

UNIVERSITE DE LIMOGES
ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé
FACULTE des Sciences et Techniques

Année : 2004

Thèse N° 4-2004

Thèse
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline / Spécialité : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

présentée et soutenue par

Sandrine MASSY

**Contribution à la réalisation de fonctions
optiques à base de cristaux photoniques sur
LiNbO₃**

**Thèse dirigée par A. Barthélémy
et co-encadrée par C. Darraud**

Rapporteurs

A. BOUDRIOUA

E. LAFON

Examineurs

P. BALDI

A. BARTHELEMY

C. DARRAUD

J. MARCOU

Invité

C. RESTOIN

Maître de conférence à l'Université de Metz, MOPS

Professeur à l'Université de Clermont, LASMEA

Maître de conférence à l'Université de Nice, LPMC

Directeur de Recherches à Limoges, IRCOM

Maître de conférence à l'Université de Limoges, IRCOM

Professeur à l'Université de Limoges, IRCOM

Maître de conférence à l'Université de Limoges, IRCOM

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué à la Faculté des Sciences de l'Université de Limoges, au sein de l'Institut de Recherche en Communication Optique et Micro-ondes (IRCOM). Je remercie Monsieur le Professeur P.Y. GUILLON, Directeur de L'IRCOM, pour m'avoir accueillie dans ce laboratoire.

J'exprime également toute ma gratitude à Monsieur le Professeur A. BARTHELEMY de l'Université de Limoges / IRCOM, qui a bien voulu assurer la direction de cette thèse ainsi qu'à Madame C. DARRAUD, Maître de Conférence à l'Université de Limoges / IRCOM, qui m'a co-encadrée tout au long de mes recherches.

Je remercie Monsieur J. MARCOU, Professeur à l'Université de Limoges / IRCOM de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance ainsi que Monsieur A. BOUDRIOUA, Maître de Conférence à l'Université de Metz / MOPS, et Madame E. LAFON, Professeur de l'Université de Clermont, LASMEA, pour avoir accepté la tâche de rapporteur et de juger ces travaux.

J'exprime ma gratitude envers Monsieur P. BALDI, Maître de Conférence à l'Université de Nice / LPMC pour m'avoir fourni les échantillons nécessaires à ces travaux .

Pour finir, une mention spéciale à tous mes amis de l'IRCOM et du bâtiment de physique pour avoir su imposer une ambiance toute particulière pendant ces trois années et demie de dur labeur!! Un **grand** merci également à Christine Restoin pour ses nombreux conseils, son aide et sa patience, à David pour l'aide extraordinaire qu'il m'a apporté lors de la rédaction des dernières pages, ainsi qu'à Toto pour ses idées géniales (ctrl + c) !!!

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1	
1. Etat de l'art.....	10
1.1. Périodicité et bandes	11
2. Les cristaux photoniques	12
2.1. Propriétés des cristaux photoniques unidimensionnels.....	12
2.1.1. Généralités sur les réseaux de Bragg	13
2.1.2. Influence de l'incidence du faisceau.....	14
2.1.3. Energie électromagnétique [Joa-95]	15
2.1.4. Défauts dans une structure périodique unidimensionnelle	18
2.2. Propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels.....	19
2.2.1. Structure de Bande Photonique.....	20
2.2.2. Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels	21
2.2.3. Surface de dispersion [Kos-99].....	25
2.3. Cristaux photoniques tridimensionnels.....	27
3. Applications	28
3.1. Cavité résonante [Nod-00].....	28
3.2. Guides d'ondes [Mea-94, Mek-98]	29
3.3. Phénomène de superprisme.....	30
3.4. Filtre add / drop [Man-99]	31
4. Les différents matériaux utilisés.....	32
4.1. Cristaux photoniques unidimensionnels et bidimensionnels	32
4.1.1. Le Silicium.....	32
a) Si de type p	32
b) Silicium macroporeux.....	33
c) Si/SiO ₂	34
4.1.2. Les semi-conducteurs III-V	34
4.2. Cristaux photoniques 3D.....	35
4.2.1. Auto-assemblage (autoclonage).....	35
4.2.2. Silicium macroporeux par FIB [Chel-00,Wan-00]	35
4.2.3. Fusion de wafer [Nod-00].....	37
4.2.4. Lithographie X [Cui-01, Cui-02, Erh-98].....	37
5. Conclusion	38
6. Bibliographie	40

CHAPITRE 2

1. Propriétés physiques	47
1.1. Structure du niobate de lithium.....	49
1.2. Propriétés non linéaires.....	51
1.2.1. Génération de second harmonique.....	52
1.3. Effet électrooptique : effet Pockels.....	52
2. Inversion périodique des domaines ferroélectriques	54
2.1. Application d'un champ électrique (poling).....	55
2.2. Backswitching [Shu-00].....	57
2.3. Exodiffusion du lithium.....	58
2.4. Diffusion de titane.....	58
2.5. Bombardement par faisceau d'électrons.....	59
3. Structuration de LiNbO₃	59
3.1. RIE (Reactive Ion Etching).....	60
3.2. Microstructuration avec un laser.....	60
3.3. Exemples de structures bidimensionnelles obtenues sur LiNbO ₃	61
3.3.1. Nanostructuration périodique par holographie.....	61
3.3.2. Réseau bidimensionnels obtenus par poling classique.....	62
4. Fabrication des guides d'ondes optiques	62
4.1. Guide titane.....	63
4.2. Echange protonique (PE).....	64
4.2.1. Guide par échange protonique et recuit (APE : LiNbO ₃).....	64
4.2.2. Guide par échange protonique « doux » (SPE : LiNbO ₃).....	65
4.2.3. Echange protonique inverse (RPE).....	65
4.2.4. Guide à échange protonique en phase vapeur.....	66
5. Applications	66
5.1. Modulateur.....	66
5.2. Le quasi accord de phase.....	67
5.3. Lasers guides d'ondes LiNbO ₃ [Lal-91],[Lal-93].....	69
6. Conclusion	70
7. Bibliographie	71

CHAPITRE 3

1. Introduction	83
2. Simulations du réseau bidimensionnel	83
2.1. Le logiciel MIT Photonic-Bands.....	83
2.2. Dimensionnement du réseau.....	86
2.2.1. Rapport r/a.....	86
2.3. Simulation sur 120 bandes.....	89
2.4. Structure de bande.....	91
2.5. Comparaison avec un réseau carré.....	93
2.6. Forme des champs TM dans la structure.....	95
3. Réalisation du composant	96
3.1. Outil d'irradiation : le MEB.....	96
3.1.1. Rappel sur les interactions électron - matière [Vic-85].....	96
3.1.2. Particules et rayonnements émis [Vic-85].....	97
3.1.3. Principe.....	101
a) La colonne électronique.....	102
b) Grandeurs caractéristiques de l'émission électronique du MEB.....	103

