électrique généré par une variation brutale de 5°C (courbe grise) au niveau du guide optique, dans le cas d'un composant qui possède un conducteur reliant les faces Z (courbe jaune) et dans le cas d'un composant sans conducteur (courbe bleue).

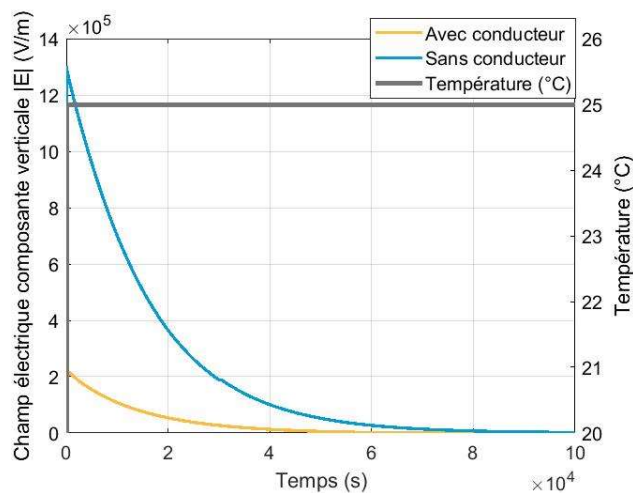


Figure 4-7 : Champ électrique, au niveau du maximum du champ du guide optique, généré par une variation de température de 5°C, en bleu sans conducteur, en jaune avec un conducteur reliant les faces Z.



L'amplitude du champ électrique est fortement diminuée lorsque les faces où apparaissent les charges par effet pyroélectrique sont reliées par un conducteur. Le maximum du champ est de  $1.3 \cdot 10^6$  V/m initialement. Sa valeur est réduite à  $2.1 \cdot 10^5$  V/m avec l'ajout d'une métallisation.

L'insertion d'une couche de dissipation au-dessus de la couche tampon accélère la recombinaison des charges qui apparaissent lors d'une variation de température. La figure 4-8 présente la composante verticale du champ électrique lors d'une variation de  $5^\circ\text{C}$  sous l'électrode centrale, au niveau du maximum de champ optique, pour différentes valeurs de conductivité de la couche d'ITO.

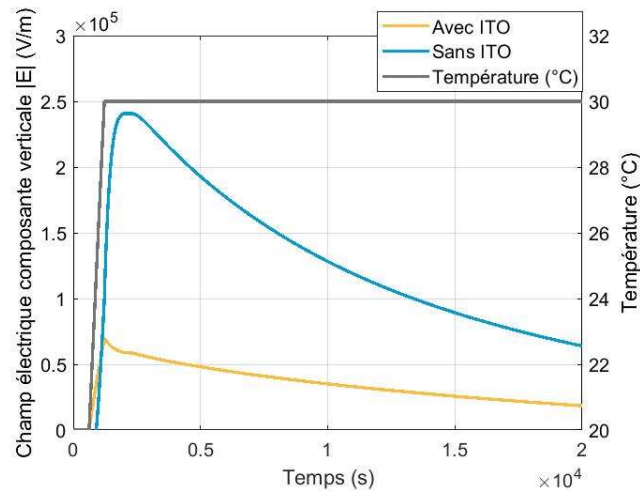


Figure 4-8 : Champ électrique, au niveau du maximum du champ du guide optique, généré par une variation de température de  $5^\circ\text{C}$  (en gris), en bleu sans couche antistatique et en jaune avec une couche antistatique de conductivité  $\sigma = 10^{-4} \text{S/m}$ .

L'ajout d'une couche antistatique permet de diminuer l'amplitude du champ électrique généré et d'accélérer la dynamique de relaxation. Par rapport à un composant sans couche antistatique (courbe bleue), l'ajout d'une couche avec une conductivité de  $10^{-4} \text{S/m}$  (courbe jaune) permet de diminuer l'ampleur du champ d'un facteur trois.

Ces techniques permettent de diminuer le temps de relaxation défini dans le chapitre 2 qui dépend de la conductivité (Eq. 2.24). L'ajout d'une couche antistatique dans le système d'électrodes du modulateur et d'un conducteur reliant les faces Z du composant réduit l'impact de l'effet pyroélectrique au niveau du guide optique (Fig. 4-9). Ces procédés de compensation agissent comme si une résistance électrique était insérée en parallèle du circuit RC formé par le niobate de lithium.

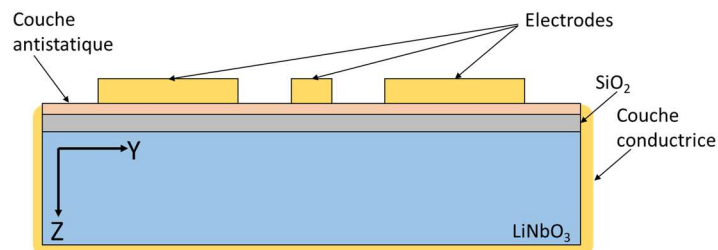


Figure 4-9 : Illustration du composant avec une couche antistatique dans le système d'électrodes et un conducteur reliant les faces Z.

## 4.3 Inversion de domaines ferroélectriques

### 4.3.1 Dissipation des charges par inversion périodique de la polarisation

La polarisation spontanée du niobate de lithium peut être inversée par l'application d'un champ électrique, cette action est bien connue sous le nom de poling. Yamada en a fait l'expérience en 1992 [179]. Le champ externe doit être de direction opposée à celle de la polarisation spontanée pour inverser le domaine ferroélectrique. Afin de maîtriser les dimensions des domaines inversés, l'utilisation d'un masque photolithographique s'avère essentiel [180, 181]. L'inversion de domaine par application d'un champ électrique permet une inversion sur toute l'épaisseur du matériau et sur des wafers de 3 à 4 pouces. Cette méthode s'applique à température ambiante, ce qui est un avantage pour la suite de la fabrication.

Les charges pyroélectriques qui apparaissent lors de variation de température sont alors de signe contraire sur deux domaines adjacents. En répartissant de manière adéquate les zones d'inversion, une compensation « naturelle » des charges peut diminuer les instabilités du modulateur.

Le champ coercitif à appliquer nécessaire pour inverser un domaine est de  $E_c \sim 21$  kV/mm [182]. Le procédé de mise en œuvre n'est pas simple, notamment la méthode de contact des électrodes sur le cristal. Un contact à l'aide d'un liquide électrolytique (LiCl) est un dispositif possible pour ce type de manipulation [181]. Une couche de résine définie par photolithographie permet d'isoler la surface Z+ pour empêcher l'inversion de domaine. Une des difficultés de cette méthode est l'élargissement des domaines dû aux effets de bord sous les électrodes. L'obtention d'un rapport cyclique à 50% est difficilement maîtrisable [183].

L'inversion de domaines ferroélectriques n'impacte que le cristal, il n'en découle pas de modification de l'agencement du modulateur. La figure 4-10 montre une architecture possible, les domaines présentant des inversions de la polarisation sont orientés parallèlement aux guides optiques. Il est également possible de réaliser cette inversion perpendiculairement aux guides. Cependant, dans cette configuration, le poling ne doit pas être réalisé dans les guides optiques pour conserver l'effet électro-optique.

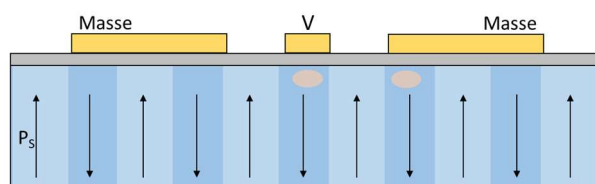


Figure 4-10 : Schéma d'un modulateur avec inversion de domaines ferroélectriques parallèles aux guides optiques.

La fabrication des modulateurs n'est pas idéalement compatible avec l'inversion de domaines ferroélectriques. Le poling peut être réalisé avant les guides optiques mais la diffusion titane à haute température peut « effacer » les domaines créés. La polarisation redevient alors homogène dans le cristal. Les guides optiques peuvent également être réalisés avant le poling, ce qui modifie le champ coercitif et donc le champ à appliquer pour inverser les domaines ferroélectriques.

### 4.3.2 Réalisation des guides optiques avant le poling

La réalisation des guides optiques avant le poling présente une difficulté, en effet, la diffusion titane entraîne une exodiffusion en face arrière des guides, augmentant le champ coercitif du cristal. Ceci nécessite un rodage de la face arrière avant l'inversion de domaine pour diminuer la barrière de potentiel créée par la diffusion titane [184].

Afin d'observer expérimentalement l'analyse qui a été faite dans le chapitre précédent, à savoir l'inversion de domaine provoquée par la diffusion titane sur la face Z+, le poling est ici réalisé perpendiculairement et au travers de guides diffusés sur la face Z+ et sur la face Z- du niobate de lithium. Les domaines ferroélectriques sont révélés après une gravure avec une solution d'acide fluorhydrique (HF) qui grave plus rapidement les faces Z- que Z+. Pour une diffusion sur la face Z+, l'inversion de domaine n'est pas continue sous les guides (Fig. 4-11a). Ceci s'explique par l'inversion de polarisation due à la diffusion titane. L'inversion de domaines ne peut plus se faire puisque le champ appliqué est de même sens que celui de la polarisation au niveau des guides optiques. Dans le cas d'une diffusion sur la face Z-, l'inversion de domaine peut être réalisée en traversant les guides (Fig. 4-11b). Les domaines ferroélectriques s'observent au travers de la diffusion titane.

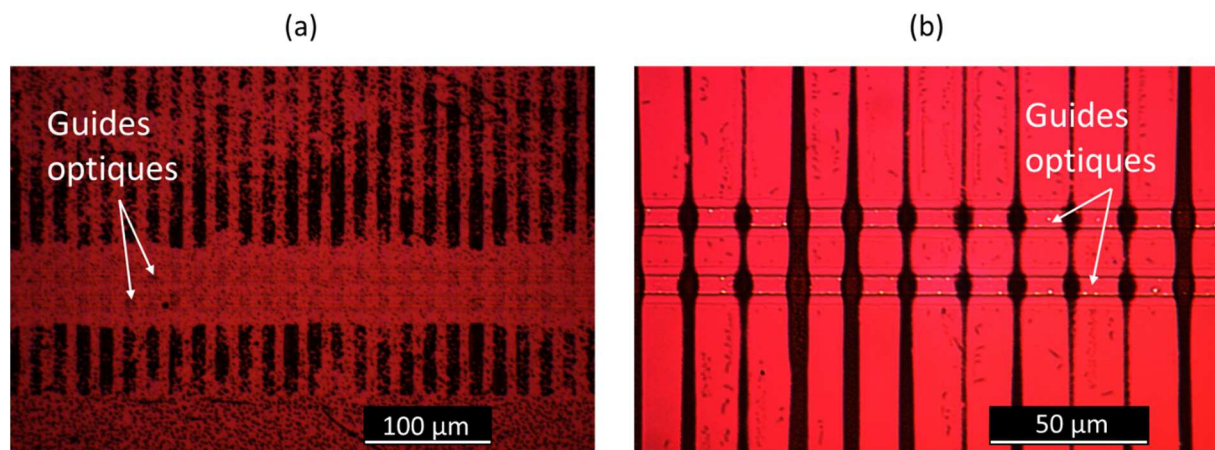


Figure 4-11 : Images au microscope optique des domaines ferroélectriques après diffusion titane (a) sur la face Z+, (b) sur la face Z-, poling et gravure HF.

Cependant, l'inversion de domaine ferroélectrique ne doit pas être réalisée dans les guides optiques pour conserver l'effet électro-optique. Nous nous intéressons alors à la répartition des domaines qui doit être égalitaire pour permettre une compensation des charges pyroélectriques entre domaines adjacents. Un masque photolithographique est réalisé pour permettre d'appréhender l'élargissement des domaines avec les effets de bords des électrodes. Le motif de base de ce masque est composé d'un rectangle et d'un carré de 45 μm de large, espacés de 5 μm (Fig. 4-12a). Chaque rectangle et carré sont dupliqués pour former les autres motifs jusqu'à une alternance de 6 rectangles et 6 carrés. La figure 4-12a présente le motif de base et l'exemple du motif avec une alternance de 2 rectangles et 2 carrés. L'espacement de 5 μm est utilisé pour anticiper l'élargissement et la fusion des domaines.

La figure 4-12b montre une image au microscope après inversion de domaine du cristal avec le motif principal. Après poling, les domaines sont de largeur 51.04 μm et 50.16 μm. La largeur de 45 μm sur le masque photolithographique permet d'anticiper l'élargissement des domaines. Les figures 4-12c

et 4-12d présentent les images pour une alternance de deux et une alternance de six. L'espacement de  $5\ \mu\text{m}$  entre chaque rectangle et carré autorise la fusion entre domaines adjacents. Pour une alternance de deux (Fig. 4-12c), la largeur des domaines est de  $91,52\ \mu\text{m}$  et  $107,36\ \mu\text{m}$ . Pour une alternance de six (Fig. 4-12d), les domaines ont une largeur de  $296,56\ \mu\text{m}$  et  $306,24\ \mu\text{m}$ . L'obtention d'une répartition de domaine égalitaire est difficilement maîtrisable sur ces exemples.

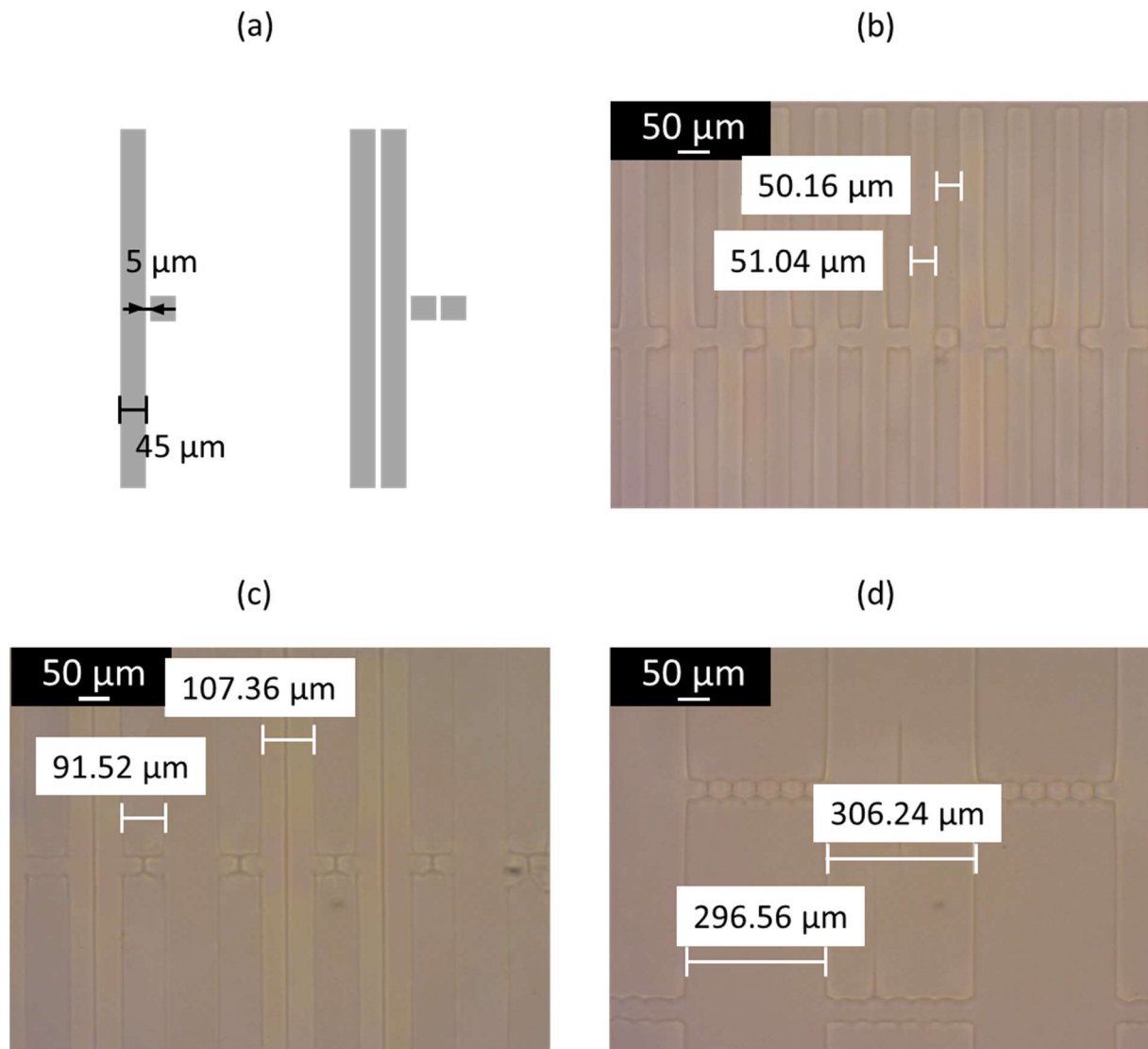


Figure 4-12 : (a) Exemples de motifs du masque photolithographique utilisé pour réaliser l'inversion de domaine et images au microscope optique du résultat sur le wafer après poling pour (b) le motif principal, (c) une alternance de deux et (d) une alternance de six.

### 4.3.3 Réalisation des guides optiques après le poling

Afin d'éviter l'apparition d'une barrière de potentiel créée par la diffusion titane, l'inversion de domaine peut être réalisée avant la fabrication des guides optiques. Un wafer est polé avec une inversion de domaines ferroélectriques de période  $600\ \mu\text{m}$  à travers un masque en résine. Un échantillon sert de référence avant la réalisation d'une diffusion titane. Une observation au microscope optique après gravure HF révèle un élargissement des domaines inversés sous l'isolant (Fig. 4-13).

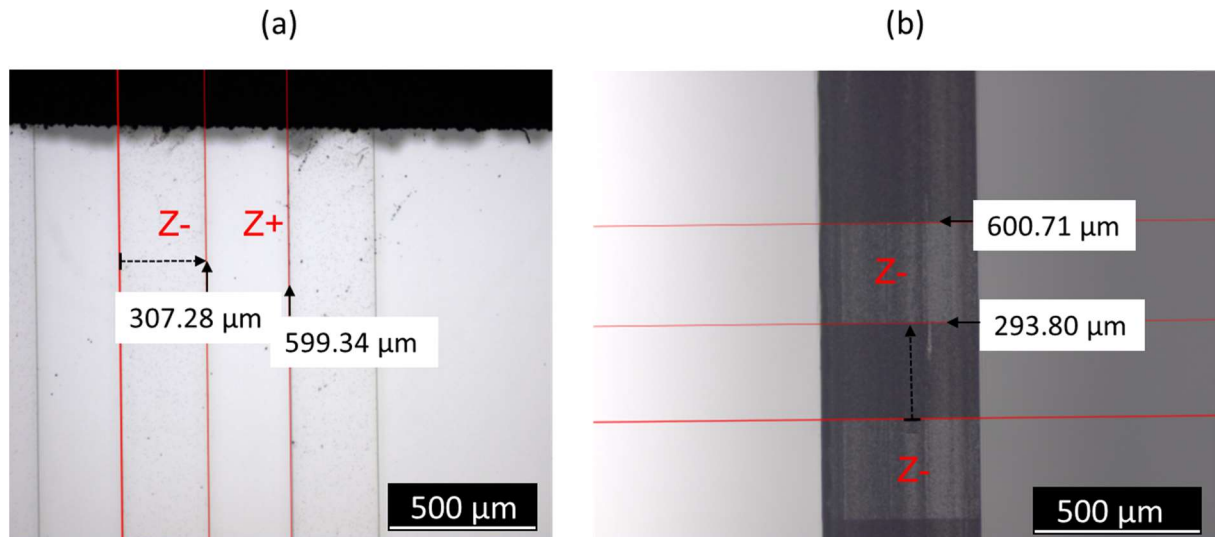


Figure 4-13 : Observations au microscope optique après gravure HF de la surface de l'échantillon polé avec une période de 600  $\mu\text{m}$  (a) à la surface et (b) sur la tranche.