3.1.4. Le MEB Philips XL 20 et son logiciel de pilotage [Phi-92, Duc-99].....	104
a) L'appareil.....	104
b) Les structures élémentaires.....	106
c) Les structures composées.....	106
3.2. Etude expérimentale.....	110
3.2.1. Configuration expérimentale	110
a) Préparation des échantillons	110
b) Résultats.....	112
c) Problèmes rencontrés	119
3.2.2. Deuxième configuration expérimentale.....	122
a) Etude de l'influence des principaux paramètres expérimentaux sur le diamètre et la forme des motifs.....	123
3.2.3. Hypothèses avancées sur le phénomène d'obtention de trous.....	131
a) Effet LIFE	131
3.2.4. Réseaux périodiques bidimensionnels sur LiNbO ₃ avec guide d'onde protonique...	133
4. Caractérisations optiques	137
4.1. Dispositif expérimental : mesure de puissance en transmission en fonction de la longueur d'onde	137
4.1.1. Résultats	139
4.1.2. Dispositif utilisé pour une mesure de la puissance en réflexion en fonction de la longueur d'onde	143
4.1.3. Résultats	145
4.2. Conclusion	147
5. Bibliographie	148
CONCLUSION GENERALE	153
ANNEXE 1	158
ANNEXE 2	163
ANNEXE 3	177

Figure 1.22. Cavity résonante.....	28
Figure 1.23. a) Guide d'onde b) Guide d'onde à courbures extrêmes.....	29
Figure 1.24. a) Guide réfractif : profil du champ et modèles de rayons en zig-zag avec réflexions totales et ondes évanescentes b) guidage par bande interdite photonique	29
Figure 1.25. Principe d'un interféromètre de type Mach-Zehnder.....	30
Figure 1.26. Représentation du phénomène de superprisme et de sa sensibilité aux longueurs d'ondes.....	31
Figure 1.27. a) Représentation d'un filtre add / drop	31
Figure 1.28. a) dépôt de Si_3N_4 par PECVD, b) création du masque par photolithographie, c) gravure des trous dans une cellule électrochimique.	33
Figure 1.29. Cristal photonique bidimensionnel sur silicium.....	33
Figure 1.30. a) lithographie holographique, b) traitement KOH, c) gravure électrochimique.....	33
Figure 1.31. Réseau bidimensionnel sur silicium macroporeux	34
Figure 1.32. Principe du perçage par FIB	36
Figure 1.33. Photographie d'un réseau 3D réalisé par FIB sur silicium macroporeux	36
Figure 1.34. Représentation de la réalisation de structures périodiques tridimensionnelles par fusion de wafer.....	37
Figure 1.35. Image d'un cristal photonique 3D réalisé par fusion de wafer par Susumu Noda de l'Université de Kyoto.....	37
Figure 1.36. Principe de réalisation de cristal photonique 3D par lithographie X.....	38
Figure 1.37. Image d'une Yablonovite (CP 3D) réalisée sur PMMA de période $1,3 \mu\text{m}$	38

CHAPITRE 2

Figure 2.1. Représentation du cycle d'hystérésis (courbe polarisation ou déplacement en fonction du champ électrique) d'un cristal ferroélectrique	51
Figure 2.2. Structure cristallographique de LiNbO_3 a) vue suivant l'axe c d'une cellule unitaire [Abr-66] b) vue dans le plan ab....	52
Figure 2.3. Plans oxygènes et cations dans la phase ferroélectrique et dans la phase	53
Figure 2.4. Représentation de la direction de la polarisation spontanée, ainsi que celle du champ électrique à appliquer.....	57
Figure 2.5. Dispositif nécessaire à l'inversion de polarisation des domaines périodiques par application d'un champ électrique [Mar-02]	58
Figure 2.6. Les six étapes du processus des domaines au cours de l'inversion périodique de la polarisation spontanée par champ électrique [Mar-02]	58

Figure 2.7.	Etapas de l'évolution des domaines pendant le backswitching	60
Figure 2.8.	Représentation du bombardement du LiNbO ₃ par faisceau d'électrons.....	61
Figure 2.9.	Configuration expérimentale utilisée pour réaliser un réseau holographique par irradiation de pulses laser FS [Hir-02].....	64
Figure 2.10.	Image d'un réseau gravé à une fluence de 80 μJ par pulses pour la première exposition et de 40 μJ par pulses pour la deuxième [Hir-02]	64
Figure 2.11.	Schématisation de la réalisation de guide titane	65
Figure 2.12.	Principe de la réalisation d'un guide rectiligne Ti sur LiNbO ₃	66
Figure 2.13.	Principe du double échange ionique sur LiNbO ₃	67
Figure 2.14.	Représentation d'un modulateur de phase LiNbO ₃	69
Figure 2.15.	Variation de la puissance moyenne $\Pi (2\omega)$ en fonction de la longueur de cohérence dans les cas d'accord et de désaccord de phase	70
Figure 2.16.	Schématisation d'un laser guide d'onde à modes synchronisés	72

CHAPITRE 3

Figure 3.1.	Réseau de trous d'air adjacents dans LiNbO ₃	87
Figure 3.2.	Influence du rapport r/a sur la fréquence centrale et la largeur de la plus large des bandes interdites TM d'un réseau triangulaire de trous d'air sur LiNbO ₃	88
Figure 3.3.	Fréquence centrale et largeur de la plus large des bandes interdites TE d'un réseau triangulaire de trous d'air sur LiNbO ₃ en fonction du rapport r/a	88
Figure 3.4.	Structure de bande TM d'un réseau triangulaire de trous d'air dans LiNbO ₃ de rapport $r/a = 0,4$.	92
Figure 3.5.	Structure de bande TE d'un réseau triangulaire de trous d'air dans LiNbO ₃ de rapport $r/a = 0,4$	92
Figure 3.6.	Structure de bande TM d'un réseau carré de rapport $r/a = 0,4$	94
Figure 3.7.	Structure de bande TE d'un réseau carré de rapport $r/a = 0,4$	94
Figure 3.8.	Représentation du champ TM dans les différentes bandes de la structure de bande pour un réseau triangulaire de rapport diamètre / période de 0,4	95
Figure 3.9.	Représentation de l'interaction électron – matériau.	96
Figure 3.10.	Elargissement du faisceau dans l'échantillon	98
Figure 3.11.	Effets du bombardement électronique	98
Figure 3.12.	Illustration schématique du trajet des électrons arrivant au détecteur.	100
Figure 3.13.	Photographie de la chambre du MEB	101
Figure 3.14.	Schéma de principe d'un MEB.	101
Figure 3.15.	Photographie d'un MEB XL20	104

Figure 3.16. Photographie de la porte de la chambre du MEB, de la platine et du porte – échantillon.....	105
Figure 3.17. Représentation de l’interface graphique permettant de concevoir des composants. 107	107
Figure 3.18. Schéma résumant les différentes étapes pour graver un composant.....	109
Figure 3.19. Diamètre du spot à la surface de l’échantillon pour un faisceau focalisé a) et défocalisé b).....	111
Figure 3.20. Configuration expérimentale.....	112
Figure 3.21. Représentation des domaines après irradiation, avant a) et après b) attaque chimique.	112
Figure 3.22. Représentation 3D acquise avec un microscope interférométrique de la structure réalisée avec les paramètres d'irradiation du tableau 3.7.....	115
Figure 3.23. Profil de la structure irradiée avec les paramètres du tableau 3.7.....	116
Figure 3.24. Réseau périodique bidimensionnel réalisé par bombardement par faisceau d’électrons sur LiNbO ₃	117
Figure 3.25. Représentation de la zone touchée par les électrons sur la face z ⁺ de l’échantillon	118
Figure 3.26. Zoom et schématisation des profils des tiges obtenues avec les paramètres décrits dans les tableau 1 (a) et tableau 2 (b).....	118
Figure 3.27. a) zoom d’un motif b) représentation des deux niveaux de reliefs c) coupe d’un motif.....	119
Figure 3.28. Domaine inversé non désiré.....	119
Figure 3.29. Cassure sur la face z ⁻ de l’échantillon.....	120
Figure 3.30. Cassures et dislocations.....	121
Figure 3.31. Deuxième configuration expérimentale : les deux faces sont métallisées avec une couche d’Au/Pd.....	122
Figure 3.32. Photographie de la surface d’un échantillon après attaque chimique a) HF et b) HF : HNO ₃ (1 :2).....	123
Figure 3.33. Photographie d’un réseau bidimensionnel réalisé avec les paramètres décrits dans le tableau 3.10.....	125
Figure 3.34. Evolution du diamètre des trous en fonction de la durée d'irradiation.....	126
Figure 3.35. Evolution du diamètre des trous en fonction de la tension d’accélération des électrons.	128
Figure 3.36. Influence de l'épaisseur de la couche de métallisation sur la nature des motifs obtenus après irradiation et attaque chimique pour une tension d’accélération de 25 kV.....	130

Figure 3.37. Illustration schématique du phénomène LIFE	131
Figure 3.38. Photographie d'une zone irradiée sur la face z^- avant attaque chimique (inversion de domaines)	132
Figure 3.39. Photographie d'une zone irradiée sur la face z^- avant attaque chimique donnant naissance, après attaque chimique, à des trous	132
Figure 3.40. Photographie d'un réseau bidimensionnel réalisé sur $H_xLi_{1-x}NbO_3$. Le diamètre obtenu est d'environ 860 nm pour une période de 5 μm	134
Figure 3.41. Schéma expérimental du montage utilisé pour mesurer la puissance transmise par la structure périodique bidimensionnelle.	138
Figure 3.42. Mesure de la taille du faisceau incident	138
Figure 3.43. Représentation d'une cellule d'un trou d'air dans $LiNbO_3$ a) vue du dessus et b) vue en coupe	139
Figure 3.44. Evolution du rapport R en fonction de la longueur d'onde (en transmission) pour différentes positions du faisceau sur l'échantillon	140
Figure 3.45. Premier profil : évolution des courbes de puissance (en transmission) lorsque le faisceau est sur la structure	141
Figure 3.46. Deuxième profil : évolution des courbes de puissance (en transmission) lorsque le faisceau est sur la structure	142
Figure 3.47. Comparaison des deux profils de courbes pour les mesures en puissance lorsque le faisceau est sur la structure	142
Figure 3.48. Schéma expérimental du montage utilisé pour mesurer la puissance transmise par la structure périodique bidimensionnelle.	143
Figure 3.49. Représentation de la polarisation de la lumière dans le dispositif de mesure en réflexion	144
Figure 3.50. Evolution du rapport R en fonction de la longueur d'onde pour une mesure en réflexion pour différentes positions du faisceau sur l'échantillon	145
Figure 3.51. Evolution du rapport R en fonction de la longueur d'onde pour une mesure en réflexion lorsque le faisceau est sur la structure	145
Figure 3.52. Représentation des différentes directions de réflexion due aux faces d'entrée et de sortie, ainsi que de la diffraction due à la structure	146
Figure 3.53. Comparaison des mesures en réflexion et en transmission.	146

INTRODUCTION GENERALE

Les télécommunications optiques sont devenues l'un des éléments moteurs de l'industrie optoélectronique. On assiste depuis les 25 dernières années, à une augmentation spectaculaire du débit associée aux fibres optiques qui occupent une place importante dans les techniques de l'information.

Dans ce contexte, l'apparition du concept des matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP ou cristaux photoniques) a suscité de la part de la communauté scientifique, un intérêt grandissant. Les BIP sont des structures dont l'indice diélectrique est modulé de façon périodique. Grâce à l'analogie formelle qui existe entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger pour les électrons [Sak-85], on peut appréhender les cristaux photoniques avec les outils et les concepts développés en physique du solide [Joa-95]. Ces structures permettent la réalisation ou la perspective de réalisation de nombreux composants tels que des filtres, des guides, des lasers sans seuil, des microcavités...

Les BIP 3D possèdent une bande interdite omnidirectionnelle. Cependant, les difficultés technologiques de leur réalisation sont grandes étant données les dimensions requises (de l'ordre de la longueur d'onde). Les études se sont donc portées sur les cristaux 2D, pour le développement de composants d'optique intégrée planaire qui réduit considérablement leur taille (quelques microns pour des applications optiques).

D'énormes progrès ont été accomplis en une vingtaine d'année, depuis l'apparition du concept par Yablonovitch [Yab-87] en 1987, en passant par les premières études numériques en 1990, les prototypes aux longueurs d'ondes microondes en 1991 [Yab-91] puis aux longueurs d'ondes optiques en 1995 jusqu'aux premiers dispositifs commercialisés en 1999. La réalisation de structures périodiques bidimensionnelles par différentes méthodes de lithographie est à présent bien maîtrisée sur les matériaux tels que le silicium et les semi-conducteurs III-V.

Notre choix s'oriente cependant sur la réalisation des cristaux photoniques sur niobate de lithium (LiNbO_3) afin d'associer les propriétés des BIP à celles du matériau, bien connu en optique intégrée (dispositifs optiques quadratiques, variations des indices sous l'application d'un champ,...). De plus, l'étude de la microstructuration dans LiNbO_3 s'inscrit depuis quelques années, dans un des axes de recherche de l'équipe C2M (Circuits et Composants Microoptiques et Microondes). En effet, l'équipe est dotée d'un microscope électronique à balayage (MEB) qui a déjà permis la réalisation de réseaux périodiques unidimensionnels de dimensions submicrométriques. La modification topographique du matériau est réalisée par bombardement par faisceau d'électrons suivie d'une attaque chimique sélective.

L'objectif du travail engagé est de montrer la faisabilité d'un filtre à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, grâce à la gravure d'une structure à Bande Interdite Photonique dans le niobate de lithium avec guide protonique.