Le domaine noté Z- sur la figure 4-13 s'est élargi sous l'isolant d'environ 7  $\mu\text{m}$ . L'observation de la tranche de l'échantillon révèle que les domaines se propagent linéairement suivant l'axe Z et sur toute l'épaisseur.

La diffusion titane est alors réalisée sur la moitié de l'échantillon pour observer son influence sur l'inversion de domaine, la figure 4-14 montre les observations au microscope. Les différences de couleur sur la figure 4-14a sont dues à la diffusion du titane sur la partie basse de l'échantillon et au fait que le niobate de lithium diffusé se grave moins vite que s'il n'est pas diffusé avec la solution HF.

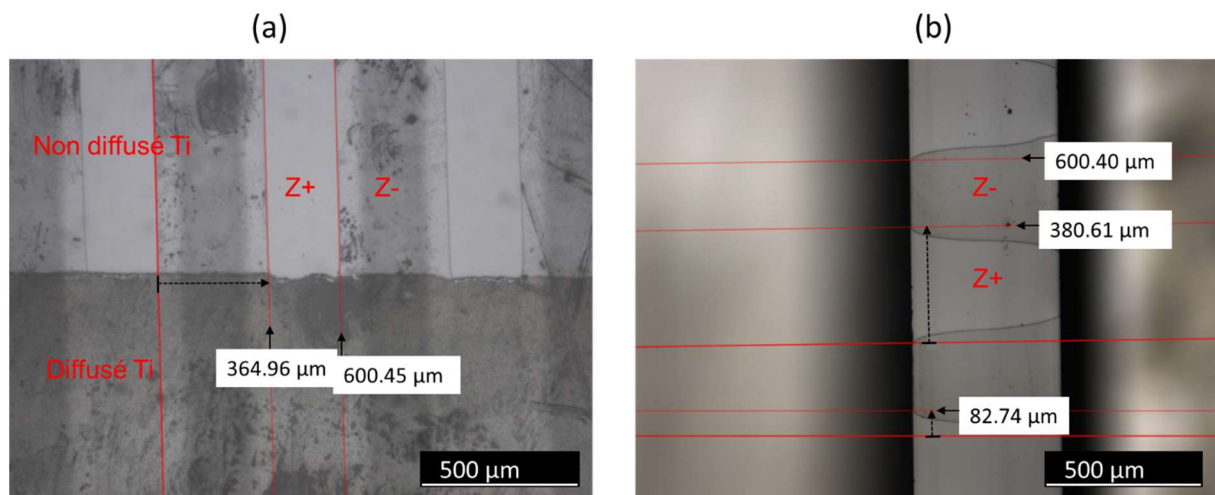


Figure 4-14 : Observations au microscope optique après gravure HF de la surface de l'échantillon polé avec une période de 600  $\mu\text{m}$  et diffusé titane sur la moitié de sa surface, (a) à la surface et (b) sur la tranche.

Sur la figure 4-14a, le domaine Z- s'est élargi de 65  $\mu\text{m}$  lors du traitement thermique nécessaire à la diffusion titane. L'observation microscope de la surface permet de remarquer un domaine de largeur moindre sur la face opposée. Sur la figure 4-14b, on visualise le profil des domaines sur la tranche de l'échantillon. On remarque que les domaines inversés sont élargis au niveau de la surface.



La température appliquée lors de la diffusion titane proche de la température de Curie du cristal provoque un élargissement des domaines Z- d'environ 30  $\mu\text{m}$  de part et d'autre du domaine en surface. La diffusion titane ne semble pas avoir d'influence notable. L'élargissement du domaine s'observe sur la moitié de l'échantillon diffusé titane et sur l'autre moitié qui n'a vu que la température nécessaire à la diffusion.

L'inversion de domaine demande une étape supplémentaire de fabrication dont la réalisation n'est pas sans risque et est peu compatible à ce stade d'un point de vue industriel. La fabrication des guides optiques avant le poling est la méthode la plus appropriée, cependant le rapport de surface à 50% des domaines est difficilement maîtrisable. Cette technique, attrayante pour la recombinaison des charges pyroélectriques, nécessite d'être améliorée pour la réalisation des modulateurs.

## 4.4 Effet sur la modulation électro-optique

### 4.4.1 Influence des paramètres électriques de la couche antistatique

L'influence de l'insertion de la couche de dissipation dans le système d'électrode peut être estimée par la modélisation. En appliquant un potentiel de 10V sur l'électrode centrale, on analyse le champ électrique généré au niveau du guide optique en faisant varier les paramètres de la couche antistatique. La figure 4-15 présente la composante verticale du champ électrique généré où l'on fait varier l'épaisseur de la couche antistatique dans un cas, la conductivité dans l'autre.

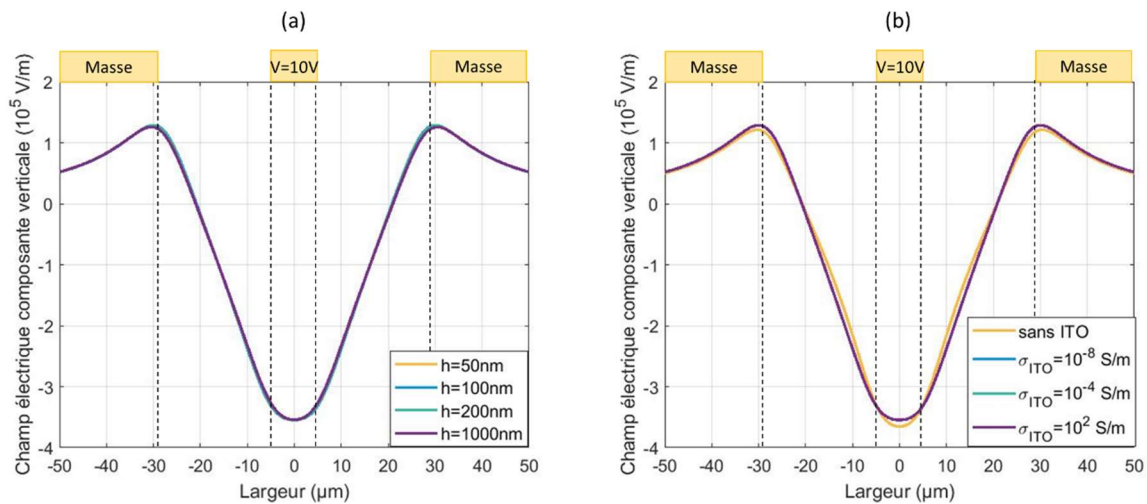


Figure 4-15 : Champ électrique le long du maximum de champ du guide optique (a) pour une épaisseur variable d'ITO à une conductivité de  $10^2 \text{ S/m}$  et (b) pour une conductivité variable à une épaisseur de  $200\text{nm}$ .

Sur la figure 4-15a, nous constatons que pour des épaisseurs de la couche d'ITO variant de 50 nm à 1  $\mu\text{m}$ , il n'y a pas de variation notable du champ électrique au niveau du guide optique. L'épaisseur de la couche de dissipation n'a donc pas d'influence sur le champ de modulation. La conductivité, quant à elle, a une influence légère. Les courbes de la figure 4-15b sont toutes superposées du moment où la couche antistatique est présente. Il y a cependant une diminution de  $1.06 \cdot 10^4 \text{ V/m}$  avec l'ajout de la couche antistatique dans le système d'électrodes au niveau du maximum de champ du guide optique.

## 4.4.2 Influence sur les paramètres du modulateur

Les pertes électriques micro-onde correspondent à l'atténuation du signal lors de sa propagation dans l'électrode. La mesure sous pointes de la structure montre l'atténuation du signal en fonction de la fréquence et permet de déterminer la bande passante du système à -6 dB électrique. La bande passante électrique du modulateur ( $S_{21}$ ) est le paramètre limitant le débit de données et qui définit la plage de fréquence utilisable par le composant. Cette donnée dépend du design des électrodes, à savoir largeur et hauteur de l'électrode centrale, distance entre électrodes, épaisseur de la couche tampon. La structure détermine les pertes micro-ondes, l'impédance caractéristique et l'indice effectif micro-onde. Ces caractéristiques sont définies pour obtenir un accord de phase entre l'indice effectif du guide optique et l'indice effectif micro-onde.

Plusieurs modulateurs sont réalisés pour permettre la mesure du  $S_{21}$  en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de résistivité de la couche antistatique. La figure 4-16a montre la mesure sous pointe d'un modulateur sans couche antistatique (courbe en bleue) et avec une couche de résistivité égale à  $10^{-2} \Omega.cm$  (courbe en violet). On constate que l'insertion d'une couche mince dans le système d'électrodes augmente l'atténuation du signal électrique et réduit la bande passante du système d'un facteur deux environ.

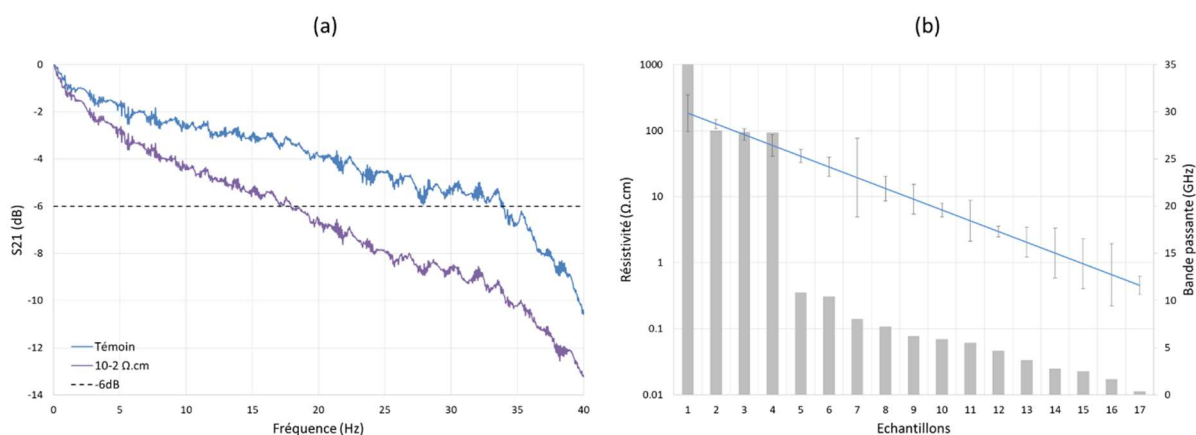


Figure 4-16 : (a) Exemple de mesure sous pointes  $50\Omega$  du paramètre  $S_{21}$  électrique d'un modulateur témoin (courbe en bleue) et d'un avec une couche mince de résistivité  $10^{-2} \Omega.cm$  (courbe en violet), (b) résultats des mesures de bande passante ( $S_{21}$ ) en bleu de différents modulateurs réalisés avec une couche antistatique de résistivité variable représentée par les bâtons gris.

Sans couche antistatique, la valeur de bande passante électrique est estimée à 34 GHz (Fig. 4-16a). La figure 4-16b montre que la mesure du  $S_{21}$  se dégrade fortement avec une diminution de la résistivité de la couche mince. La résistivité de la couche de dissipation doit être supérieure à  $10^3 \Omega.cm$  pour ne pas atténuer le signal électrique et donc altérer la bande passante. Plus la bande passante électrique du modulateur est élevée, plus elle autorise la réalisation d'un modulateur haute fréquence efficace.

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons observé que l'inversion de domaines ferroélectriques, bien qu'attractive, est une technique de compensation des charges peu compatible avec la fabrication industrielle des modulateurs. La fabrication des guides optiques avant le poling provoque une barrière de potentiel qui rend difficile la maîtrise de l'inversion par application d'un champ électrique. Dans le cas où les guides optiques sont réalisés après poling, le contrôle d'une inversion à 50% sur les faces est délicat à cause de l'élargissement des domaines avec la diffusion haute température. Les dimensions du modulateur et notamment celles des guides optiques compliquent la réalisation du poling. Ces étapes de fabrication doivent être parfaitement alignées pour ne pas interférer en engendrant une inversion de domaine dans le guide optique. Malgré les difficultés, cette méthode est attrayante, elle permettrait une compensation des charges rapide au plus près de la zone des guides optiques.

L'autre méthode abordée dans ce chapitre pour dissiper les charges qui apparaissent par effet pyroélectrique est l'insertion d'une couche antistatique. Le champ électrique généré lors d'une variation de température est impacté par les effets de bords des électrodes. Il devient uniforme avec l'ajout d'une couche de dissipation. La conséquence de l'effet pyroélectrique sur l'indice de réfraction du substrat et des guides optiques est réduite. Cependant la conductivité de cette couche a un impact sur les performances électriques du modulateur. La dégradation de la bande passante varie avec la conductivité de la couche antistatique. L'ITO accorde une plage de résistivité acceptable pour ne pas dégrader la bande passante électrique du modulateur.

L'ajout d'un conducteur reliant les faces Z du niobate de lithium entraîne également une redistribution des charges rapide. Cela permet de diminuer fortement l'impact du champ pyroélectrique au niveau des guides optiques.

Dans le chapitre suivant, nous décrirons les effets de l'agencement des différentes couches sur les propriétés du modulateur et présenterons les performances obtenues sur les réalisations.



---

---

# Chapitre 5:

## Réalisation du modulateur électro-optique en niobate de lithium coupe Z optimisé et évaluation de ses performances

---

5.1	Modulateur Dual-Drive.....	110
5.1.1	Symétrisation du système d'électrodes.....	110
5.1.2	Agencement de la couche tampon.....	112
5.1.3	Insertion d'une couche pour la distribution de charges.....	114
5.1.4	Efficacité vis-à-vis de l'effet pyroélectrique.....	116
5.2	Tests et mesures en température.....	117
5.2.1	Évaluation de l'effet pyroélectrique sur le modulateur Dual Drive.....	117
5.2.2	Démonstration expérimentale.....	118
5.3	Performances du modulateur anti pyroélectricité.....	123
5.3.1	Fabrication et efficacité du modulateur électro-optique.....	123
5.3.2	Mesure en transmission numérique.....	124
5.4	Conclusion.....	126

---

Dans le chapitre précédent, il a été démontré l'intérêt d'insérer une couche de dissipation dans le système d'électrodes du modulateur électro-optique pour la distribution de charges. La configuration des électrodes et l'agencement des différentes couches ont une incidence sur la compensation de l'effet pyroélectrique. Par conséquent, nous allons discuter dans ce chapitre d'un design efficace vis-à-vis de la compensation de charges et de l'effet électro-optique. Les performances du modulateur électro-optique en niobate de lithium coupe Z fabriqué seront détaillées.

## 5.1 Modulateur Dual-Drive

### 5.1.1 Symétrisation du système d'électrodes

Le champ électrique total est appliqué de manière asymétrique dans le cas d'un modulateur d'intensité sur coupe Z avec une seule électrode de modulation (Fig. 1-16). Le champ pyroélectrique généré lors d'une variation de température est homogène dans le cristal. On considère ici que les guides sont réalisés par diffusion titane sur la face Z- du niobate de lithium. Dans le cas d'un modulateur d'intensité, un bras du Mach-Zehnder est situé sous l'électrode chaude, c'est-à-dire sous l'électrode centrale sur laquelle on applique une tension pour la modulation électro-optique (Fig. 4-1). L'autre bras est situé sous la masse afin de profiter au mieux du champ électrique selon l'axe z. Les recouvrements électro-optiques entre les deux bras, tels que définis par l'équation (1.8), sont inhomogènes de par la géométrie du système.

Cette dissymétrie n'a pas d'influence sur le fonctionnement du modulateur lorsqu'il n'y a pas de variation de température. Toutefois, si le champ pyroélectrique se superpose au champ de modulation, il provoque un décalage du point de fonctionnement comme expliqué au chapitre 1. Ce décalage de la réponse électro-optique s'explique par un déphasage différent entre les bras de l'interféromètre. Malgré un champ pyroélectrique uniforme dans le cristal, son influence sur le champ électro-optique n'est pas identique dans les deux bras du MZ. La réalisation d'un modulateur symétrique permet de réduire encore l'effet pyroélectrique [185-187].

Pour un modulateur d'intensité, à partir des équations (1.6), (1.7) et (1.9), on en déduit le déphasage associé à l'effet pyroélectrique où  $E_{pyr}$  est le champ électrique associé :

$$\Delta\varphi_{pyr} = \frac{\pi}{\lambda} r_{33} n_e^3 L E_{pyr} (n_1 - n_2) \quad (5.1)$$

Avec par définition de l'équation (1.19),  $\Delta\varphi_{pyr} = \pi \frac{V_{pyr}}{V_\pi}$  le déphasage induit par la présence du champ électrique.

La simulation permet de calculer ces recouvrements pour un modulateur d'intensité sur niobate de lithium avec une couche tampon et des électrodes. On applique une tension d'une valeur de 10 V sur l'électrode centrale et on calcule le champ électrique généré dans le substrat (Fig. 5-1b). Le profil du mode optique fondamental est identique à celui du chapitre 3 (Fig. 3-4).