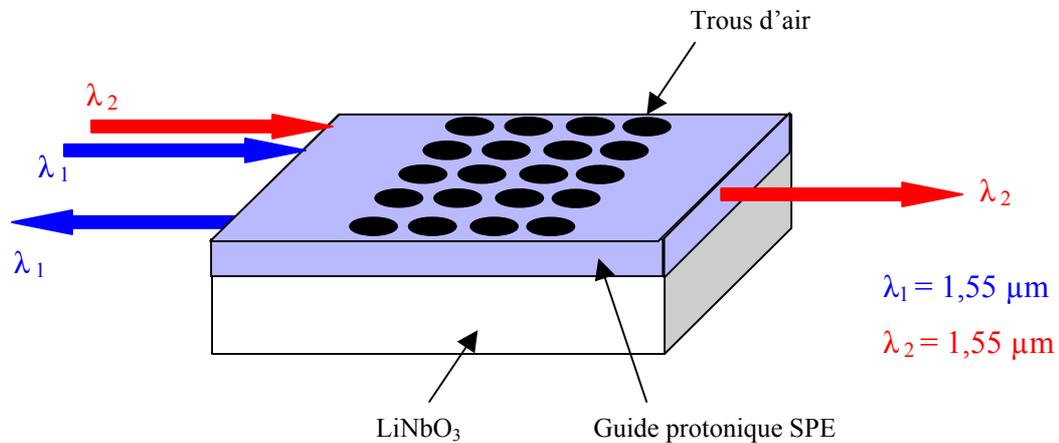


Figure 1- schéma de la structure BIP faisant office de filtre à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

L'analogie entre l'équation de Schrödinger et les équations de Maxwell est exposée dans le premier chapitre afin d'expliquer le phénomène de bandes interdites photoniques créé par la présence de structures périodiques dans un milieu. Afin de mieux appréhender les propriétés des cristaux photoniques 2D sur lesquels nous allons orienter notre étude, le comportement de leur analogue unidimensionnel sera discuté. Différentes applications de ces structures sont brièvement exposées et une étude bibliographique est réalisée afin d'énumérer les différentes techniques et les différents matériaux avec lesquels des cristaux photoniques 2D et 3D ont déjà été fabriqués.

Le deuxième chapitre montre l'intérêt du niobate de lithium pour l'optique tant par ses propriétés physiques que par ses applications déjà mises en œuvre. Différentes techniques d'inversion de polarisation du matériau ainsi que d'autres méthodes de structuration de LiNbO_3 sont énumérées. Le but de notre travail étant de graver des structures périodiques bidimensionnelles, il est nécessaire de réaliser un guide dans le matériau pour confiner la lumière dans la troisième dimension : les propriétés des différents guides existants dans LiNbO_3 sont présentées dans ce même chapitre.

La troisième partie de ce manuscrit est consacrée au dimensionnement et à la réalisation d'un filtre à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Dans un premier temps, des simulations (FDTD) sont réalisées afin de déterminer les dimensions et formes du réseau (période, diamètre des motifs, type de réseau,...). La partie suivante s'oriente sur la réalisation de ces structures grâce au

MEB dont le principe est brièvement exposé. L'influence des différents paramètres d'irradiation est étudiée pour deux configurations expérimentales différentes. Une fois la structure réalisée avec des dimensions correctes, le filtrage de celle – ci est caractérisé en transmission et en réflexion.

- [Joa-95] **J.D. Joannopolous, R.D. Meade, J.N .Winn**
Photonic Crystals, Molding the Flow of light
Princeton, NJ Princeton University Press (1995)
- [Sak-85] **J.J. Sakurai,**
Modern Quantum Mechamics, Reading, Mass. Addison-Wesley (1985)
- [Yab-87] **E. Yablonovitch**
Phys. Rev. Lett., 58, 2059-2062 (1987)
- [Yab-91] **E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M. Leung**
Phys. Rev. Lett., 58, 2295 (1991)

CHAPITRE 1 :

Les cristaux photoniques

La recherche sur les cristaux photoniques (PC) a considérablement évolué au cours de ces dernières années, tant au niveau fondamental qu'appliqué. Ces structures périodiques à fort contraste d'indice influencent radicalement la propagation des photons. Des structures à Bandes Interdites Photoniques (BIP), qui interdisent la propagation des photons dans certaines plages de fréquence, peuvent ainsi être réalisées. Etant données les difficultés technologiques à fabriquer des systèmes tridimensionnels, les BIP 2D sont généralement utilisés. L'adaptation des cristaux photoniques à l'optoélectronique permet d'envisager de nouvelles perspectives telles que la réalisation de composants d'optique intégrée aux dimensions réduites et l'intégration de plusieurs fonctions sur un même substrat composant. Des micro-sources, pour lesquelles la réduction et la modification de densité des états du photon (nombre de modes permis par unité de fréquence) améliorent les performances des sources LED ou laser (faible tension seuil ,...) [Bul-93] peuvent être envisagées. Les applications potentielles des BIP 2D sont très vastes : contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides rectilignes ou à fort rayon de courbure, faces miroir, filtres, microcavités à grand facteur de qualité...

Dans une première partie, nous présenterons brièvement les différents types de cristaux photoniques ainsi que leurs propriétés électromagnétiques. Nous nous attarderons sur les BIP unidimensionnels et bidimensionnels.

Dans une deuxième partie, nous exposerons plus particulièrement quelques exemples d'applications des BIP 2D puisque notre étude s'oriente vers la réalisation de structures périodiques bidimensionnelles.

Enfin, les principales techniques de réalisation de cristaux bidimensionnels et tridimensionnels sur différents matériaux (silicium, semi-conducteurs III-V,...) seront décrites.

1. Etat de l'art

La maîtrise du photon, particule élémentaire de la théorie de l'optique dont les caractéristiques sont régies par les équations de Maxwell, est moins ancienne que celle de l'électron, mais les théories proposées pour expliquer le comportement des ces deux « individus » sont similaires. L'analogie électron / photon découle simplement de la similitude entre les équations de Maxwell qui décrivent les ondes électromagnétiques et l'équation de Schrödinger utilisée pour traiter les fonctions d'onde électroniques. L'équation d'une onde électromagnétique harmonique dans un milieu diélectrique sans perte (1.1) est formellement analogue à l'équation de la fonction d'onde d'un électron de masse m dans un potentiel V (1.2).

$$\nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (1.1)$$

$$\nabla^2 \psi(\mathbf{r}) = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\mathbf{r})) \psi(\mathbf{r}) \quad (1.2)$$

Une comparaison entre les deux équations montre bien que la permittivité diélectrique relative $\epsilon_r(\mathbf{r})$ joue dans l'équation 1.1, un rôle analogue au potentiel V dans l'équation 1.2. On peut raisonnablement penser qu'une variation périodique de $\epsilon_r(\mathbf{r})$ pourra conduire à l'apparition de bandes d'énergie interdites pour les photons, autrement dit, des domaines de longueurs d'onde pour lesquelles la lumière ne pourra pas se propager dans le matériau. Toute classe d'objets possédant la propriété commune d'une variation périodique de sa constante diélectrique dans une ou plusieurs directions de l'espace, est appelée « cristal photonique ». Par extension, on appellera ces structures diélectriques des « bandes interdites photoniques » (BIP) ou « photonic band gap » (PBG), du fait de leur possibilité d'interdire ou d'autoriser la propagation des ondes. Les dimensions des cristaux photoniques, qui dépendent de la longueur d'onde incidente, sont la seule entrave pratique à l'aboutissement du concept aux longueurs d'ondes visible et proche infrarouge. Les chercheurs ont donc tout d'abord développé ces structures pour travailler à des fréquences plus basses pour des applications microondes [Mal-97, Rad-98] ou dans le domaine des antennes [Poi-97, Sig-97, Smi-99].

1.1. Périodicité et bandes

Les équations de Maxwell décrivent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu de constante diélectrique $\epsilon(\mathbf{r})$ sans source de courant ni de champ magnétique.

$$\vec{\nabla} \cdot \epsilon(\vec{r}) \vec{E} = 0$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\epsilon(\vec{r})}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{0}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \vec{0}$$

En cherchant les champs solution sous forme d'ondes planes $\vec{H}(\vec{r}, t) = e^{i\omega t} \vec{H}(\vec{r})$ et $\vec{E}(\vec{r}, t) = e^{i\omega t} \vec{E}(\vec{r})$, on peut éliminer l'un des deux champs et obtenir une équation aux valeurs propres pour l'autre :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} \quad (1.3)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (1.4)$$

L'analogie avec la physique du solide permet de réutiliser tous les outils de la cristallographie liés à la périodicité du réseau. On peut montrer que l'opérateur correspondant à l'équation (1.3) est hermitien et commute avec les opérateurs de translation du réseau cristallin. Les solutions sont de la forme :

$$\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (1.3)$$

où la fonction $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ a la périodicité du réseau, c'est-à-dire que l'on a $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{T}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$, pour tout vecteur $\vec{T} = n \cdot \vec{d}_1 + m \cdot \vec{d}_2$ du réseau cristallin [Joa-95], n et m étant des entiers naturels, et \vec{d}_1 et \vec{d}_2 les vecteurs de base du réseau direct. Le résultat (1.4) est une forme du théorème de Bloch qui établit que les fonctions propres de l'équation d'onde pour un potentiel périodique sont le produit d'une onde plane $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ par une fonction $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ qui a la périodicité du réseau cristallin. L'indice k signale que la fonction $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ dépend du vecteur d'onde \vec{k} . Les solutions de l'équation (1.3) sont des fonctions périodiques appelées fonctions de Bloch. Les ondes de Bloch sont à la base de la théorie des bandes d'énergie. Elles expliquent les sauts d'énergie (gap) entre les différentes bandes. A priori, l'équation (1.3) serait à résoudre pour toutes les directions possibles. Comme en Physique du Solide [Kit-58], on montre que moyennant certaines symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs k situés sur une zone restreinte, appelée première zone de Brillouin (voir annexe 1). Un système d'équations aux valeurs propres est donc à résoudre, où ω est valeur propre et $\vec{H}_{\vec{k}}$ vecteur propre associé. L'ensemble des solutions discrètes de ω donne la structure de bande $\omega_n(\vec{k})$ du cristal photonique, où l'entier n désigne le numéro de bande.

En général, quand les vecteurs d'onde \vec{k} parcourent la zone de Brillouin, les bandes $\omega_n(\vec{k})$ recouvrent le spectre entier d'énergie. Toutefois, dans certaines configurations, il existe des intervalles d'énergie où aucune bande $\omega_n(\vec{k})$ n'est disponible : ce sont les bandes interdites aux photons (figure 1.1). Le diagramme de bandes synthétise l'ensemble des diagrammes de dispersion $\omega_n(\vec{k})$ du cristal photonique.

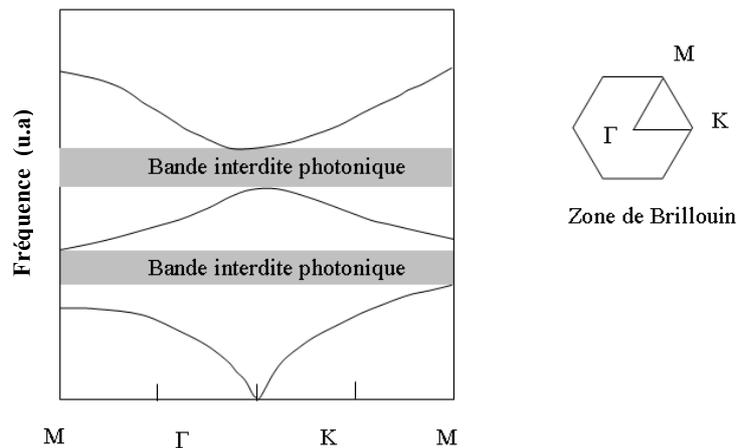


Figure 1.1. Représentation d'un diagramme de bandes pour un réseau bidimensionnel périodique triangulaire. Il décrit les fréquences normalisées autorisées en fonction du contour de la zone de Brillouin

2. Les cristaux photoniques

2.1. Propriétés des cristaux photoniques unidimensionnels

Ces structures sont couramment utilisées sous le nom de réseau de Bragg (figure 1.2). Ils sont généralement réalisés par un empilement de couches d'indices diélectriques différents et d'épaisseur $\lambda/4$, λ étant la longueur d'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes électromagnétiques en incidence normale.

Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres de longueur d'onde sélectifs, multiplexeurs, compensation de la dispersion, lasers spéciaux à bande étroite...

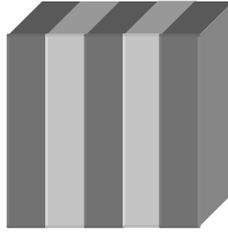


Figure 1.2. Structure unidimensionnelle

2.1.1. Généralités sur les réseaux de Bragg

Les réseaux de Bragg sont des successions de couches d'indices de réfraction différents, empilées, de manière périodique. Le comportement du réflecteur de Bragg est expliqué à partir de processus d'interférences multiples. Comme le montre la figure 1.3, une onde qui se propage dans la succession de couches, subit une réflexion à chaque interface. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase Π si l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice. Elle s'effectue sans changement de phase dans le cas contraire. Lorsque l'épaisseur optique totale des alternances est de $\lambda/2$, l'onde réfléchi par l'interface (1) est en phase avec celles réfléchies par les interfaces (3), (5), (7)... Par suite de ces interférences constructives, on finit ainsi par aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut se propager et que l'on est en présence d'une bande interdite photonique. Dans le cas particulier où les deux couches de chaque alternance ont même épaisseur optique $\lambda/4$, on observe que les ondes réfléchies par toutes les interfaces (1), (2), (3) (4)... sont en phase.