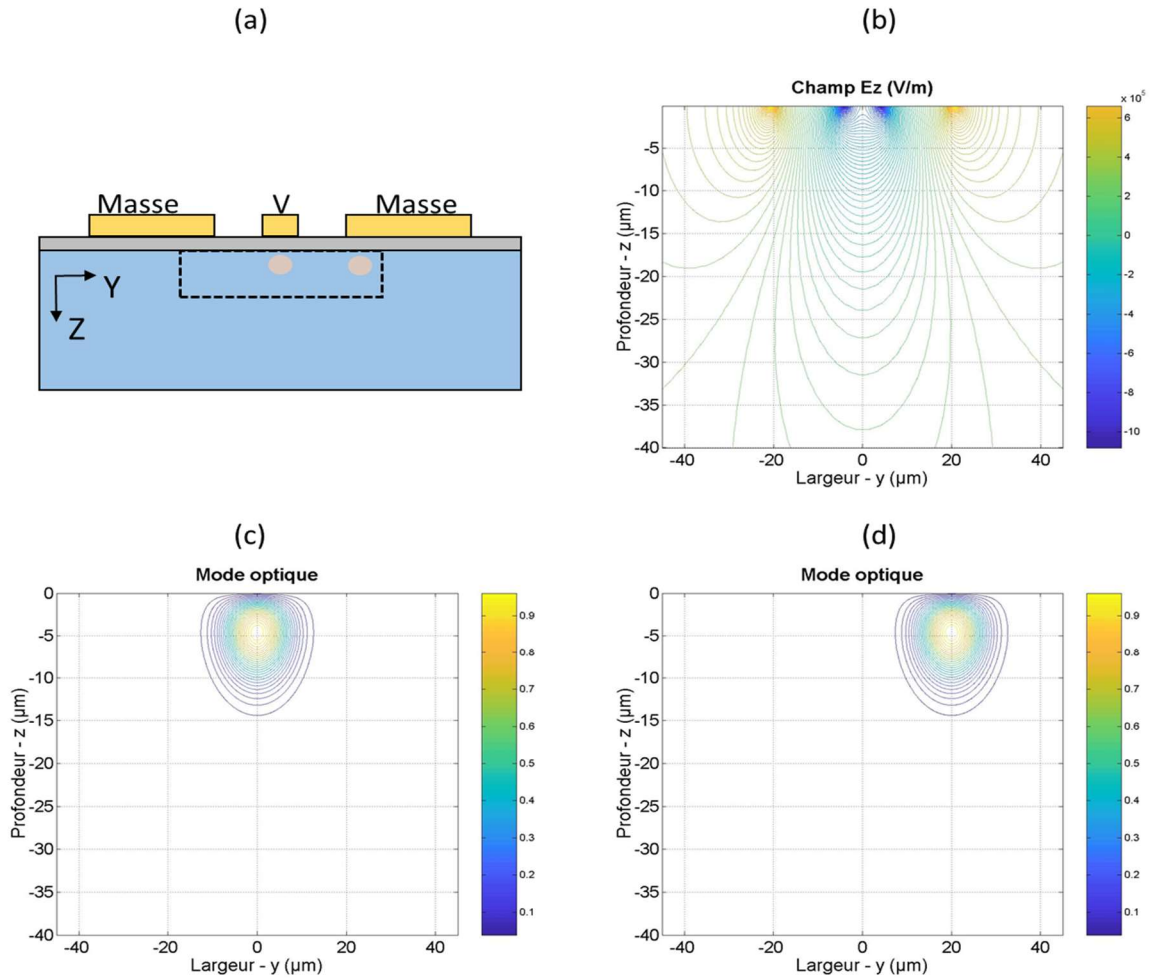


Figure 5-1 : (a) Schéma du modulateur et de la zone d'observation délimitée par des pointillés, (b) modélisation du champ électrique  $E_z$  dans le niobate de lithium avec l'application de 10V sur l'électrode centrale et représentation du mode optique du guide (c) sous l'électrode et (d) sous la masse.

Lorsque le bras du MZ est situé sous l'électrode centrale, le recouvrement est d'environ 0.69. Dans le cas où le bras du MZ est situé sous la masse, le recouvrement chute à environ 0.16. Le recouvrement dissymétrique et une concentration du champ sur les bords d'électrodes dû à l'effet pyroélectrique provoquent un déphasage dans les bras de l'interféromètre.

Afin de symétriser les recouvrements, le modulateur peut être conçu dans une version dual-drive plutôt que single-drive (Fig. 5-2). Ce système d'électrode ne supprime pas l'effet pyroélectrique, mais permet d'égaliser les recouvrements électro-optiques dans chacun des deux bras de l'interféromètre.

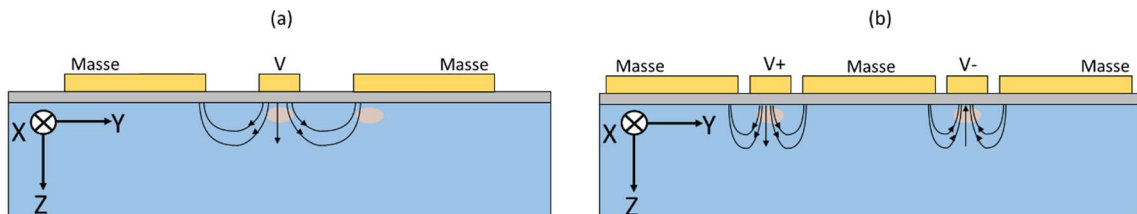


Figure 5-2 : Représentation de modulateurs électro-optiques (a) en version single drive et (b) en version dual-drive.

La configuration dual drive en coupe Z consiste à placer les deux guides optiques constituant le Mach-Zehnder sous chacune des électrodes chaudes. Cela permet de bénéficier du fort taux de recouvrement entre les composantes verticales du champ électrique et le champ lumineux sous les électrodes de modulation. Les lignes coplanaires sont excitées avec des signaux en opposition de phase. Les deux tensions qui alimentent les deux électrodes simultanément sont définies telles que  $V^- = -V^+$ . Elles génèrent un champ électrique  $E_1$  et  $E_2$  identique et de sens opposé dans chacun des bras. A partir de l'équation (1.12), on définit la tension demi-onde associée à chacun des bras par :

$$V_{\pi 1} = -V_{\pi 2} = \frac{\lambda d}{2r_{33}n_e^3\eta L} \quad (5.2)$$

Au-delà de l'impact vis-à-vis de l'effet pyroélectrique, la configuration dual-drive demande d'appliquer deux tensions de commande pour fonctionner. La tension demi-onde est cependant divisée par deux par rapport à une configuration single-drive. Une consommation moins importante du composant est bénéfique d'un point de vue énergétique mais également calorifique puisqu'il provoque moins d'échauffement des appareils utiles au fonctionnement particulièrement critique dans les applications spatiales.

### 5.1.2 Agencement de la couche tampon

A partir de ce système dual-drive, la couche tampon en silice peut être agencée pour optimiser le recouvrement électro-optique. La symétrie des électrodes permet d'obtenir des champs identiques et de signe opposé dans les deux bras de l'interféromètre. Par construction, l'impact du design peut s'observer sur un seul bras du Mach-Zehnder.

Le champ électrique généré dans le substrat au niveau du guide optique par l'application d'une tension dépend de l'arrangement de la couche de silice. Cette couche tampon a pour rôle d'isoler le champ lumineux des électrodes métalliques. Elle peut donc recouvrir entièrement le substrat où être localisée sous les électrodes. La simulation numérique permet de cartographier le champ électrique produit par l'application de 10 V dans différentes dispositions. La figure 5-3 présente les configurations étudiées ainsi que la cartographie de la composante verticale du champ électrique généré dans le cristal. Lorsque la largeur de la couche de silice est identique à celle de l'électrode centrale, soit 9  $\mu\text{m}$  dans l'exemple de la figure 5-3a, le champ électrique présente des effets de pointes sur les bords d'électrodes. En élargissant la couche de SiO<sub>2</sub> sous l'électrode centrale, le champ électrique s'étale et suit la largeur de cette couche. Dans l'exemple de la figure 5-3b, la couche tampon a une largeur arrivant à mi-distance entre l'électrode de modulation et les masses. Pour une couche continue, on retrouve les effets de bords provoqués par les électrodes (Fig. 5-3c). Cependant, le champ électrique est lissé par rapport à la configuration de la figure 5-3a au niveau des bords d'électrodes.

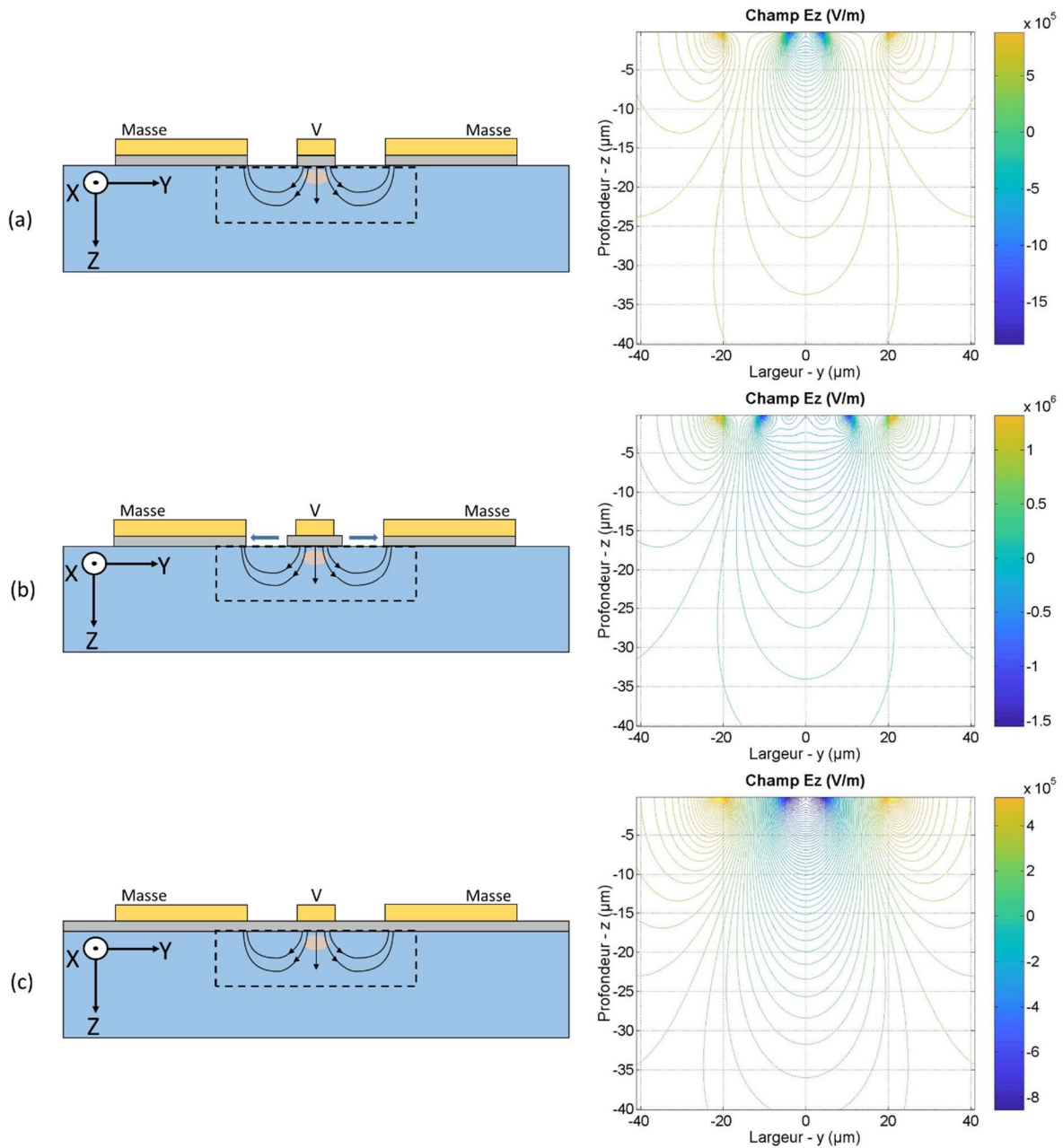


Figure 5-3 : Schéma du modulateur en coupe et de la zone d'observation délimitée par des pointillés et modélisation du champ électrique  $E_z$  dans le niobate de lithium avec l'application de  $10V$  sur l'électrode centrale pour (a) une largeur de silice égale à celle de l'électrode, (b) une largeur à la mi-distance entre les électrodes et (c) une couche continue.

En utilisant le profil du mode optique précédent et à partir du champ électrique, il est possible de calculer le recouvrement électro-optique en utilisant l'équation (1.8). La cartographie du champ électrique étant modifiée avec la largeur de la couche tampon, le recouvrement se trouve affecté ainsi que la valeur de la tension demi-onde. La figure 5-4 montre l'amplitude de la composante verticale du champ électrique sur la largeur du guide optique au niveau de son maximum de champ (flèche verte Fig. 4-5) et le  $V_{\pi}$  des différentes configurations pour une longueur d'interaction de 1 cm et un gap entre électrodes de  $16 \mu\text{m}$ .

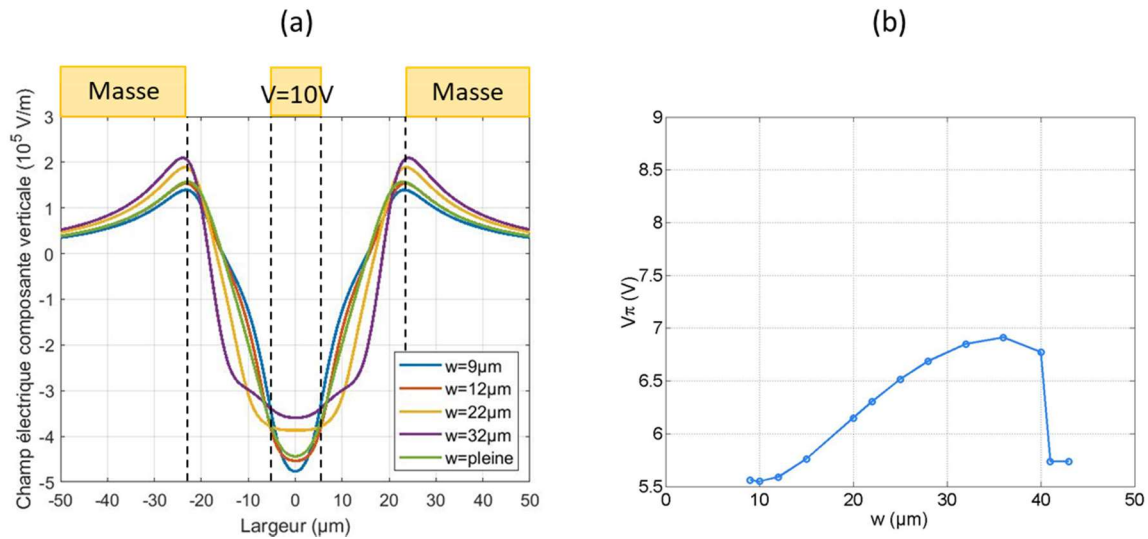


Figure 5-4 : (a) Profil du champ électrique généré au niveau du guide optique par l'application d'une tension de 10 V et (b) variation de la tension demi-onde associée en fonction de la largeur de la couche tampon pour une longueur d'interaction de 1 cm.

Lorsque la couche de  $\text{SiO}_2$  est de la même largeur que l'électrode centrale, le  $V_\pi$  est minimal. En élargissant cette couche sous l'électrode de modulation, les charges générées par l'application d'une tension se délocalisent. L'amplitude du champ électrique au niveau du guide optique diminue et le  $V_\pi$  augmente jusqu'à retrouver une valeur minimale lorsque la couche de  $\text{SiO}_2$  est continue sous les électrodes ( $w > 40 \mu\text{m}$ ).

La largeur de la couche tampon a une influence sur la répartition du champ généré par l'électrode. Afin de bénéficier d'une tension de commande la plus faible, la couche de silice doit être jusqu'à  $3 \mu\text{m}$  plus large que l'électrode centrale. Le plus petit  $V_\pi$  obtenu ici est de 5.6 V. La couche peut également être continue ce qui permet dans cette configuration d'obtenir un  $V_\pi$  de 5.7 V.

### 5.1.3 Insertion d'une couche pour la distribution de charges

L'ajout d'une couche mince pour la dissipation des charges en surface de la couche de silice uniformise le champ électrique. La section 4.4.1 met en évidence une légère diminution du champ généré par l'application d'une tension avec une couche d'ITO dans le système d'électrodes. La figure 5-5 montre la répartition du champ électrique dans le cristal produit par une tension de 10 V sur l'électrode centrale avec et sans l'insertion d'une couche d'ITO de conductivité  $10^{-4}$  S/m.

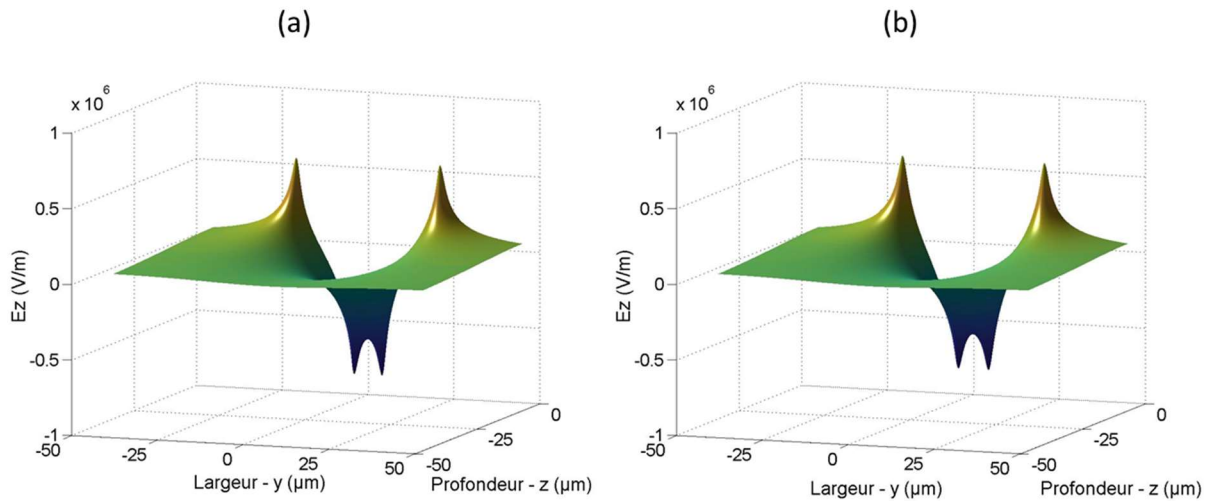


Figure 5-5 : Champ électrique généré dans le substrat par l'application d'une tension de 10 V sur l'électrode centrale de modulation avec (a) une couche de silice continue et (b) une couche de silice et une couche d'ITO de 50 nm d'épaisseur avec une conductivité de  $10^{-4}$  S/m continues.

L'effet de pointe engendré par les électrodes est faiblement modifié par l'ajout de la couche antistatique. Sur la figure 5-5, le champ minimal passe respectivement de  $-8.68 \cdot 10^5$  V/m à  $-8.32 \cdot 10^5$  V/m et le champ maximal de  $5.39 \cdot 10^5$  V/m à  $5.52 \cdot 10^5$  V/m avec l'ajout de la couche. Cette adaptation du champ avec l'ITO influence l'effet électro-optique et donc la tension demi-onde associée.

De la même manière que précédemment, la répartition du champ électrique au niveau du maximum de champ du guide et la tension de commande du modulateur d'intensité sont présentés sur la figure 5-6 en fonction de la largeur de la couche tampon. La couche de dissipation suit la même géométrie que la couche de silice.

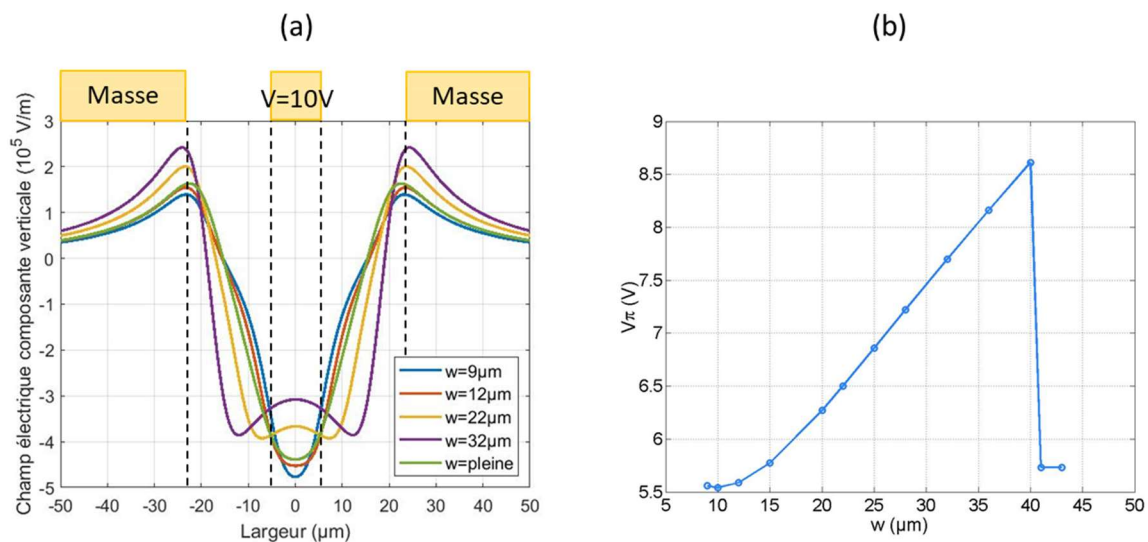


Figure 5-6 : (a) Profil du champ électrique généré au niveau du guide optique par l'application d'une tension de 10 V et (b) variation de la tension demi-onde associée en fonction de la largeur de la couche tampon et de dissipation pour une longueur d'interaction de 1 cm.



La dispersion du champ électrique est modifiée par l'ajout de la couche d'ITO sur la couche tampon. Au niveau du guide optique, la couche antistatique façonne le champ électrique de modulation de telle manière qu'il y ait une répercussion sur la tension demi-onde. L'allure du  $V_{\pi}$  avec l'élargissement des couches sous l'électrode centrale est très différente de celle de la figure 5-4. La forte augmentation de  $V_{\pi}$  est provoquée par les effets de bords de la couche d'ITO. Les charges générées par l'application d'une tension se délocalisent et suivent la largeur de la couche d'ITO.

La configuration où la largeur de la couche de silice et d'ITO sont jusqu'à 3  $\mu\text{m}$  plus large que l'électrode centrale (ici de 9  $\mu\text{m}$ ) ne modifie pas la valeur de  $V_{\pi}$ . Il en va de même pour la configuration où les couches sont continues sous les électrodes.

### 5.1.4 Efficacité vis-à-vis de l'effet pyroélectrique

Le chapitre précédent a montré l'impact de l'ajout d'un conducteur reliant les faces Z du composant sur la recombinaison des charges avec l'effet pyroélectrique. L'agencement de la couche de silice et de la couche de dissipation modifie les performances du modulateur. Le cas où ces couches ont une largeur de 10  $\mu\text{m}$ , soit 1  $\mu\text{m}$  plus large que l'électrode de modulation permet d'obtenir le plus faible  $V_{\pi}$ . Lorsque les couches sont continues, l'effet électro-optique n'est pas affecté par l'insertion de la couche d'ITO.

La figure 5-7 représente le champ électrique provoqué par une variation de température de 10°C. Elle met en évidence le rôle de l'agencement des deux configurations sur la relaxation du champ électrique généré par effet pyroélectrique au niveau du maximum de champ du guide optique.

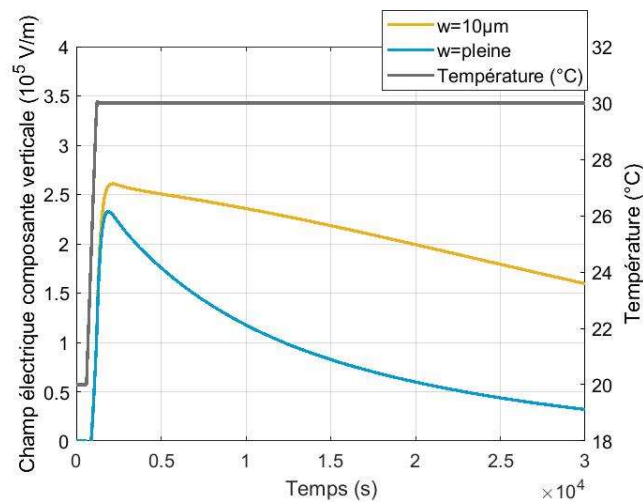


Figure 5-7 : Champ électrique au niveau du maximum du champ du guide optique, généré par une variation de température de 10°C (courbe grise) pour une largeur de couche de 10  $\mu\text{m}$  (courbe orange) et une couche continue (courbe bleue).

La combinaison de couches tampon et antistatique continues sous les électrodes de modulation (courbe bleue) est celle qui permet une recombinaison la plus rapide des charges qui apparaissent par effet pyroélectrique. L'uniformité du champ au niveau des guides optiques est d'autant plus homogène que la conductivité de la couche d'ITO est élevée (Fig. 5-8). Si la conductivité de la couche antistatique n'est pas suffisante, le champ pyroélectrique n'est pas constant au niveau du guide optique à cause de l'effet de bord des électrodes.

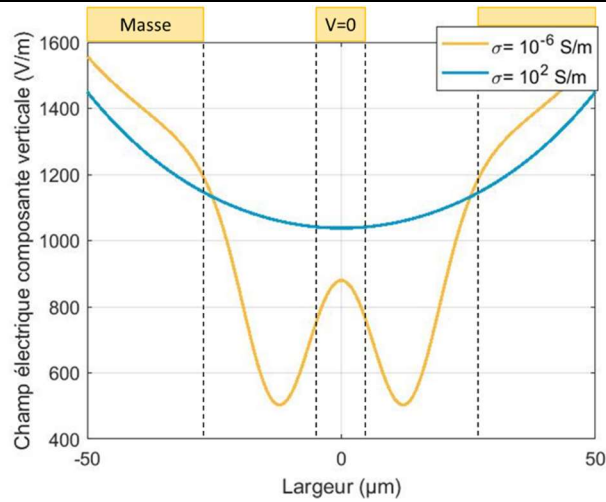


Figure 5-8 : Champ électrique sous la surface du niobate de lithium généré lors d'une variation de température, en bleu avec une couche de conductivité  $\sigma=10^2$  S/m, en violet  $\sigma=10^{-6}$  S/m.

## 5.2 Tests et mesures en température

### 5.2.1 Évaluation de l'effet pyroélectrique sur le modulateur Dual Drive

On évalue l'impact du champ pyroélectrique généré lors de variation de température sur le modulateur électro-optique en observant la transmission optique ainsi que la tension de biais permettant d'ajuster le point de fonctionnement du modulateur.

Il est simple de suivre la transmission optique du modulateur en utilisant un puissance-mètre optique. Pour suivre la tension de biais, l'utilisation d'un système d'asservissement (contrôleur de biais - MBC-DG) permet de mesurer la dérive du point de fonctionnement. Pour les transmissions de données, il est nécessaire d'appliquer au modulateur une tension de modulation RF et une tension continue DC. En fonction de l'application visée, la tension de biais (ou  $V_{DC}$ ) permet d'ajuster le point de fonctionnement sur la fonction de transfert du modulateur autour duquel on applique la tension de modulation. Si une dérive du modulateur engendre un déplacement de la fonction de transfert, la modulation est perturbée, comme expliqué dans le chapitre 1. Le MBC-DG est un circuit de contrôle de polarisation permettant d'ajuster automatiquement la tension DC à appliquer sur le modulateur pour conserver le point de fonctionnement initial. Le fonctionnement de ce système repose uniquement sur la détection de la dérive du point de fonctionnement induite par un déphasage du MZ. Il est insensible à la puissance optique transmise. La correction apportée par le MBC mesure ainsi la dérive du modulateur qu'il a fallu compenser.

Le modulateur est placé dans une enceinte thermique dont on programme et enregistre les variations de température. En entrée du modulateur, on utilise un laser 1550 nm. A la sortie, un coupleur permet de prélever une partie de la puissance optique pour la diriger vers une photodiode placée dans le MBC, l'autre partie est dirigée vers un puissance-mètre optique. Ce montage permet de suivre la puissance optique en sortie du modulateur, la tension appliquée par le MBC sur le modulateur ainsi que la température de l'enceinte thermique (Fig. 5-9). On accède par ce moyen à la dérive du point de fonctionnement  $V_{pyr}$  provoqué par le déphasage  $\Delta\phi_{pyr}$ , équation (5.1), avec le MBC, ainsi qu'aux pertes engendrées par le champ pyroélectrique par la mesure de la transmission optique (voir chapitre 1).

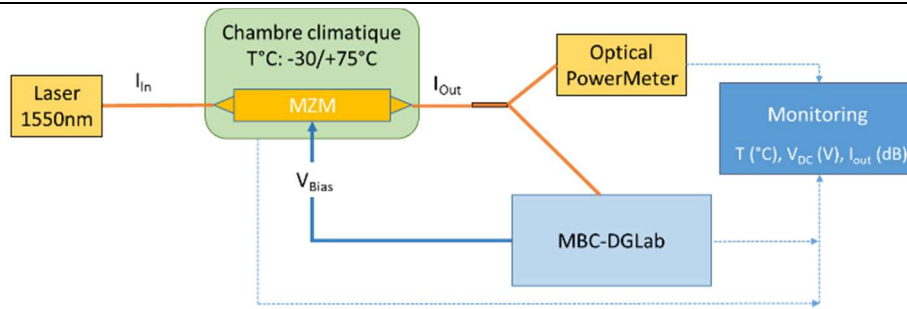


Figure 5-9 : Schéma du montage utilisé pour réaliser le suivi en température des composants.

Seul le modulateur en test est placé à l'intérieur de l'enceinte thermique (Fig. 5-10). Les câbles électriques et les fibres optiques sortent de l'enceinte par une ouverture munie d'un bouchon souple isolant. Aucun impact des connecteurs électriques ou des passages de paroi face à ces variations de température n'a été mis en évidence lors des mesures. Les variations enregistrées sont dues uniquement au comportement du composant testé.

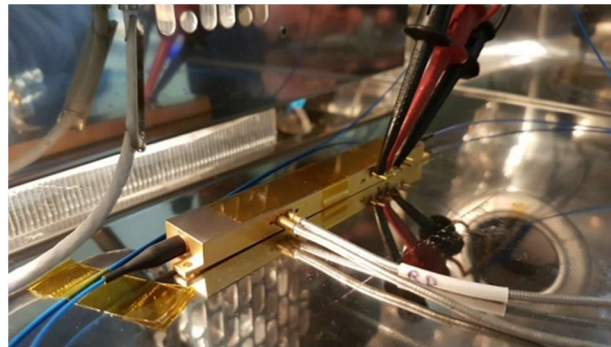


Figure 5-10 : Photographie d'un modulateur dans l'enceinte thermique.

## 5.2.2 Démonstration expérimentale

### a) Conduction entre les faces Z

L'ajout d'un conducteur reliant les deux faces Z sur l'efficacité de recombinaison des charges apparaissant lors de variation de température est observé sur deux modulateurs en niobate de lithium coupe X. L'effet pyroélectrique étant peu intense sur les modulateurs en coupe X, ils sont évalués sur leur capacité à maintenir leur point de fonctionnement lors de cyclage thermique de  $-30^{\circ}C$  à  $+75^{\circ}C$ . La figure 5-11 présente la variation de transmission optique en rouge et la tension de biais en vert délivrée par le MBC pour ajuster le point de fonctionnement d'un modulateur coupe X sans conducteur (Fig. 5-11a) et avec une métallisation reliant les deux faces Z (Fig. 5-11b).

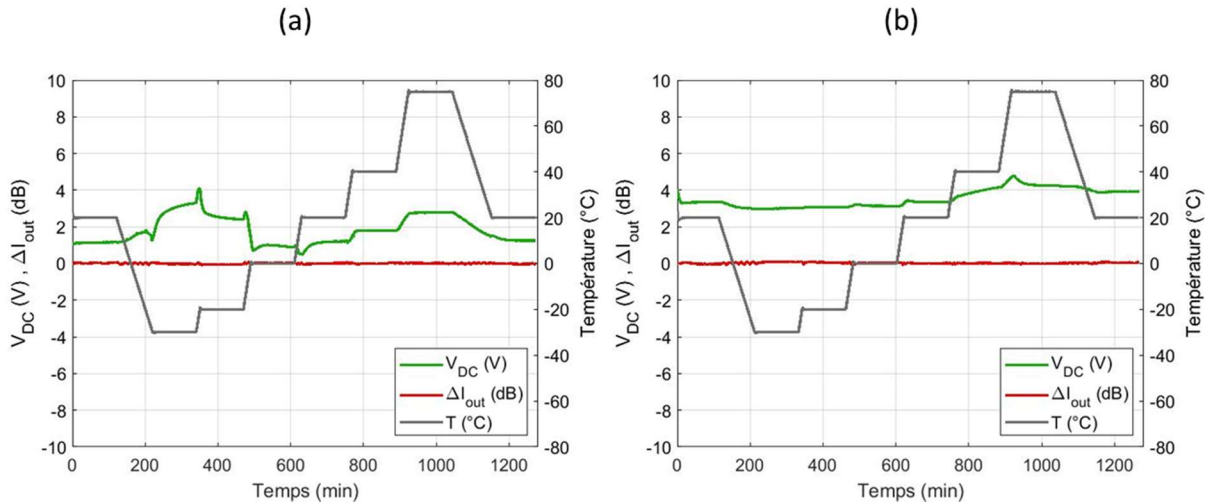


Figure 5-11 : Mesures lors d'un cyclage en température à 0.5°C/min (a) d'un modulateur coupe X et (b) d'un modulateur coupe X avec conducteur reliant les faces Z, en gris la température, en rouge la variation de transmission optique et en vert la tension de biais.

L'effet pyroélectrique a peu d'impact sur les modulateurs en niobate de lithium coupe X. Quelques oscillations de la transmission optique s'observent lors des changements de température. Ces variations de la puissance optique sont d'environ 0.15 dB pour les deux configurations. Ce comportement est typique de l'effet pyroélectrique puisqu'il ne s'observe que lorsque la température est modifiée. La conséquence du champ pyroélectrique généré se remarque cependant sur la tension de biais délivrée par le MBC qui démontre d'une dérive de la fonction de transfert du composant. Dans le cas d'un modulateur coupe X sans conduction entre les faces Z, la variation de tension à appliquer pour conserver le point de fonctionnement initial est de 3.6 V lors de ce cyclage en température. Pour le modulateur avec une métallisation, la variation de tension est de 1.8 V. La conduction entre les faces Z du composant atteste d'un champ pyroélectrique moins intense induisant une dérive de la fonction de transfert plus faible que sans conduction.

En termes de recouvrement électro-optique, un modulateur d'intensité sur coupe X est assimilable à une structure de type dual drive telle que décrite dans la partie 5.1. Les guides sont situés de part et d'autre de l'électrode centrale (Fig. 1-15). Lorsqu'une tension est appliquée sur l'électrode centrale, le champ électrique est de même amplitude et de signe opposé dans chacun des deux bras. Par symétrie des interactions électro-optiques dans chacun des deux bras de l'interféromètre, un modulateur coupe X est plus immun à ces décalages de point de fonctionnement d'origine pyroélectrique par rapport à un modulateur coupe Z (Fig. 1-16).

#### b) Symétrisation du système d'électrodes

La figure suivante montre le cyclage en température d'un modulateur d'intensité sur coupe Z en version single drive (Fig. 5-12a) et un modulateur en version dual-drive (Fig. 5-12b).

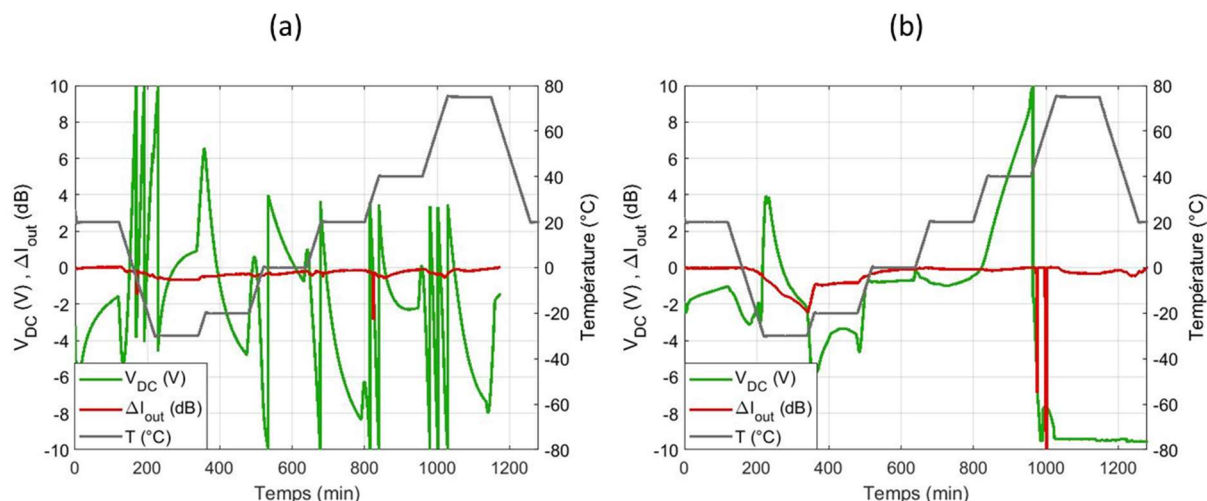


Figure 5-12 : Mesures lors d'un cyclage en température (a) d'un modulateur coupe Z en version single drive et (b) d'un modulateur coupe Z en version dual drive, en gris la température, en rouge la variation de transmission optique et en vert la tension de biais.

Dans la version single drive, le recouvrement dissymétrique entre les modes optiques et les lignes de champ électrique créées par les électrodes avec une concentration de champ sur les bords d'électrodes entraîne un déphasage dans les bras de l'interféromètre. Ce déphasage provoque une dérive du point de fonctionnement si violente qu'elle devient incontrôlable par le système d'asservissement. La tension délivrée par le MBC (courbe en vert Fig. 5-12a) montre une forte variation du point de fonctionnement du modulateur qui sort de la plage d'asservissement du système et qui ne permet plus de compenser le décalage pyroélectrique. Dans la version dual drive (courbe en vert Fig. 5-12b), le MBC réussit à corriger le point de fonctionnement dans la majeure partie du cyclage en température. Il arrive en butée lors de la montée en température à +75°C avant de trouver un nouveau point d'asservissement. Dans la version totalement symétrisée, l'égalisation des recouvrements électro-optiques, même si elle ne supprime pas l'effet pyroélectrique, diminue fortement l'impact qu'elle en a sur les variations des points de fonctionnement.

Ces deux modulateurs présentent une variation non négligeable de la transmission optique (courbes rouges Fig. 5-12). La montée en température à +75°C du modulateur dans la version dual drive entraîne des extinctions de la puissance lumineuse en sortie du modulateur. Dans la version single drive, la variation de la transmission optique sur le cyclage en température est de 2.9 dB. Les configurations de ces modulateurs ne présentent pas de couche de dissipation en surface.