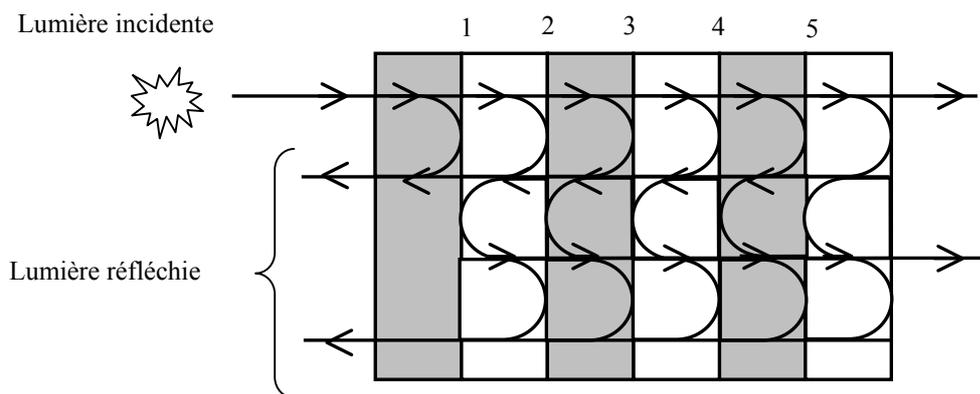


Figure 1.3. Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptr

2.1.2. Influence de l'incidence du faisceau

Ces réseaux seront associés à un guide optique afin de limiter l'influence de l'angle d'incidence.

A incidence normale, aucune onde de Bloch à ω_0 (centre de la bande interdite) ne se propage dans la structure. Cependant, un faisceau ayant un angle d'incidence φ possède un chemin optique plus grand entre chaque interface. L'onde voit une période de $a \cos\varphi$ au lieu de a (figure 1.4). La résonance aura donc lieu à une longueur d'onde plus petite et la position spectrale de la bande interdite sera fonction de cet angle.

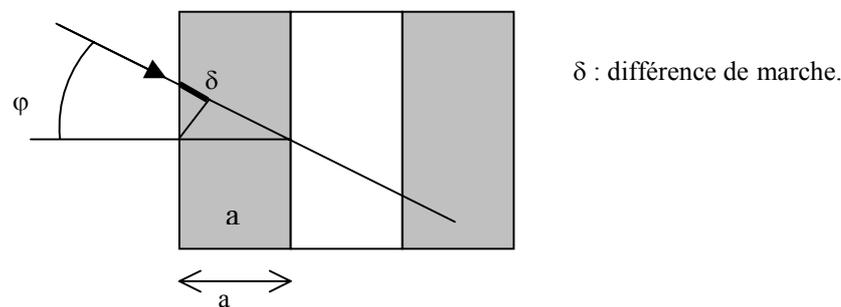


Figure 1.4. Influence de l'incidence du faisceau

L'ouverture de la bande interdite se décentre donc à une énergie $\omega(\varphi) \neq \omega_0$ [Joa-95, Mar-94]. Tant que l'incidence est faible, $\omega(\varphi)$ est proche de ω_0 et $\omega(\varphi)$ est encore compris dans la largeur de la bande interdite. Cependant, lorsque l'angle d'incidence augmente au-delà d'un certain angle critique φ_{BIP} , la différence d'énergie $\Delta\omega$ est supérieure à la largeur de la bande interdite donc les ondes de Bloch à ω_0 peuvent à nouveau se propager à travers la structure [Bor-80]. Le cône d'angle au sommet de φ_{BIP} est l'ouverture angulaire de la bande interdite unidimensionnelle : à l'intérieur de ce cône, aucune onde de Bloch ne peut se propager à ω_0 (figure 1.5).

Cette analyse est simplifiée et ne prend pas en compte la polarisation de l'onde mais le principe reste valable.

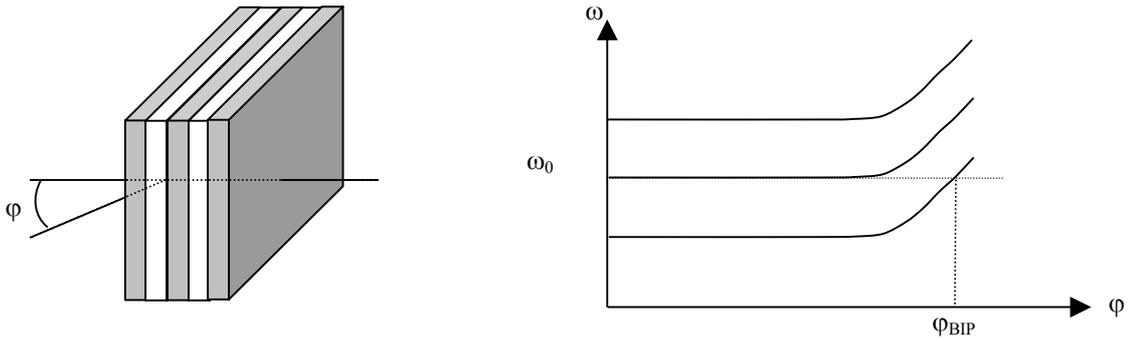


Figure 1.5. (a) Propagation à incidence oblique φ à travers une structure 1D
 (b) Evolution de la bande interdite en fonction de l'angle φ d'incidence.

2.1.3. Energie électromagnétique [Joa-95]

La largeur et la fréquence centrale de la bande interdite photonique (gap) d'un réseau périodique unidimensionnel dépendent de l'indice des 2 milieux qui le composent. L'origine physique du gap peut être expliquée par le profil des modes du champ électrique pour les états au-dessous (bande 1) et au-dessus (bande 2) du gap. Le gap entre les deux bandes commence au seuil de la zone de Brillouin, à $k = \frac{\pi}{a}$.

✓ La largeur du gap dépend du contraste d'indice des deux milieux : lorsque ce contraste est faible, la largeur du gap est faible (figure 1.6 a) et lorsqu'il est élevé, elle augmente considérablement (figure 1.6 b).

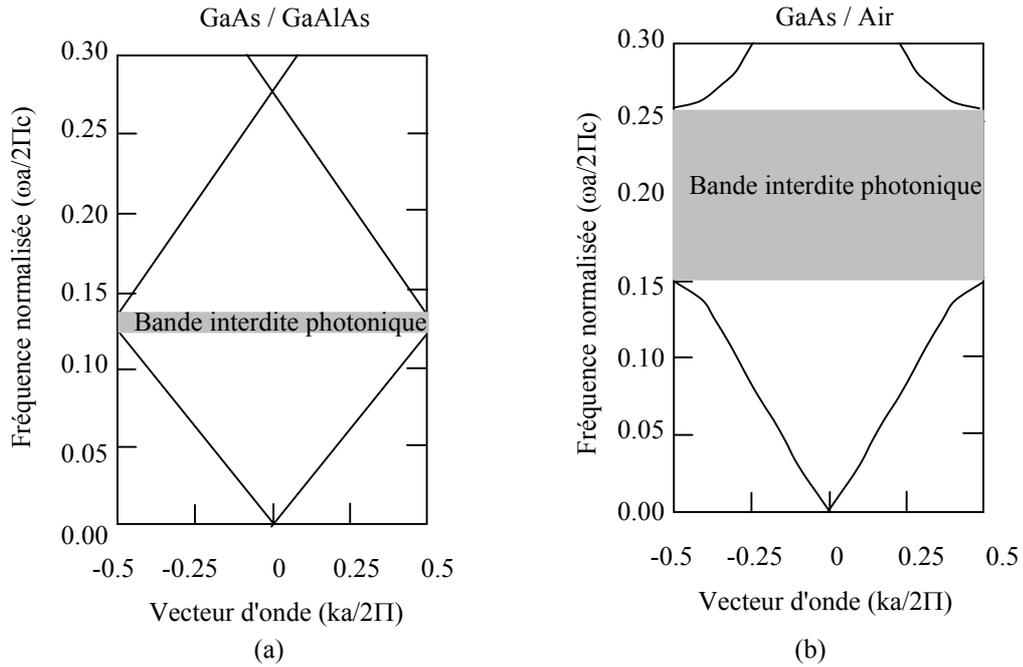
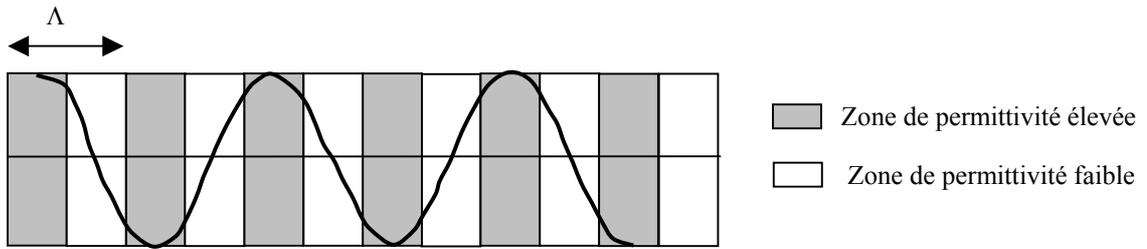