### c) Insertion d'une couche antistatique

Pour uniformiser le champ pyroélectrique sous les électrodes, une couche d'ITO est déposée sur la couche tampon en silice. Plusieurs composants sont réalisés pour évaluer la tension demi-onde en fonction de l'agencement de ces couches dans le système d'électrodes (Fig. 5-3). La largeur de l'électrode centrale est de 10  $\mu\text{m}$  et la distance entre électrodes est de 23  $\mu\text{m}$ . Les largeurs des couches de  $\text{SiO}_2$  et ITO sont identiques. La figure 5-13 montre les valeurs de  $V_{\pi}$  relevées pour différentes configurations avec trois dépôts de couche antistatique de résistivité estimée à 2.3  $10^{-1} \Omega\cdot\text{cm}$ , 2.4  $\Omega\cdot\text{cm}$  et 1.22  $10^2 \Omega\cdot\text{cm}$ . Les composants réalisés sont à l'état de barreau, ils sont mesurés sur un banc optique à l'aide de pointes de touche directement positionnées sur les électrodes.

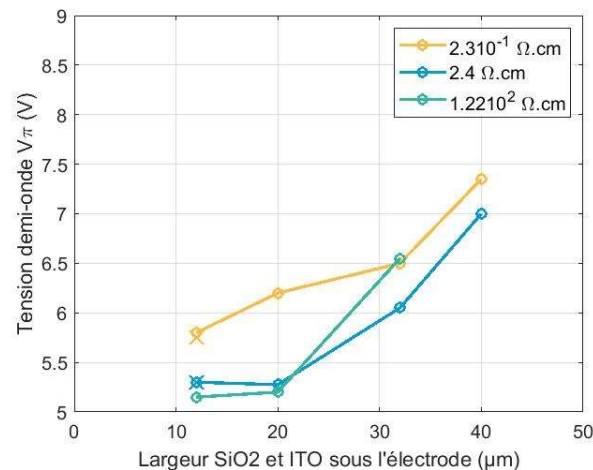


Figure 5-13 : Tension demi-onde en fonction de la largeur des couches tampon et antistatique dans le système d'électrodes, en jaune pour une résistivité de  $2.3 \cdot 10^{-1} \Omega.\text{cm}$ , en bleu  $2.4 \Omega.\text{cm}$  et en vert  $1.22 \cdot 10^2 \Omega.\text{cm}$ . Les croix représentent la configuration sans couche antistatique pour comparaison.

Comme annoncé par la simulation, l'évolution de la tension demi-onde  $V_\pi$  est similaire à celle de la figure 5-6. La tension  $V_\pi$  est minimale lorsque la largeur des couches est identique à celle de l'électrode et augmente fortement avec l'élargissement des couches tampon et antistatique. Seul le composant avec une largeur de silice et d'ITO à  $20 \mu\text{m}$  pour une conductivité de  $2.4 \Omega.\text{cm}$  ne voit pas d'augmentation de la tension  $V_\pi$ . Une mesure comparative a pu être réalisée sans ITO dans les deux séries en jaune et en bleu où la couche tampon a une largeur de  $12 \mu\text{m}$ . La tension  $V_\pi$  est de l'ordre de grandeur annoncée par la simulation (Fig. 5-4). Cette valeur dépend des paramètres de fabrication comme l'épaisseur de  $\text{SiO}_2$  par exemple. Avec cette référence sans couche de dissipation, on remarque que la valeur de la résistivité de la couche d'ITO ne montre pas d'influence sur la tension demi-onde.

Des composants avec une couche de silice et d'ITO continue sous les électrodes ont pu être réalisés mais la mesure de la tension demi-onde n'est pas simple sans réaliser un montage complet dans un boîtier avec les connections appropriées. La couche faiblement conductrice entraîne un déplacement de la fonction de transfert rendant la mesure peu fiable.

Le composant avec une largeur de  $\text{SiO}_2$  et d'ITO à  $20 \mu\text{m}$  sous l'électrode chaude et une résistivité de la couche antistatique de  $2.4 \Omega.\text{cm}$  est assemblé dans un boîtier pour réaliser un suivi en température. Ce choix a été fait avant la réalisation des simulations montrant l'augmentation de la tension demi-onde avec la largeur des couches. La figure 5-14 montre le cyclage en température de ce modulateur.



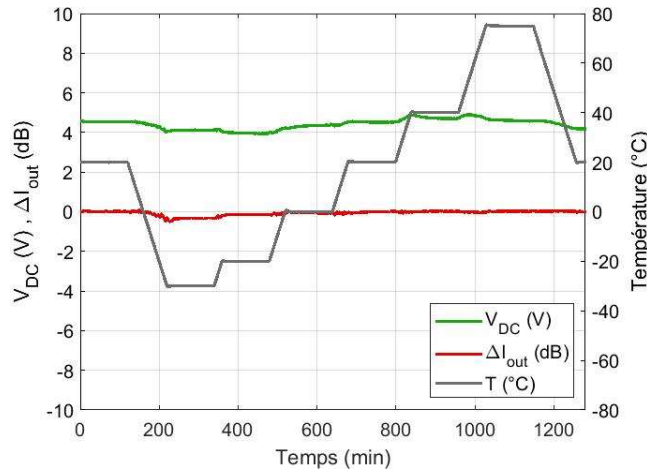


Figure 5-14 : Mesures lors d'un cyclage en température d'un modulateur coupe Z en version dual drive avec couche antistatique, en gris la température, en rouge la variation de transmission optique et en vert la tension de biais.

La variation de la transmission optique du modulateur est de +/- 0.29 dB. La combinaison d'un système d'électrodes en dual drive, d'une métallisation reliant les faces Z du niobate de lithium et l'insertion d'une couche de dissipation diminue fortement l'impact de l'effet pyroélectrique en comparaison du modulateur sans ces options illustré figure 1-21b.

#### d) Profil d'indice du guide optique

Dans le chapitre 3, nous avons observé par la simulation que le profil d'indice des guides optiques a une importance sur la variation de la transmission optique du modulateur lors de cyclage en température. Le champ parasite dû à l'effet pyroélectrique modifie le profil d'indice des guides optiques par effet électro-optique. Les modélisations optiques montrent qu'il existe un optimum du dopage du guide pour la longueur d'onde d'utilisation ainsi que pour un champ pyroélectrique généré par des variations de températures. Le modulateur précédent est cyclé en température à différentes longueurs d'ondes pour illustrer l'impact du profil d'indice du guide sur la variation de transmission optique (Fig. 5-15).

La variation de la puissance optique est légèrement modifiée en fonction de la longueur d'onde utilisée pour réaliser le cyclage en température. Pour une longueur d'onde de 1550 nm (courbe verte), la variation de la transmission optique est de 0.59 dB. En augmentant la longueur d'onde à 1565 nm (courbe bleue), cette valeur est légèrement plus élevée, elle est de 0.62 dB. En diminuant la longueur d'onde à 1540 nm (courbe verte), la variation de la transmission optique est la plus faible, elle est de 0.36 dB. Et en utilisant la longueur d'onde de 1530 nm (courbe violette), la variation augmente à 0.61 dB. Les différences de variations optiques entre les longueurs d'ondes montrent que le profil d'indice du guide est un paramètre qui possède un optimum vis-à-vis du champ pyroélectrique généré par des variations de température.

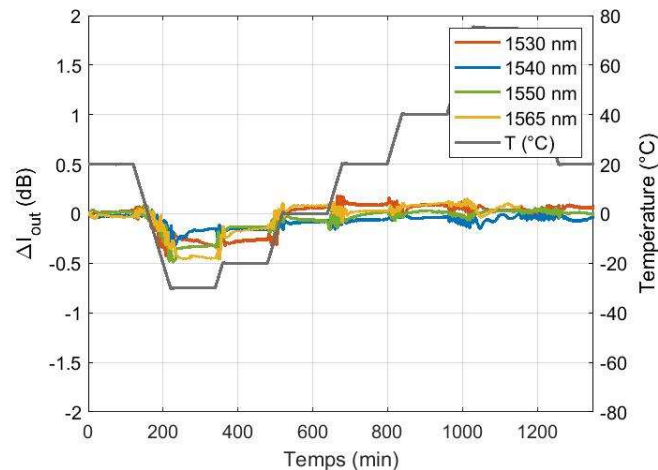


Figure 5-15 : Mesure de la variation de transmission optique du modulateur pour plusieurs longueurs d'onde lors d'un cyclage thermique, en gris la température, en rouge à la longueur d'onde de 1530 nm, en bleu à 1540 nm, en vert à 1550 nm et en jaune à 1565 nm.

## 5.3 Performances du modulateur anti pyroélectricité

### 5.3.1 Fabrication et efficacité du modulateur électro-optique

La simulation, corrélée aux réalisations expérimentales, permet de mettre en évidence les configurations idéales pour la réalisation d'un modulateur en niobate de lithium coupe Z stable en température. La configuration choisie pour la fabrication du modulateur est un système d'électrode en dual-drive, une couche de métal permettant la conduction entre les faces Z du composant, une couche tampon et une couche antistatique continues sous les électrodes.

Le profil d'indice des guides optiques est optimisé pour que l'effet pyroélectrique soit le moins impactant. Le chapitre 3 a montré qu'un dopage trop faible engendre des pertes avec le champ pyroélectrique et qu'un dopage trop fort entraîne l'apparition de modes d'ordre supérieur. La résistivité de la couche d'ITO est optimisée pour la dissipation des charges mais également pour ne pas détériorer la bande passante comme nous l'avons vu dans le chapitre 4. La figure 5-16 montre le résultat du cyclage en température d'un modulateur fabriqué dans ces conditions.

La variation de la transmission optique de ce composant est de 0.36 dB lors du cyclage en température. Le système d'asservissement montre avec la tension de biais que le point de fonctionnement de ce modulateur est affecté par la variation de température. Cependant le MBC réussit à maintenir le décalage pyroélectrique.



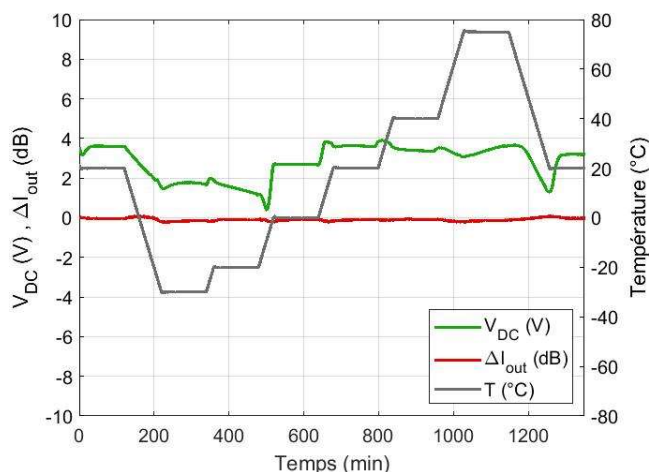


Figure 5-16 : Mesures lors d'un cyclage en température d'un modulateur coupe Z en version dual drive avec couche antistatique de résistivité  $>10^2 \Omega.cm$  et une variation d'indice optique en surface de 0.011, en gris la température, en rouge la variation de transmission optique et en vert la tension de biais.

Sur ce composant, l'effet pyroélectrique est amoindri par les compensations mises en place. Le profil d'indice du guide optique est optimisé pour être peu impacté par le champ de modulation parasite provoqué par les variations de température. La résistivité de la couche d'ITO de ce modulateur est plus importante que celle du modulateur précédent (Fig. 5-14). Cependant cette couche permet une uniformisation des charges suffisantes pour que le système d'asservissement maintienne le point de fonctionnement.

Les performances électriques/optiques de ce composant sont résumées dans le tableau 5-1. Le modulateur est en dual drive, il possède donc deux électrodes de modulation. Les mesures s'effectuent donc sur chacun des accès.

Paramètres	Valeurs
Pertes optiques (dB)	3 +/- 0.1
$V_{\pi DD}$ DC à 50kHz (V)	$\pm 5.6$ +/- 0.1
$V_{\pi DD}$ RF à 50kHz (V)	$\pm 3.8$ +/- 0.1
$S_{11}$ (dB) [RF <sub>1</sub> / RF <sub>2</sub> ]	-10.3 / -9.9 +/- 0.1
Bande passante électro-optique (GHz) [RF <sub>1</sub> / RF <sub>2</sub> ]	28.6 / 28.9 +/- 0.1

Tableau 5-1 : Performances du modulateur dual-drive réalisé en niobate de lithium sur coupe Z.

### 5.3.2 Mesure en transmission numérique

Le modulateur fabriqué est testé dans le cadre de transmissions de données numériques. Ces données peuvent être transmises selon un format de modulation de type NRZ-OOK (Non return to zero – on off keying) pour un modulateur d'intensité comme discuté dans le chapitre 1 [49]. Il s'agit d'injecter

des bits de données représentant des « 0 » et des « 1 » pour coder une information sur le signal lumineux en sortie du modulateur.

La figure 5-17 décrit cette mesure qui s'effectue à l'aide d'un générateur de trames aléatoires. Le signal issu du générateur est multiplexé en deux trames complémentaires (data et data) pour le modulateur dual-drive. Deux amplificateurs RF sont intercalés pour intensifier les deux trames jusqu'à un niveau proche du  $V_{\pi}$  de chaque électrode du modulateur pour avoir un maximum d'excursion sur la fonction de transfert (Fig. 1-14). On observe sur l'oscilloscope un diagramme de l'œil représentant la modulation du signal optique en sortie du composant.

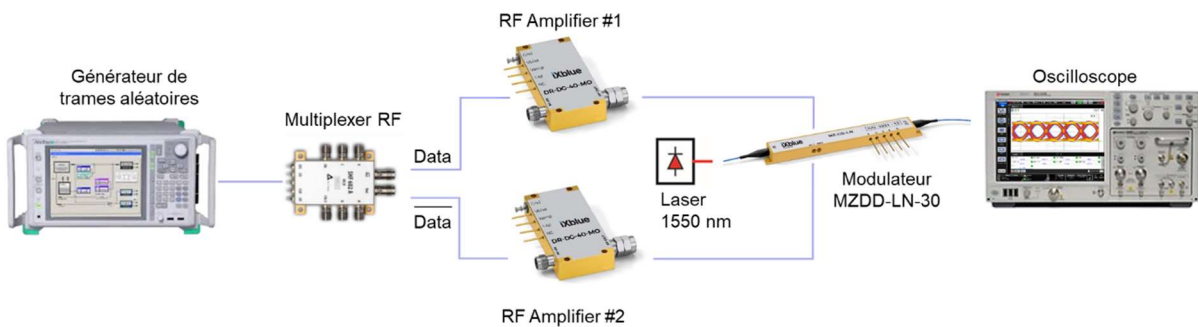


Figure 5-17 : Schéma du montage expérimental pour la mesure du diagramme de l'œil en transmission back to back.

La qualité des signaux digitaux modulés est définie par les caractéristiques des diagrammes de l'œil optique à savoir le temps de montée/descente, la gigue temporelle, le rapport signal sur bruit et le taux d'extinction dynamique ( $DER$  – digital extinction ratio), illustré sur la figure 5-18. Un « bon » diagramme de l'œil est caractérisé par un facteur signal sur bruit  $S/B$  et un taux d'extinction dynamique les plus hauts possibles, une gigue temporelle basse et un temps de montée/descente court.

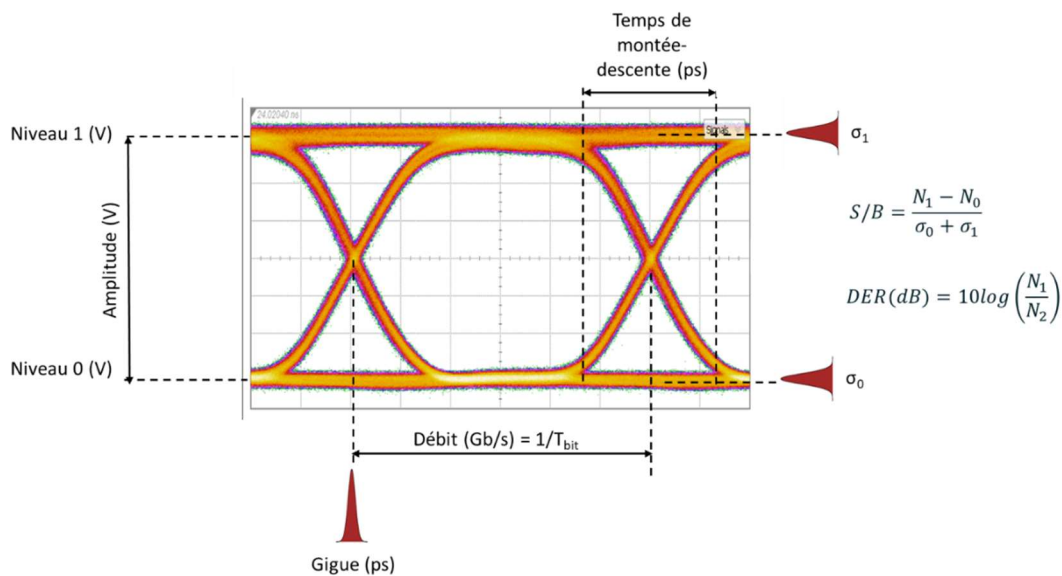


Figure 5-18 : Diagramme de l'œil pour les transmissions de données numériques.

La figure 5-19 montre le diagramme de l'œil optique à 50 Gb/s obtenu avec ce modulateur. Il présente un temps de montée/descente de 8.4 ps, une gigue temporelle de 1.2 ps, un rapport signal/bruit de 10.4 et un contraste dynamique de 11.94 dB.

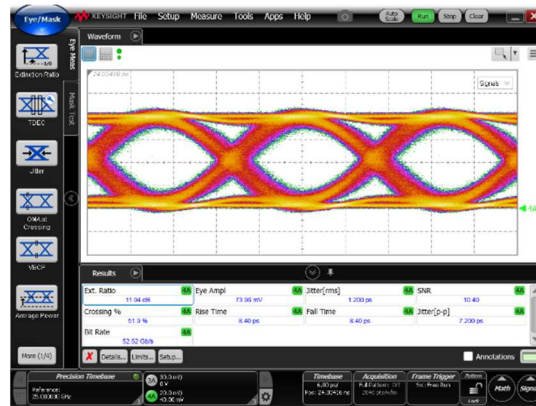


Figure 5-19 : Diagramme de l'œil optique à 50 Gbs à 1550 nm.

Dans le cas d'une communication optique au format OOK, le taux d'erreur binaire peut s'approximer en fonction du rapport  $S/B$  du signal optique par la formule du taux d'erreur binaire [188]:

$$TEB = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{S/B}{\sqrt{2}} \right), \text{ ce qui correspond ici à une erreur tous les } 10^{25} \text{ bits transmis.}$$

## 5.4 Conclusion

L'objectif de cette étude théorique et expérimentale était de mettre en évidence l'incidence de la pyroélectricité sur le comportement opérationnel des modulateurs LN. La modélisation a mis en exergue un design préférentiel pour le modulateur électro-optique en niobate de lithium coupe Z vis-à-vis des effets pyroélectriques du cristal. Les réalisations expérimentales montrent que les modulateurs fabriqués sont en accord avec les simulations réalisées. La symétrisation des électrodes amènent un recouvrement électro-optique identique entre les bras du Mach-Zehnder. L'ajout d'un conducteur reliant les deux faces Z du composant diminue l'ampleur du champ pyroélectrique généré lors de variation de charges par recombinaison de ces dernières. L'insertion d'une couche antistatique dans le système d'électrode sur une couche tampon continue permet une homogénéisation du champ électrique sous les électrodes. L'utilisation d'une couche en ITO optimisée, associée à une structure d'électrodes symétriques permet d'obtenir un modulateur large bande passante (~30 GHz) pour des pertes optiques de 3.5 dB et stable en température.