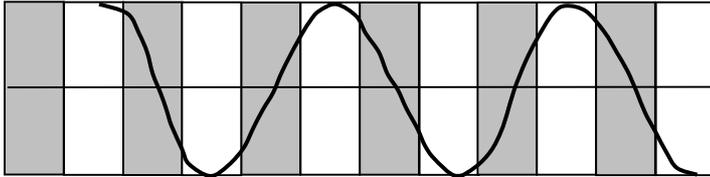
Figure 1.6. Structures de bandes photoniques pour des réseaux de Bragg de pas a avec a) des couches de permittivité $\epsilon = 13$ et 12 et b) de permittivité $\epsilon = 13$ et 1

✓ La fréquence centrale du gap dépend de la localisation de l'onde dans le réseau. En effet, il y a deux localisations possibles d'une onde stationnaire dans un réseau unidimensionnel : le champ électrique a son maximum d'énergie soit dans les zones de permittivité élevée, soit dans les zones de permittivité faible (figure 1.7 a et 1.7 b). Toute autre position violerait la symétrie de la structure [Joa-95].

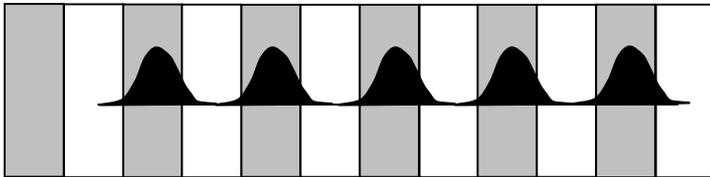
Les modes ayant une fréquence basse (respectivement élevée) concentrent leur énergie dans les régions de permittivité élevée (respectivement faible). Si le champ électrique a son maximum d'amplitude dans les zones de permittivité élevée (respectivement faible), les modes concentrent leur énergie dans la bande 1 (respectivement bande 2), donc la fréquence centrale du gap augmente (respectivement diminue) (figure 1.8).



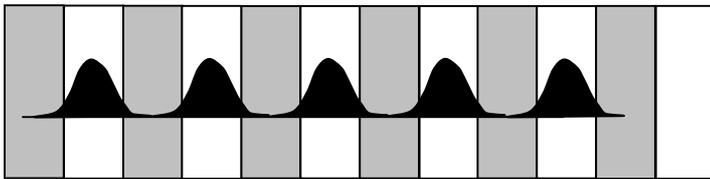
a) Champ électrique pour un mode situé dans bande 1



b) Champ électrique pour un mode situé dans la bande 2



c) Energie locale du champ électrique dans la bande 1



d) Energie du champ électrique dans la bande 2

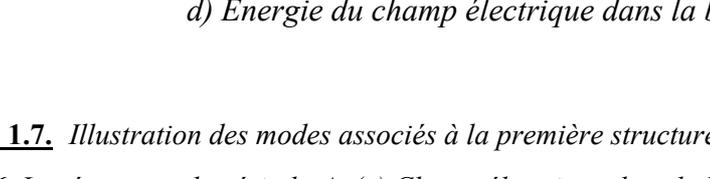


Figure 1.7. Illustration des modes associés à la première structure de bande photonique de la figure 1.6. Le réseau est de période Λ . (a) Champ électrique dans la bande 1, le maximum d'amplitude dans les zones de permittivité élevée; (b) Champ électrique dans la bande 2 : le maximum d'amplitude dans les zones de permittivité faible; (c) Energie locale de la bande 1, concentrée dans les zones de permittivité élevée; (d) Energie locale de la bande 2, concentrée dans les zones de permittivité faible