Plusieurs composants réalisés ont subi des tests de cyclage en température. La plupart des modulateurs présentent une variation de leur transmission optique dans une tolérance de +/- 0.5 dB. La difficulté principale dans la fabrication est la maîtrise du dépôt de la couche d'ITO. Si cette couche est trop conductrice, la bande passante du composant est dégradée. Si au contraire la résistivité est trop grande, la couche ne permet pas d'uniformiser suffisamment le champ pour limiter l'impact de l'effet pyroélectrique.

---

# Conclusion

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont porté sur l'effet pyroélectrique du niobate de lithium et plus précisément sur son impact sur les modulateurs électro-optiques en LN. L'objectif de cette étude théorique et expérimentale était de mettre en évidence l'incidence de la pyroélectricité sur le comportement opérationnel des modulateurs. Son principe a été expliqué et nous avons apporté des solutions technologiques afin de s'affranchir de cet effet néfaste dépendant de la température pour stabiliser les composants en niobate de lithium.

Après avoir introduit l'intérêt d'usage des modulateurs électro-optiques en niobate de lithium dans les télécommunications optiques spatiales, une suggestion d'amélioration des performances et plus précisément de la tension de commande de ce dispositif, repose sur l'utilisation de composant sur coupe Z. Une diminution de ce paramètre apporte une réduction des puissances électriques à fournir et une atténuation des échauffements localisés impossible à dissiper dans le vide. Ce gain est non négligeable sur les satellites puisque l'apport en énergie par les panneaux solaires est limité. Or les fortes contraintes thermiques subies par le satellite peut rendre le modulateur en niobate de lithium coupe Z instable à cause de l'effet pyroélectrique de ce cristal et non utilisable en l'état.

Nous avons montré par différentes approches que le comportement du niobate de lithium avec la température est décrit par une équation différentielle de charge d'un condensateur. Une variation de température induit l'apparition de charges sur les faces Z qui se compensent très lentement à travers le cristal assimilé à un circuit de type RC. Les modélisations numériques corrélent les mesures expérimentales et reflètent les conséquences d'une variation de température sur le niobate de lithium. Les simulations ont permis de retrouver le comportement du cristal avec un écart entre expérience et simulation à 4.5% dont les paramètres physiques sont comparables aux valeurs de la littérature.

Le comportement vis-à-vis de la température du niobate de lithium induisant un champ électrique interne impacte directement l'optique guidée. Le principe de fonctionnement du modulateur s'appuie sur l'effet électro-optique linéaire pour la modulation de la lumière. Le champ pyroélectrique provoqué par une variation de température entraîne un effet électro-optique au niveau du guide optique. La réalisation des guides optiques par une diffusion titane sur la face Z+ du cristal amène à une déformation du mode optique avec l'effet pyroélectrique suite à l'inversion de polarisation du cristal. Une variation de température positive entraîne une multimodalité du guide optique et des battements entre modes. Lors d'une variation négative, le mode optique devient un mode à fuite entraînant des pertes de propagation. La simulation a permis de mettre en évidence cette déformation du mode optique et de corrélérer aux mesures expérimentales. Dans cette configuration, les variations de transmission optique peuvent être supérieures à 10 dB rendant l'utilisation du modulateur inconcevable dans un environnement avec de fortes variations de température.

Le champ pyroélectrique dans le niobate de lithium étant uniforme avec la température lorsque les guides diffusés titane sont réalisés à la surface Z-, il n'y a pas de déformation du mode optique sur cette face. L'indice de réfraction est modulé par effet électro-optique. En fonction du champ électrique généré

par la température, le profil d'indice du mode est modifié entraînant une variation de l'indice effectif du mode de propagation. Le confinement du guide a un rôle non négligeable sur les pertes engendrées par effet pyroélectrique. Un confinement élevé engendre des variations de pertes inférieures à 0.1 dB pour un champ pyroélectrique compris entre  $-1.5 \cdot 10^7 \text{ V.m}^{-1}$  et  $1.5 \cdot 10^7 \text{ V.m}^{-1}$ , mais ce dopage fort peut conduire à un régime multimode. Un confinement faible entraîne des pertes qui peuvent dépasser 5 dB pour cette même gamme de champ. Dans ce cas, l'indice effectif du mode fondamental se rapproche de l'indice du substrat lorsque le champ pyroélectrique augmente pouvant mener à la coupure où le mode n'est plus guidé. Le profil d'indice doit être optimisé pour permettre de faibles variations de transmission en environnement hostile tout en restant monomode.

Dans le cas d'un modulateur électro-optique, les charges qui apparaissent par effet pyroélectrique sur les faces Z se concentrent sous les électrodes de modulation. Le champ pyroélectrique n'est pas uniforme dans le cristal à cause des effets de bords provoqués par la présence des électrodes. Le champ généré est cumulé au champ de modulation produit par l'application d'une tension, entraînant la dérive du point de fonctionnement. Pour recombinaison ces charges et stabiliser le modulateur, les méthodes envisagées sont l'inversion périodique de la polarisation spontanée du cristal ou l'insertion d'une couche antistatique. Pour le composant réalisé, la deuxième méthode a été utilisée. La modélisation a mis en évidence l'importance de placer une couche mince dans le système d'électrodes pour uniformiser le champ pyroélectrique sous les électrodes de modulation, ainsi que relier les faces Z du composant avec un matériau conducteur. Notre choix s'est porté sur l'ITO pour la réalisation de la couche de dissipation permettant une large plage de résistivité avec l'ajout d'oxygène lors du dépôt. L'impact de l'insertion de cette couche a également été mesuré sur les performances électriques du modulateur et montré que pour ne pas atténuer le signal électrique et altérer la bande passante, la résistivité de la couche d'ITO ne doit pas être inférieure à  $10^3 \Omega.\text{cm}$ . Les dépôts réalisés expérimentalement permettent d'atteindre cette caractéristique. La difficulté principale est la répétabilité du dépôt. La cible d'ITO est contaminée par l'introduction d'oxygène menant à une reproductibilité incertaine de la couche déposée. Afin de stabiliser la couche antistatique, un autre matériau pourrait être utilisé tant que sa résistivité reste élevée. Ces procédés de compensation du champ pyroélectrique agissent comme si une résistance électrique était insérée dans le circuit RC formé par le niobate de lithium. Les charges générées par effet pyroélectrique se recombinaison plus rapidement. Le champ électrique est plus uniforme sous les électrodes de modulation, réduisant l'impact sur les guides optiques.

La modélisation du modulateur électro-optique a montré l'influence de l'agencement des différentes parties comme les électrodes, la couche antistatique et la couche tampon vis-à-vis de l'effet pyroélectrique du cristal et les performances. Nous avons pu démontrer expérimentalement les observations réalisées par la simulation. La symétrisation des recouvrements électro-optiques entre les deux bras du MZ, en utilisant deux électrodes de modulation, permet d'égaliser les déphasages induit par effet pyroélectrique. La largeur de la couche tampon sous l'électrode de modulation, ainsi que la couche antistatique, déterminent la valeur de la tension de commande du composant. L'agencement optimal pour obtenir un  $V_\pi$  minimal et un impact faible du champ pyroélectrique est obtenu lorsque la couche tampon et la couche de dissipation sont continues sous les électrodes de modulation. L'utilisation d'une couche d'ITO et d'une couche tampon optimisées, associées à une structure d'électrodes symétriques ont permis la réalisation d'un modulateur avec des pertes de 3.5dB, une large bande passante ( $\sim 30 \text{ GHz}$ ) avec de faibles tensions de commande, stable en température et conforme au standard des télécommunications spatiales.

Le composant réalisé dans cette étude est un modulateur d'intensité, cependant, cette architecture peut également être appliquée pour différents formats de modulation, comme par exemple le codage à quatre niveaux de phase (QPSK) [49]. La structure utilisée pour ce type de transmission de données est un double modulateur d'intensité en parallèle. La symétrisation du système d'électrode peut être appliquée à ce type d'architecture pour utiliser la coupe Z du niobate de lithium et diminuer les tensions de commande d'utilisation du composant.

Afin de stabiliser le dépôt de la couche de dissipation, un autre matériau pourrait être investiguer. Des candidats potentiels pour remplacer l'ITO serait l'utilisation de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ou encore de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  dont la résistivité peut atteindre  $10^{12} \Omega \cdot \text{m}$  [189]. L'oxyde de zinc (ZnO) peut également être utilisé. En fonction des conditions de réalisation, la résistivité de ZnO serait comprise entre  $10^{-5}$  et  $10^4 \Omega \cdot \text{m}$  [190, 191]. Ces différents matériaux devront être évalués sur leur capacité à uniformiser les charges apparaissant par effet pyroélectrique sous les électrodes du modulateur et sur la dégradation potentielle des performances électriques du composant.

La symétrisation du système d'électrodes dans le modulateur coupe Z implique l'application de deux tensions sur chacun des bras de modulation. Pour réaliser un modulateur en niobate de lithium coupe Z stable en température avec un seul bras de modulation, l'association d'une couche antistatique et de l'inversion de domaines ferroélectriques est une méthode attrayante pour la recombinaison des charges pyroélectriques. Malgré la difficulté d'obtenir un rapport de surface à 50 %, la maîtrise de cette technique serait un atout pour la réalisation de modulateur en version single drive.

---

---

# Bibliographie

- [1] A. C. Clarke. «Extra-terrestrial relays – Can rocket stations give world-wide radio coverage ?» *Wireless world* (1945): 305-308.
- [2] J. R. Pierce, and R. Kompfer. «Transoceanic Communication by Means of Satellites.» *Proc. IRE* 47.3 (1959): 372-380.
- [3] J. Krige, A. Russo, M. De Maria, and L. Sebesta. «A History of the European Space Agency, 1958-1987: Vol. 1 - ESRO and ELDO.» *ESA Publications Division SP1235* (2000): 703.
- [4] M.-T. Velluet, N. Védrenne, G. Artaud, et F. Lacoste. «Télécommunications optiques spatiales.» *Photoniques* 73 (2014): 34-39.
- [5] H. Kaushal, and G. Kaddoum. «Optical Communication in Space: Challenges and Mitigation Techniques.» in *IEEE Communications Surveys & Tutorials* 19.1 (Firstquarter 2017): 57-96.
- [6] K. E. Wilson, and J. R. Lesh. «An overview of galileo optical experiment (GOPEX).» *Tech Report: TDA progress Report 42-114, Communication Systems Research Section, NASA* (1993).
- [7] T. Tolker-Nielsen, and G. Oppenhauser. «In-orbit test result of an operational optical intersatellite link between ARTEMIS and SPOT4, SILEX.» *Proc. SPIE 4635, Free-Space Laser Communication Technologies XIV* (26 April 2002).
- [8] E. Leitgeb, M. Gebhart, and U. Birnbacher. «Optical networks, last mile access and applications.» *Free-Space Laser Communications*. Springer, New York, NY, 2005. 273-302.
- [9] M. Reyes, Z. Sodnik, P. Lopez, A. Alonso, T. Viera, and G. Oppenhauser. «Preliminary results of the in-orbit test of ARTEMIS with the Optical Ground Station.» *Proc. SPIE 4635, Free-Space Laser Communication Technologies XIV* 4635 (2002): 38-49.
- [10] T. Jono, Y. Takayama, N. Kura, K. Ohinata, Y. Koyama, K. Shiratama, Z. Sodnik, B. Demellenne, A. Bird, and K. Arai. «OICETS on-orbit laser communication experiments.» *Proc. SPIE 6105, Free-Space Laser Communication Technologies XVIII* 610503 (2006): 1-11.
- [11] V. Cazaubiel, G. Planche, V. Chorvalli, L. Le Hors, B. Roy, E. Giraud, L. Vaillon, F. Carre, and E. Decourbey. «LOLA: a 40.000 km optical link between an aircraft and a geostationary satellite.» *Proc. of SPIE 10567, International Conference on Space Optics — ICSO 2006*, 1056726-1. Noordwijk, Netherlands, 2017.
- [12] N. Perlot, M. Knapek, D. Giggenbach, J. Horwath, M. Brechtelsbauer, Y. Takayama, and T. Jono. «Results of the optical downlink experiment KIODO from OICETS satellite to optical ground station Oberpfaffenhofen (OGS-OP).» *Proc. SPIE 6457, Free-Space Laser Communication Technologies XIX and Atmospheric Propagation of Electromagnetic Waves*, 645704 (2007).
- [13] B. Smutny, H. Kaempfer, G. Muehlnikel, U. Sterr, B. Wandernoth, F. Heine, U. Hildebrand, D. Dallmann, M. Reinhardt, A. Freier, R. Lange, K. Boehmer, T. Feldhaus, J. Mueller, A. Weichert, P. Greulich, S. Seel, R. Meyer, and R. Czichy. «5.6 Gbps optical intersatellite



- communication link.» Proc. SPIE 7199, Free-Space Laser Communication Technologies XXI, 719906 (2009).
- [14] S. Seel, H. Kampfner, F. Heine, D. Dallmann, G. Muhl Nikel, M. Gregory, M. Reinhardt, K. Saucke, J. Muckherjee, U. Sterr, B. Wandernoth, , R. Meyer, and R. Czichy. «Space to Ground bidirectional optical communication link at 5.6 Gbps and EDRS connectivity outlook.» IEEE Aerospace Conference (2011): 1-7.
- [15] H. Zech, F. Heine, D. Troendle, P. M. Pimentel, K. Panzlaff, M. Motzigemba, R. Meyer, and S. Philipp-May. «LCTS on ALPHASAT and Sentinel 1a: in orbit status of the LEO to geo data relay system.» Proc. SPIE 10563, International Conference on Space Optics — ICSO 2014 105630W (2017).
- [16] J. Wang, J.-Y. Yang, I. Fazal, N. Ahmed, Y. Yan, H. Huang, Y. Ren, Y. Yue, S. Dolinar, M. Tur, and A. E. Willner. «Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing.» Nature Photonics 6 (2012): 488-496.
- [17] R. Octave, A. D. Kora, C. Aupetit-Berthelemot, J.-P. Cances. «Investigation on free space optics network system architecture from geostationary orbit to earth.» The Mediterranean Journal of Electronics and Communications 8.4 (2012): 454-458.
- [18] F. Fidler, M. Knapek, J. Horwath, and W. R. Leeb. «Optical Communications for High-Altitude Platforms.» IEEE Journal of selected topics in quantum electronics 16.5 (2010): 1058-1070.
- [19] M. Gregory, F. Heine, H. Kämpfner, R. Lange, K. Saucke, U. Sterr, and R. Meyer. «Inter-satellite and satellite-ground laser communication links based on homodyne BPSK.» Proc. SPIE 7587, Free-Space Laser Communication Technologies XXII, 75870E (2010).
- [20] A. U. Chaudhry, and H. Yanikomeroglu. «Free Space Optics for Next-Generation Satellite Networks.» IEEE Consumer Electronics Magazine (2020).
- [21] M. Dmytryszyn, M. Crook, and T. Sands. «Lasers for Satellite Uplinks and Downlinks.» Sci 3.4 (2021).
- [22] H. Hauschildt, C. Elia, A. Jones, H. L. Moeller, and J. M. Perdigue Armengol. «ESAs ScyLight Programme: activities and status of the high throughput optical network "HydRON".» Proc. SPIE 11180, International Conference on Space Optics — ICSO 2018, 111800G (2019).
- [23] M. Abo-Zeed, J. B. Din, I. Shayea, and M. Ergen. «Survey on Land Mobile Satellite System: Challenges and Future Research Trends.» IEEE Access 7 (2019): 137291-137304.
- [24] Charte internationale Espace et Catastrophes Majeures.  
<<https://disasterscharter.org/fr/web/guest/home>>.
- [25] G. Breed. «A Tutorial Introduction to Optical Modulation Techniques.» High Frequency Electronics (2007).
- [26] Y. Lu, Q. Shao, H. Yue, and F. Yang. «A Review of the Space Environment Effects on Spacecraft in Different Orbits.» IEEE Access 7 (2019): 93473-93488.
- [27] D. Chapuis, V. Aerts, and R. Bonneville. «Chapitre 4 : Les matériaux pour l'espace : application aux instruments optiques par Dominique Gilliéron.» Chimie, aéronautique et espace, Les Ulis: EDP Sciences (2021): 85-98.
- [28] A. Boudjemai, R. Hocine, and S. Guerionne. «Space environment effect on earth observation satellite instruments.» 7th International Conference on Recent Advances in Space Technologies (RAST) (2015): 627-634.

- [29] Arianespace. «Ariane 6 User's Manual.» Vol. 2 Revision 0 (2021).
- [30] Victor U. J. Nwankwo, Nnamdi N. Jibiri, and Michael T. Kio. «The Impact of Space Radiation Environment on Satellites Operation in Near-Earth Space.» *Satellites Missions and Technologies for Geosciences*, IntechOpen: Vladislav Demyanov and Jonathan Becedas (2020).
- [31] D. McKnight. «Examination of Spacecraft Anomalies Provides Insight into Complex Space Environment.» *Acta Astronautica* 158 (2019): 172-177.
- [32] <https://photonics.ixblue.com/fr/node/398>. s.d. mai 2021.
- [33] W. J. Thomes, F. V. LaRocca, M. N. Ott, X. L. Jin, R. F. Chuska, S. L. MacMurphy, and T. L. Jamison. «Investigation of hermetically sealed commercial LiNbO<sub>3</sub> optical modulator for use in laser/LIDAR space-flight applications.» *Proc. SPIE 6713, Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environments*, 67130T (2007).
- [34] H. Porte, A. L. Kernec, L. P. Quesada, I. Esquivias, H. Brahim, J. B. Gonzalez, A. Mottet, and M. Sotom. «Optimization and evaluation in space conditions of multi-ghz optical modulators.» *Proc. SPIE 10563, International Conference on Space Optics — ICSO 2014*, 105631P (2017).
- [35] K. Abich, and al. «In-Orbit Performance of the GRACE Follow-on Laser Ranging Interferometer.» *Phys. Rev. Lett.* 123.031101 (2019).
- [36] Department of defense. «MIL-STD-883K Test method standard microcircuits.» 2017.
- [37] European Space Agency. «ESCC Basic Specifications No. 2049000 - Internal visual inspection of silicon-based non-microwave integrated circuits.» 2003.
- [38] Telcordia Technologies Professional Services. «Generic reliability assurance requirements for optoelectronic devices used in telecommunications equipment.» 2004.
- [39] H. Brahim, H. Porte, J. Hauden, and O. Gilard. «Reliability of LiNbO<sub>3</sub> Modulators for Space Applications.» *ISROS'12. Cagliari (Italy)*, 2012.
- [40] R. G. Walker, N. Cameron, Y. Zhou, and S. Clements. «Electro-optic modulators for space using gallium arsenide.» *Proc. SPIE 10562, International Conference on Space Optics — ICSO 2016*, 105621A (2017).
- [41] R. G. Walker, and Y. Zhou. «The Design of 50 GHz Gallium Arsenide Electro-Optic Modulator Arrays for Satellite Communications Systems.» *Front. Phys.* 9, 636002 (2021).
- [42] P. Rabiei, J. Ma, S. Khan, J. Chiles, and S. Fathpour. «Heterogeneous lithium niobate photonics on silicon substrates.» *Optics Express* 21.21 (2013): 25573-25581.
- [43] M. Zhang, C. Wang, P. Kharel, D. Zhu, and M. Lončar. «Integrated lithium niobate electro-optic modulators: when performance meets scalability.» *Optica* 8 (2021): 652-667.
- [44] H. Brahim-Boualam, S. Jillard, Y. Michaux, A. Mottet, D. Veyrié, and O. Gilard. «Recent Progress on the Reliability and Hermeticity of Space Grade LiNbO<sub>3</sub> Modulators.» *ISROS 2016. Otwock (Poland)*, 2016.
- [45] O. Gilard, A. Bensoussan, S. Mariojouis, D. Veyrié, H. Brahim, G. Guibaud, and J. Hauden. «Reliability Assurance Guideline for Lithium Niobate-based Electro-optical Modulators.» *ISROS 2016. Otwock (Poland)*, 2016.
- [46] J. Tchahame, N. Grossard, and J. Hauden. «LiNbO<sub>3</sub> Modulators qualified for space applications.» *28th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis, ESREF 2017. Bordeaux (France)*, 2017.

- [47] A. Mottet, S. Jillard, J. Hauden, N. Grossard, H. Porte, J. Tchahame, D. Veyrié, and O. Gilard. «Packaging improvement of LiNbO<sub>3</sub> modulators and space evaluation results.» International Conference on Space Optics, ICSO 2018. Chania (Greece), 2018.
- [48] R.V. Schmidt, and I.P. Kaminow. «Metal diffused optical waveguides in LiNbO<sub>3</sub>.» *Appl. Phys. Lett.* 25.8 (1974): 458-460.
- [49] N. Courjal, F. Behague, V. Pêcheur, M. Chauvet, M.-P. Bernal-Artajona, and J. Hauden. «Microsystèmes intégrés en niobate de lithium.» *Photoniques* 98 (2019): 34-38.
- [50] J. Tchahame, C. Guyot, C. Roch, A.-L. Pointel, N. Grossard, H. Porte, and J. Hauden. «Des modulateurs en niobate de lithium aux transpondeurs spatiaux.» European Optical Society, Congrès SFO. Dijon (France), 2021.
- [51] I. P. Kaminow, and E. H. Turner. «Electrooptic light modulators.» *Applied optics* 5.10 (1966): 1613-1628.
- [52] R. S. Weiss, and T.K. Gaylord. «Lithium niobate: Summary of physical properties and crystal structure.» *Applied Physics A* (1985): 192.
- [53] E. H. Turner. «High-frequency electro-optic coefficients of lithium niobate.» *Appl. Phys. Lett.* 8.11 (1966): 303.
- [54] C. M. Kim, and R. V. Ramaswamy. «Overlap integral factors in integrated optic modulators and switches.» *Journal of lightwave technology* 7.7 (1989): 1063.
- [55] A. K. M. Sharoar Jahan Choyon, and R. Chowdhury. «Performance Comparison of Free-Space Optical (FSO) Communication Link Under OOK, BPSK, DPSK, QPSK and 8-PSK Modulation Formats in the Presence of Strong Atmospheric Turbulence.» *Journal of Optical Communications* (2020).
- [56] E. L. Wooten, K. M. Kissa, A. Yi-Yan, E. J. Murphy, D. A. Lafaw, P. F. Hallemeier, D. Maack, D. V. Attanasio, D. J. Fritz, G. J. McBrien, and D. E. Bossi. «A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems.» *IEEE Journal of Selected topics in Quantum Electronics* 6 (2000): 69-82.
- [57] K. Nassau, and H. J. Levinstein. «Ferroelectric behavior of lithium niobate.» *Appl. Phys. Lett.* 7.3 (1965): 69.
- [58] K. K. Wong, *Properties of lithium niobate*. London, UK: INSPEC, IEE, 1986.
- [59] Gooch and Housego. *Lithium niobate optical crystal*. s.d. <<https://goochandhousego.com/wp-content/uploads/2013/12/LNmatProperties.pdf>>.
- [60] A. L. Pointel, F. Devaux, and J. Hauden. «Z+/Z- lithium niobate optical waveguide sensitivity related to pyroelectric effect.» *Appl. Opt.* 59.36 (2020): 11209-11214.
- [61] Y. S. Kuzminov. *Lithium Niobate Crystals*. Cambridge: Cambridge International Science, 1999.
- [62] T. Volk, and M. Wöhlecke. *Lithium Niobate. Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching*. Berlin/Heidelberg (Germany): Springer Series in Materials Science 115, pp. 1–8, 2009.
- [63] B. T. Matthias, and J. P. Remeika. «Ferroelectricity in the Ilmenite Structure.» *Phys. Rev.* 76.12 (1949): 1886–1887.
- [64] S. A. Fedulov, Z.I. Shapiro, and P.B. Ladyzhenskii. «The growth of crystals of LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub>, and NaNbO<sub>3</sub> by the Czochralski method.» *Kristallografiya* 10 (1965): 268.

- [65] A. A. Ballman. «The growth of piezoelectric and ferroelectric materials by the czochralski technique.» *J. Am. Ceram. Soc.* 48 (1965): 112.
- [66] K. Nassau, H. J. Levinstein, and G. M. Loiacono. «Ferroelectric lithium niobate 1. Growth, domain structure, dislocations and etching.» *J. Phys. Chem. Solids.* 27 (1966): 983.
- [67] K. Nassau, H. J. Levinstein, and G. M. Loiacono. «Ferroelectric lithium niobate. 2. Preparation of single domain crystals.» *J. Phys. Chem. Solids.* 27 (1966): 989.
- [68] S. C. Abrahams, J. M. Reddy, and J. L. Bernstein. «Ferroelectric lithium niobate. 3. Single crystal X-ray diffraction study at 24°C.» *J. Phys. Chem. Solids.* 27 (1966): 997.
- [69] S. C. Abrahams, W. C. Hamilton, and J. M. Reddy. «Ferroelectric lithium niobate. 4. Single crystal neutron diffraction study at 24°C.» *J. Phys. Chem. Solids.* 27 (1966): 1013.
- [70] S. C. Abrahams, H. J. Levinstein, and J. M. Reddy. «Ferroelectric lithium niobate. 5. Polycrystal X-ray diffraction study between 24° and 1200°C.» *J. Phys. Chem. Solids.* 27 (1966): 1019.
- [71] A. A. Ballman, H. J. Levinstein, C.D. Capiro, and H. Brown. «Curie Temperature and Birefringence Variation in Ferroelectric Lithium Metatantalate as a Function of Melt Stoichiometry.» *J. Am. Ceram. Soc.* 50 (1967): 657.
- [72] V. Ya. Shur, A. R. Akhmatkhanov, and I. S. Baturin. «Micro- and nano-domain engineering in lithium niobate.» *Appl. Phys. Rev.* 2 (2015): 040604.
- [73] M. Bazzan, and M. Fontana. «Preface to Special Topic: Lithium Niobate Properties and Applications: Reviews of Emerging Trends.» *Appl. Phys. Rev.* 2 (2015): 040501.
- [74] D. Sun, Y. Zhang, D. Wang, W. Song, X. Liu, J. Pang, D. Geng, Y. Sang, and H. Liu. «Microstructure and domain engineering of lithium niobate crystal films for integrated photonic applications.» *Light Sci Appl.* 9 (2020): 197.
- [75] D. Zhu, L. Shao, M. Yu, R. Cheng, B. Desiatov, C. J. Xin, Y. Hu, J. Holzgrafe, S. Ghosh, A. Shams-Ansari, E. Puma, N. Sinclair, C. Reimer, M. Zhang, and M. Lončar. «Integrated photonics on thin-film lithium niobate.» *Adv. Opt. Photon.* 13 (2021): 242-352.
- [76] S. Sanna, and W. G. Schmidt. «LiNbO<sub>3</sub> surfaces from a microscopic perspective.» *J. Phys.: Condens. Matter* 29 (2017): 413001.
- [77] S. Sanna, and W.G. Schmidt. «Lithium niobate X-cut, Y-cut, and Z-cut surfaces from ab initio theory.» *Phys. Rev. B* 81 (2010): 214116.
- [78] O. Sánchez-Dena, C.D. Fierro-Ruiz, S.D. Villalobos-Mendoza, D.M. Carrillo Flores, J.T. Elizalde-Galindo, and R. Farías. «Lithium Niobate Single Crystals and Powders Reviewed—Part I.» *Crystals* 10 (2020): 973.
- [79] P. F. Bordui, R. G. Norwood, D. H. Jundt, and M. M. Fejer. «Preparation and characterization of off-congruent lithium niobate crystals.» *J. Appl. Phys.* 71 (1992): 875.
- [80] I. Baumann, P. Rudolph, D. Krabe, and R. Schalge. «Orthoscopic investigation of the axial optical and compositional homogeneity of czochralski grown linbo<sub>3</sub> crystals.» *J. Cryst. Growth* 128 (1993): 903.
- [81] K. Polgar, L. Kovacs, G. Corradi, Z. Szaller, and A. Peter. «Growth of stoichiometric LiNbO<sub>3</sub> single crystals by top seeded solution growth method.» *J. Cryst. Growth* 177 (1997): 211.
- [82] S. C. Abraham. «Stoichiometry, defect structure and composition dependence of lithium niobate in: Properties of lithium niobate.» *EMIS Datareview Series No. 5 (Inspec (1989)).*

- [83] A. Weidenfelder, J. Shi, P. Fielitz, G. Borchardt, K.D. Becker, and H. Fritze. «Electrical and electromechanical properties of stoichiometric lithium niobate at high-temperatures.» *Solid State Ionics* 225 (2012): 26-29.
- [84] O. Sánchez-Dena, S.D. Villalobos-Mendoza, R. Farías, and C.D. Fierro-Ruiz. «Lithium Niobate Single Crystals and Powders Reviewed—Part II.» *Crystals* 10 (2020): 990.
- [85] N. A. Spaldin. «Analogies and Differences between Ferroelectrics and Ferromagnets.» *Physics of Ferroelectrics: A Modern Perspective* Springer (2007): 175-218.
- [86] K. Toyoura, M. Ohta, A. Nakamura, and K. Matsunaga. «First-principles study on phase transition and ferroelectricity in lithium niobate and tantalate.» *J. Appl. Phys.* 118 (2015): 064103.
- [87] D. Damjanovic. «Ferroelectric, dielectric and piezoelectric properties of ferroelectric thin films and ceramics.» *Rep. Prog. Phys.* 61 (1998): 1267-1324.
- [88] Sidney B. Lang. «Pyroelectricity: From Ancient Curiosity to Modern Imaging Tool.» *Physics Today* 8 (2005): 31.
- [89] Sidney B. Lang. *Sourcebook of pyroelectricity*. New York: Gordon and Breach Science Publishers London, 1974.
- [90] S. Jachalke, E. Mehner, H. Stöcker, J. Hanzig, M. Sonntag, T. Weigel, T. Leisegang, and D. C. Meyer. «How to measure the pyroelectric coefficient?» *Applied Physics Reviews* 4 (2017): 021303.
- [91] I. Lubomirsky, and O. Stafsudd. «Invited review article: Practical guide for pyroelectric measurements.» *Rev. Sci. Instrum.* 83 (2012): 051101.
- [92] S. V. Yevdokimov, R. I. Shostak, and A. V. Yatsenko. «Anomalies in the pyroelectric properties of LiNbO<sub>3</sub> crystals of the congruent composition.» *Physics of the Solid State* 49 (2007): 1957.
- [93] J. Safioui. «Nouvelle technique de photo-inscription dans LiNbO<sub>3</sub> : autofocalisation contrôlée par effet pyroélectrique.» (Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Franche-Comté, 2010. Français.tel-00611720).
- [94] G. Rosenman, D. Shur, Ya. E. Krasik, and A. Dunaevsky. «Electron emission from ferroelectrics.» *J. Appl. Phys.* 88 (2000): 6109.
- [95] A. V. Yatsenko, M.N. Palatnikov, N.V. Sidorov, A. S. Pritulenko, and S. V. Evdokimov. «Specific features of electrical conductivity of LiTaO<sub>3</sub> and LiNbO<sub>3</sub> crystals in the temperature range of 290–450 K.» *Phys. Solid State* 57 (2015): 1547–1550.
- [96] I. S. Akhmadullin, V. A. Golenishchev-Kutuzov, S. A. Migachev, and S. P. Minorov. «Low-temperature electrical conductivity of congruent lithium niobate crystals.» *Phys. Solid State* 40 (1998): 1190-1192.
- [97] W. Bollmann, and M. Gernand. «On the disorder of LiNbO<sub>3</sub> crystals.» *Phys. Status Solidi A* 9 (1972): 301.
- [98] S. V. Yevdokimov, and A.V. Yatsenko. «Specific features of the dark conductivity in lithium niobate crystals of congruent composition.» *Phys. Solid State* 48 (2006): 336–339.
- [99] P. F. Bordui, D. H. Jundt, E. M. Standifer, R. G. Norwood, R. L. Sawin, and J. D. Galipeau. «Chemically reduced lithium niobate single crystals: Processing, properties and improved

- surface acoustic wave device fabrication and performance.» *Journal of Applied Physics* 85.7 (1999): 3766.
- [100] B. Chikh-Bled, B. Benyoucef, and M. Aillerie. «Experimental Measurement of Electric Conductivity and Activation Energy in Congruent Lithium Niobate Crystal.» *Journal of Active and Passive Electronic Devices* 7.3 hal-00699509. (2012): 261-270.
- [101] A. Mansingh, and A. Dhar. «The AC conductivity and dielectric constant of lithium niobate single crystals.» *J. Phys. D: Appl. Phys.* 18 (1985): 2059.
- [102] A. Dhar, N. Singh, R. K. Singh, and R. Singh. «Low temperature dc electrical conduction in reduced lithium niobate single crystals.» *J. Phys. Chem. Solids* 74.1 (2013): 146-151.
- [103] A. El Bachiri, F. Bennani, and M. Bousselamti. «Dielectric and electrical properties of LiNbO<sub>3</sub> ceramics.» *Journal of Asian Ceramic Societies* 4.1 (2016): 46-54.
- [104] G. Niitsu, H. Nagata, and A. Rodrigues. «Electrical properties along the X and Z axes of LiNbO<sub>3</sub> wafers.» *Journal of Applied Physics* 95 (2004).
- [105] A. V. Yatsenko, and S.V. Evdokimov. «Effect of an Iron Impurity on the Electrical Conductivity of LiNbO<sub>3</sub> Crystals.» *Phys. Solid State* 62 (2020): 485-491.
- [106] A. A. Esin, A. R. Akhmatkhanov, and V. Ya. Shur. «The electronic conductivity in single crystals of lithium niobate and lithium tantalate family.» *Ferroelectrics* 496 (2016): 102-109.
- [107] C. Lichtensteiger, P. Zubko, M. Stengel, P. Aguado-Puente, J. M. Triscone, P. Ghosez, and J. Junquera. *Oxide ultra-thin films: science and technology*; G. Pacchioni, S. Valeri, Eds.; Wiley, Chapter 12: Ferroelectricity in ultrathin-film capacitors. 2011.
- [108] M. Bourim, C. Moon, S. Lee, V. Sidorkin, and K. Yoo. «Pyroelectric electron emission from z face polar surface of lithium niobate monodomain single crystal.» *J. Electroceram.* 17 (2006): 479.
- [109] S. E. Miller. «Integrated optics: An introduction.» *The Bell System Technical Journal* 48.7 (1969): 2059-2069.
- [110] J. L. Jackel, C. E. Rice, and J. J. Veselka. «Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO<sub>3</sub>.» *Appl. Phys. Lett.* 41.7 (1982): 607.
- [111] J. L. Jackel, and C. E. Rice. «Variation in waveguides fabricated by immersion of LiNbO<sub>3</sub> in AgNO<sub>3</sub> and TiNO<sub>3</sub>: The role of hydrogen.» *Appl. Phys. Lett.* 41.6 (1982): 508.
- [112] E. Y. B. Pun, P. S. Chung, and K. K. Loi. «Index profile of proton-exchanged waveguides in lithium niobate using cinnamic acid.» *Elec. Lett.* 27.14 (1991): 1282-1283.
- [113] N. Goto, and G. L. Yip. «Characterization of proton-exchange and annealed LiNbO<sub>3</sub> waveguides with pyrophosphoric acid.» *Appl. Opt.* 28.1 (1989): 60-65.
- [114] K. K. Loi, E. Y. B. Pun, and P. S. Chung. «Proton-exchanged optical waveguides in z-cut LiNbO<sub>3</sub> using toluic acid.» *Elec. Lett.* 28.6 (1992): 546-548.
- [115] E. Y. B. Pun, P. S. Chung, K. K. Loi, and S. A. Zhao. «Proton-exchanged LiNbO<sub>3</sub> using stearic acid.» *IEEE Phot. Tech. Lett.* 3.11 (1991): 1006-1008.
- [116] Y.-S. Son, H. -J. Lee, Y.-K. Jhee, S.-Y. Shin, and B.-G. Kim. «Fabrication of LiNbO<sub>3</sub> channel waveguides using water.» *IEEE Phot. Tech. Lett.* 4.5 (1992): 457-458.

- [117] I. Kaminov, and J. Carruthers. «Optical waveguiding layers in LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>.» *Appl. Phys. Lett.* 22.7 (1973): 326-328.
- [118] P. D. Townsend. «Ion implantation and optical devices.» *Vacuum* 34.3 (1984): 395–398.
- [119] M. Bazzan, and C. Sada. «Optical waveguides in lithium niobate : Recent developments and applications.» *Appl. Phys. Reviews* 2.4 (2015): 040603.
- [120] M. Fukuma, J. Noda, and H. Iwasaki. «Optical properties in titanium-diffused LiNbO<sub>3</sub> strip waveguides.» *J. Appl. Phys.* 49.7 (1978): 3693-3698.
- [121] S. Fouchet, A. Carencu, C. Daguet, R. Guglielmi, and L. Riviere. «Wavelength dispersion of Ti induced refractive index change in LiNbO<sub>3</sub> as a function of diffusion parameters.» *J. Light. Tech.* 5.5 (1987): 700-708.
- [122] G. Bou Abboud. *Microstructuration par échange protonique sur niobate de lithium : application à la réalisation de fonctions de filtrage. Thèse de doctorat. Université Paris-Est, 2008.*
- [123] E. Strake, G. P. Brava, and I. Montrosset. «Guided modes of Ti:LiNbO<sub>3</sub> channel waveguides : a novel quasi-analytical technique in comparison with the scalar finite-element method.» *J. Light. Tech.* 6.6 (1988): 1126-11235.
- [124] S. Korotky, W. Minford, L. Buhl, M. Divino, and R. Alferness. «Mode size and method for estimating the propagation constant of single-mode Ti:LiNbO<sub>3</sub> strip waveguides.» *IEEE Journal of Quantum Electronics* 18 (1982): 1796-1801.
- [125] K. T. Koai, and P. L. Liu. «Modeling of Ti:LiNbO<sub>3</sub> waveguide devices: part I- Directional couplers.» *J. Lightwave Technol.* 7 (1989): 533-539.
- [126] A. W. Snyder, and J. D. Love. *Optical waveguide theory.* New York: Chapman and Hall, 1983.
- [127] D. Marcuse. *Theory of dielectric optical waveguide.* New-York: Academic Press, 1974.
- [128] J. Hauden. *Transmissions bidirectionnelles sur fibre optique indépendantes de la polarisation : étude et réalisation de multiplexeurs-démultiplexeurs de cohérence intégrés sur LiNbO<sub>3</sub>.* Thèse de doctorat Sciences pour l'ingénieur Université de Besançon, 1995.
- [129] D. Marcuse. *Light transmission optics.* New-York: Van Nostrand, 1972.
- [130] S. Miyazawa. «Ferroelectric domain inversion in Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> optical waveguide.» *J. Appl. Phys.* 50.7 (1979): 4599.
- [131] S. Thaniyavarn, T. Findakly, D. Booher, and J. Moen. «Domain inversion effects in Ti-LiNbO<sub>3</sub> integrated optical devices.» *Appl. Phys. Lett.* 46.10 (1985): 933.
- [132] J. C. Peuzin. «Comment on “Domain inversion effects in Ti-LiNbO<sub>3</sub> integrated optical devices” [Appl. Phys. Lett. 46, 933 (1985)].» *Appl. Phys. Lett.* 48.16 (1986): 1104.
- [133] S. Miyazawa. «Response to “Comment on ‘Domain inversion effects in Ti-LiNbO<sub>3</sub> integrated optical devices’ ” [Appl. Phys. Lett. 48, 1104 (1986)].» *Appl. Phys. Lett.* 48.16 (1986): 1104.
- [134] K. Nakamura, H. Ando, and H. Shimizu. «Ferroelectric domain inversion caused in LiNbO<sub>3</sub> plates by heat treatment.» *Appl. Phys. Lett.* 50.20 (1987): 1413.
- [135] D. Feng, N. Ming, J. Hong, Y. Yang, J. Zhu, Z. Yang, and Y. Wang. «Enhancement of second-harmonic generation in LiNbO<sub>3</sub> crystals with periodic laminar ferroelectric domains.» *Appl. Phys. Lett.* 37.7 (1980): 607.

- [136] A. Feisst, and P. Koidl. «Current induced periodic ferroelectric domain structures in LiNbO<sub>3</sub> applied for efficient nonlinear optical frequency mixing.» *Appl. Phys. Lett.* 47.11 (1985): 1125.
- [137] G. A. Magel, M. M. Fejer, and R. L. Byer. «Quasi-phase-matched second-harmonic generation of blue light in periodically poled LiNbO<sub>3</sub>.» *Appl. Phys. Lett.* 56.2 (1990): 108.
- [138] E. J. Lim, M. M. Fejer, and R. L. Byer. «Second-harmonic generation of green light in periodically poled planar lithium niobate waveguide.» *Electronics Letters.* 25.3 (1989): 174-175.
- [139] J. Webjorn, F. Laurell, and G. Arvidsson. «Fabrication of periodically domain-inverted channel waveguides in lithium niobate for second harmonic generation.» *Journal of Lightwave Technology* 7.10 (1989): 1597-1600.
- [140] E. J. Lim, M. M. Fejer, R. L. Byer, and W. J. Kozlovsky. «Blue light generation by frequency doubling in periodically poled lithium niobate channel waveguide.» *Electronics Letters* 25.11 (1986): 731-732.
- [141] J. Webjorn, F. Laurell, and G. Arvidsson. «Blue light generated by frequency doubling of laser diode light in a lithium niobate channel waveguide.» *IEEE Photonics Technology Letters* 1.10 (1986): 316-318.
- [142] G. A. Magel, E. J. Lim, M. M. Fejer, and R. L. Byer. «Second harmonic generation in periodically-poled LiNbO<sub>3</sub>.» *Optics News* 15.12 (1989): 20-21.
- [143] E. J. Lim, H. M. Hertz, M. L. Bortz, and M. M. Fejer. «Infrared radiation generated by quasi-phase-matched difference-frequency mixing in a periodically poled lithium niobate waveguide.» *Appl. Phys. Lett.* 59.18 (1991): 2207.
- [144] S. Helmfrid, G. Arvidsson, and J. Webjörn. «Influence of various imperfections on the conversion efficiency of second-harmonic generation in quasi-phase-matching lithium niobate waveguides.» *Journal of the Optical Society of America B* 10.2 (1993): 222-229.
- [145] G. Rosenman, and V. D. Kugel. «Domain inversion in heat-treated LiNbO<sub>3</sub> crystals.» *Appl. Phys. Lett.* 62.23 (1993): 2902.
- [146] V. D. Kugel, and G. Rosenman. «Polarization reversal in LiNbO<sub>3</sub> crystals under asymmetric diffusion conditions.» *Appl. Phys. Lett.* 65.19 (1994): 2398.
- [147] L. H. Jaeger, and A. F. Nicolos. «Discussion of domain inversion in LiNbO<sub>3</sub>.» *Appl. Phys. Lett.* 65.14 (1994): 1763.
- [148] M. Townsend, and P. D. Houe. «An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation.» *Journal of Physics D: Applied Physics* 28.9 (1995).
- [149] H. Bluhm, A. Wadas, R. Wiesendanger, A. Roshko, J. A. Aust, and D. Nam. «Imaging of domain-inverted gratings in LiNbO<sub>3</sub> by electrostatic force microscopy.» *Appl. Phys. Lett.* 71.1 (1997): 146.
- [150] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe. «First-order quasi-phase matched LiNbO<sub>3</sub> waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation.» *Appl. Phys. Lett.* 62.5 (1993): 435.
- [151] Y. Ohmachi, and J. Noda. «Electro-optic light modulator with branched ridge waveguide.» *Appl. Phys. Lett.* 27.10 (1975): 544.



- [152] J. Webjorn, S. Siala, D. W. Nam, R. G. Waarts, and R. J. Lang. «Visible laser sources based on frequency doubling in nonlinear waveguides.» *IEEE Journal of Quantum Electronics* 33.10 (1997): 1673-1686.
- [153] N. Ohnishi, and T. Iizuka. «Etching study of microdomains in LiNbO<sub>3</sub> single crystals.» *Journal of Applied Physics* 46.3 (1975): 1063.
- [154] R. G. Batchko, V. Y. Shur, M. M. Fejer, and R. L. Byer. «Backswitch poling in lithium niobate for high-fidelity domain patterning and efficient blue light generation.» *Appl. Phys. Lett.* 75.12 (1999): 1673.
- [155] K. Shinozaki, T. Fukunaga, K. Watanabe, and T. Kamijoh. «Self-quasi-phase-matched second-harmonic generation in the proton-exchanged LiNbO<sub>3</sub> optical waveguide with periodically domain-inverted regions.» *Appl. Phys. Lett.* 59.5 (1991): 510.
- [156] S. H. Wemple, M. DiDomenico Jr., and I. Camlibel. «Relationship between linear and quadratic electro-optic coefficients in LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub>, and other oxygen-octahedra ferroelectrics based on direct measurement of spontaneous polarization.» *Appl. Phys. Lett.* 12.6 (1968): 209.
- [157] A. M. Prokhorov, and Y. S. Kuz'Minov. *Physics and Chemistry of crystalline lithium niobate.* Adam Hilger, Bristol and New York, 1990.
- [158] F. Johann, and E. Soergel. «Quantitative measurement of the surface charge density.» *Appl. Phys. Lett.* 95.23 (2009): 232906.
- [159] S. Yamada, and M. Minakata. «DC Drift Phenomena in LiNbO<sub>3</sub> Optical Waveguide Devices.» *Jpn. J. Appl. Phys.* 20.4 (1981): 733.
- [160] C. M. Gee, G. D. Thurmond, H. Blauvelt, and H. W. Yen. «Minimizing dc drift in LiNbO<sub>3</sub> waveguide devices.» *Appl. Phys. Lett.* 47.3 (1985): 211.
- [161] I. Sawaki, H. Nakajima, M. Seino, and K. Asama. «Thermally stabilized z-cut Ti:iNbO<sub>3</sub>, waveguide switch.» in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, G. Bjorklund, E. Hinkley, P. Moulton, and D. Pinnow, eds., OSA Technical Digest (Optical Society of America, 1986), paper MF2 (s.d.).
- [162] M. Seino, T. Nakazawa, Y. Kubota, M. Doi, T. Yamane, and H. Hakogi. «A low DC-drift Ti:LiNbO<sub>3</sub> modulator assured over 15 years.» in *Digest of Conference on Optical Fiber Communication*, Vol. 5 of 1992 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1992), paper PD3 (s.d.).
- [163] M. Seino, N. Mekada, T. Nakazawa, Y. Kubota, and M. Doi. Optical waveguide device with suppressed dc drift. Brevet US5214724A. 25 mai 1993.
- [164] H. Nagata, K. Kiuchi, and T. Saito. «Studies of thermal drift as a source of output instabilities in Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical modulators.» *J. Appl. Phys.* 75.9 (1994): 4762.
- [165] M. Seino, T. Nakazawa, T. Yamane, Y. Kubota, M. Doi, K. Sugeta, and T. Kurahashi. Optical waveguide device. Brevet US5404412A. 4 avril 1995.
- [166] H. Nishimoto. Optical control device. Brevet EP0713123A1. 22 mai 1996.
- [167] O. Ogawa, T. Sowa, and S. Ichizono. «A Guided-Wave Optical Electric Field Sensor with Improved Temperature Stability.» *J. Lightwave Technology* 17.5 (1999): 823-830.
- [168] C. H. Bulmer, W. K. Burns, and S. C. Hiser. «Pyroelectric effects in LiNbO<sub>3</sub> channel-waveguide devices.» *Appl. Phys. Lett.* 48.16 (1986): 1036.

- [169] F. Lucchi, D. Janner, M. Belmonte, S. Balsamo, M. Villa, S. Giurgola, P. Vergani, and V. Pruneri. «Very low voltage single drive domain inverted LiNbO<sub>3</sub> integrated electro-optic modulator.» *Opt. Express* 15.17 (2007): 10739-10743.
- [170] J. Ichikawa, S. Oikawa, F. Yamamoto, T. Sakane, S. Kurimura, and K. Kitamura. «Zero chirp broadband Z-cut Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical modulator using polarization reversal and branch electrode.» *Journal of lightwave technology* 23.9 (2005): 2756.
- [171] W.F. Wu, and B.S. Chiou,. «Effect of oxygen concentration in the sputtering ambient on the microstructure, electrical and optical properties of radio frequency magnetron sputtered indium tin oxide films.» *Semicon. Sci. Technol.* 11 (1995): 196-202.
- [172] T. Minami. «New n-type transparent conducting oxides.» *Mater. Res. Soc. Bulletin* 25.8 (2000): 38-44.
- [173] G.J. Exarhos, and X.-D. Zhou. «Discovery-based design of transparent conducting oxide films.» *Thin Solid Films* 515.18 (2007): 7025-7052.
- [174] B.G. Lewis, and D.C. Paine. «Applications and processing of transparent conducting oxides.» *Mater. Res. Soc. Bulletin* 25.8 (2000): 22-27.
- [175] M. S. Siddiqui, A.K.Saxena, and S. P. Singh. «Deposition and characterization of ITO thin film over glass for defogger application and for solar photovoltaics.» *International Journal of Current Engineering and Technology* 8.4 (2018).
- [176] D. Vaufrey. «Réalisation d'OLED à émission par la surface: Optimisation de structures ITO/semi-conducteurs organiques.» Thèse, Ecole centrale de Lyon (9 Juillet 2003).
- [177] F. Kurdesau, G. Khripunov, A.F. da Cunha, M. Kaelin, and A.N. Tiwari. «Comparative study of ITO layers deposited by DC and RF magnetron sputtering at room temperature.» *Journal of Non-Crystalline Solids* 352 (2006): 1466-1470.
- [178] S. Yilmaz. «The Geometric Resistivity Correction Factor for Several Geometrical Samples.» *Journal of Semiconductors* 36 (2015): 082001-1.
- [179] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe. «First-order quasi-phase matched LiNbO<sub>3</sub> waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation.» *Appl. Phys. Lett.* 62.5 (1993): 435.
- [180] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, and J. W. Pierce. «Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub>.» *J. Opt. Soc. Am. B* 12 (1995): 2102-2116.
- [181] G. D. Miller. «Periodically Poled Lithium Niobate : modeling, fabrication, and nonlinear-optical performance.» Thèse de doctorat, Université de Stanford (1998).
- [182] S. Kim, V. Gopalanet, and A. Gruverman. «Coercive fields in ferroelectrics: A case study in lithium niobate and lithium tantalate.» *Applied Physics Letters* 80.15 (2002): 2740-2742.
- [183] A. Martinez. «Convertisseur en longueur d'onde intégré sur le niobate de lithium périodiquement inversé. Étude de la génération de fréquence différence indépendante de la polarisation.» Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (2002).
- [184] J. Amin, V. Pruneri, J. Webjörn, D.C. Hanna, P.St.J. Russell, and J.S. Wilkinson. «Blue light generation in a periodically poled Ti:LiNbO<sub>3</sub> channel waveguide.» *Optics Communications* 135.1-3 (1997): 41-44.

- [185] J. Nayyer, and H. Nagata. «Suppression of thermal drifts of high speed Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical modulators.» IEEE Phot. Tech. Lett. 6.8 (1994): 952-955.
- [186] K. Korotky, J. J. Veselka, C. T. Kemmerer, W. J. Minford, D. T. Moser, J. E. Watson, C. A. Mattoe, and P. L. Stoddard. «High-speed low power optical modulator with adjustable chirp parameter.» Integrat. Photon. Res., Monterey, CA (1991), TuG2.
- [187] H. Nagata, and J. Ichikawa. «Progress and problems in reliability of Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical intensity modulators.» Optical Engineering 34 (1995): 3284-3293.
- [188] Union Internationale des Télécommunications. «Equipment de test du facteur Q pour l'évaluation des performances de transmission des canaux optiques.» Recommandation UIT-T O.201 (07/2003).
- [189] V. Schick, A. Capella, J. L. Battaglia, A. Kusiak, C. Wiemer, and L. Lamagna. «Mesures des propriétés thermiques d'un dépôt submicrométrique d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> amorphe déposé par ALD.» Congrès français de thermique, SFT2012, Talence, 29 mai - 1er juin 2012.
- [190] L. Lu, and M. Wong. «The resistivity of zinc oxide under different annealing configurations and its impact on the leakage characteristics of zinc oxide thin-film transistors.» IEEE Transactions on electron devices, VOL. 61, NO. 4, APRIL 2014, 1077-1084.
- [191] J. Zhang, X. F. Li, J. G. Lu, P. Wu, J. Huang, Q. Wang, B. Lu, Y. Z. Zhang, B. H. Zhao, and Z. Z. Ye. «Evolution of electrical performance of ZnO-based thin-film transistors by low temperature annealing.» AIP Advances 2, 022118 (2012).



**Titre :** Mise en œuvre des procédés potentiels d'évacuation des charges pyroélectriques sur niobate de lithium coupe Z

**Mots clés :** niobate de lithium, pyroélectricité, modulateur électro-optique, large bande, guide optique

**Résumé :** Les travaux de cette thèse portent sur l'étude du phénomène de pyroélectricité dans les cristaux de niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ). L'étude s'intéresse à l'influence de cette propriété physique très dépendante de la température sur le comportement opérationnel des modulateurs électro-optiques réalisés en particulier dans les cristaux orientés selon l'axe Z. Les liens optiques utilisés dans les communications spatiales exploitent des modulateurs électro-optiques en  $\text{LiNbO}_3$  afin de convertir un signal électrique en signal optique. Ces composants sont adaptés à l'environnement spécifique qu'est l'espace et permettent d'atteindre des débits de plusieurs dizaines de Gbit/s. Le  $\text{LiNbO}_3$  en coupe X est généralement utilisé mais les tensions de commandes des modulateurs sur coupe Z sont plus attrayantes afin de minimiser les puissances électriques consommées et les échauffements localisés notamment pour des applications spatiales. Néanmoins, les modulateurs en  $\text{LiNbO}_3$  coupe Z sont instables lors de variation de température ce qui affecte leur fonctionnement.

Cette instabilité est provoquée par l'effet pyroélectrique du cristal qui entraîne la présence d'un champ électrique interne du à la modification de sa polarisation spontanée lors d'un changement de température. Ce champ parasite se superpose aux signaux de modulation et engendre une modification du point de fonctionnement du modulateur et de la transmission optique. L'identification de ce mécanisme et l'analyse du phénomène de pyroélectricité sur le modulateur mènent à une configuration permettant de minimiser l'impact de cet effet. Des simulations sont utilisées pour mettre en évidence l'effet pyroélectrique et les procédés technologiques envisagés sont évalués en termes de réalisations et d'impact sur les performances du modulateur ainsi que sur leur capacité à maintenir le point de fonctionnement et la transmission optique. L'insertion d'une couche antistatique dans le système d'électrodes et l'utilisation d'une structure d'électrodes « dual drive » permettent de réaliser des modulateurs d'intensité large bande en niobate de lithium coupe Z avec une stabilité en température similaire à ceux réalisés sur coupe X.

**Title :** Implementation of potential process for the evacuation of pyroelectric charges in Z-cut lithium niobate

**Keywords :** lithium niobate, pyroelectricity, electro-optic modulator, broadband, optical guide

**Abstract :** This PhD thesis deals with the study of the pyroelectricity phenomenon in lithium niobate crystals ( $\text{LiNbO}_3$ ). The study treats about the influence of this physical property, deeply temperature dependent, on the operational behavior of electro-optical modulators made with Z oriented  $\text{LiNbO}_3$  crystals. Space optical datalinks are based today on the use of  $\text{LiNbO}_3$  integrated modulators. These components are adapted to the specific harsh environment faced in space missions. They are efficient to ensure data rates up to several tens of Gbit/s per optical channel. X-cut lithium niobate is generally used for those applications. Anyway Z-cut modulators are more attractive, in particular for space applications where power consumption and heat dissipation is a challenge. However, when no precaution is taken, Z-cut  $\text{LiNbO}_3$  modulators are unstable when facing the temperature changes. The pyroelectric effect in the crystal induces an internal electric field due to the modification of the

spontaneous polarization during a change in temperature. This parasitic field is added on the modulation signals and causes a modification of the operating point of the modulator and optical losses through electro-optic effect. The identification of this mechanism and the analysis of the pyroelectricity phenomenon on the modulator leads to a configuration that minimizes the impact of this effect. Numerical simulations are used to evaluate the impact of pyroelectric effect in Z-cut  $\text{LiNbO}_3$  high speed modulators. Potential healing technological processes are evaluated in terms of achievements and impact on the performance of the modulator i.e., their ability to maintain the operating point and optical transmission. The insertion of an antistatic layer in the electrode system and the use of a "dual drive" electrode structure make it possible to produce broadband intensity modulators in Z-cut lithium niobate with temperature stability similar to those made on X-cut used in space missions.