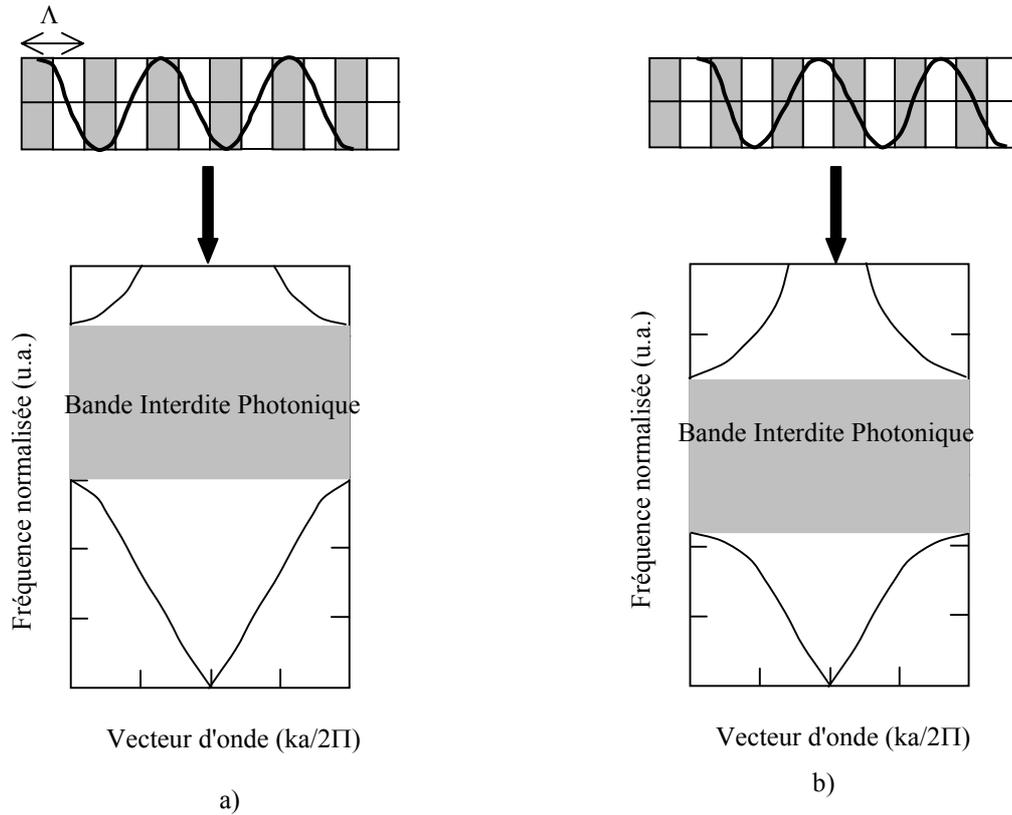


Figure 1.8. Représentation schématique du décalage de la fréquence centrale en fonction de la localisation du champ électrique dans le réseau. a) le champ électrique a son maximum d'amplitude dans les zones de permittivité élevée. b) le champ électrique a son maximum d'amplitude dans les zones de permittivité faible

2.1.4. Défauts dans une structure périodique unidimensionnelle

Le fait d'introduire un défaut ou de rompre la périodicité d'une structure permet, par exemple, d'autoriser la propagation d'une onde de fréquence ω_0 comprise dans la bande interdite photonique. Des filtres très sélectifs peuvent être ainsi réalisés. Une simple couche plus épaisse que les autres dans la structure, peut constituer ce défaut (figure 1.9).

Pour étudier l'influence d'un défaut, on se restreint à l'axe de propagation et on considère un mode dont la fréquence ω appartient à la bande photonique interdite. Il n'y a pas de modes propagatifs à la fréquence ω dans le réseau périodique même si un défaut est introduit dans la structure. La rupture de périodicité nous empêche de décrire les modes du système avec le vecteur d'onde k , mais il est possible de déterminer si une certaine fréquence peut supporter des états propagatifs dans le reste du cristal. Dans ce cas, on peut diviser en espaces de fréquence les régions dans lesquelles les états sont propagatifs ou évanescents, ce qui est illustré figure 1.10.

Les défauts permettent à des modes localisés d'exister, avec des fréquences incluses dans la bande interdite photonique.

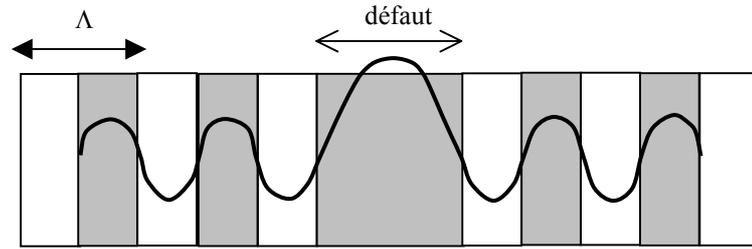


Figure 1.9. Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut.

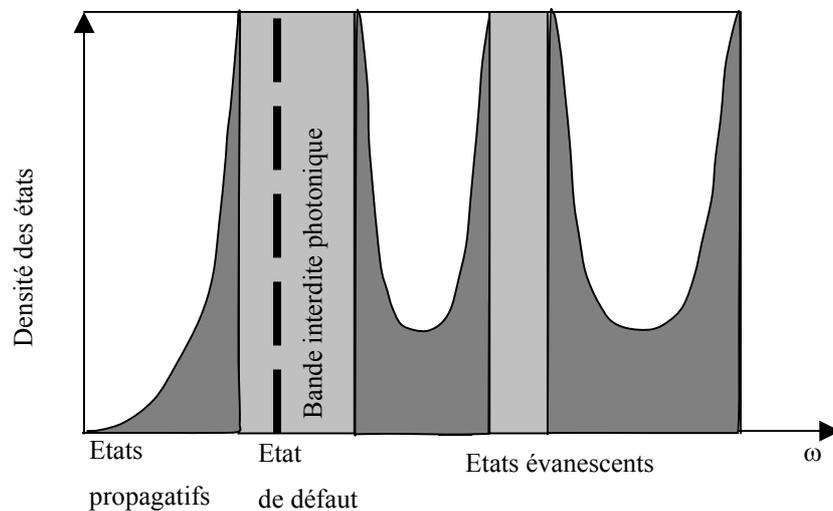


Figure 1.10. Division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents. Dans ce schéma, la densité d'états (nombre de modes permis par unité de fréquence) est nulle dans les bandes interdites du cristal (zone gris clair). Les modes ne peuvent exister dans ces régions que s'ils sont évanescents, et si la périodicité est rompue par un défaut (trait pointillé)

2.2. Propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels

Les matériaux à Bande Interdite Photonique unidimensionnelle (BIP 1D) ou encore réseau de Bragg, ne contrôlent les radiations lumineuses que dans une certaine ouverture angulaire autour de la normale. Pour permettre le contrôle de la propagation des ondes électromagnétiques avec des angles d'incidences variables, on utilise des matériaux à BIP 2D (fig.1.12) voire à BIP 3D. Notre choix s'oriente vers des BIP bidimensionnelles qui ne sont pas aussi performantes que leur analogue tridimensionnelle mais qui sont plus faciles à réaliser. Ces cristaux photoniques 2D permettent le contrôle de radiations lumineuses dont la propagation est confinée dans un guide, ce qui est le cas en optique intégrée.

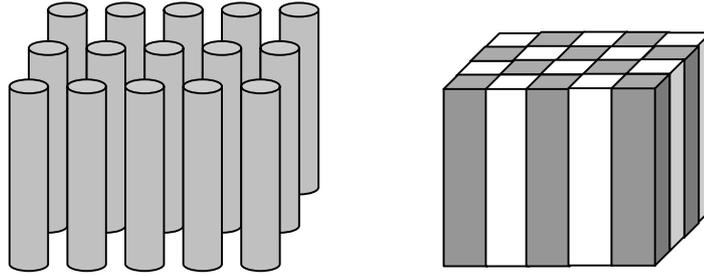


Figure 1.11. Structures bidimensionnelles

Comme les réseaux de Bragg, les BIP 2D exploitent l'aspect ondulatoire et l'interférence des ondes réfléchies par chaque milieu.

2.2.1. Structure de Bande Photonique

Généralement, la densité d'états d'une structure à bande interdite photonique est représentée sous forme de structure de bandes qui illustre les modes permis en fonction des points de symétrie de la zone de Brillouin (figure 1.13). Dans le cas de réseaux bidimensionnels, il faut considérer deux directions de propagation au lieu d'une seule pour les unidimensionnels. La polarisation TM (respectivement TE) est définie lorsque le vecteur champ électrique (respectivement champ magnétique) est perpendiculaire aux deux axes de symétries (x et y) du réseau considéré (figure 1.12).

Suivant la polarisation des ondes, les caractéristiques électromagnétiques d'une structure à BIP seront différentes. Il existe donc une bande interdite TE et une bande interdite TM. La bande interdite absolue sera la zone commune aux deux bandes interdites (figure 1.13).

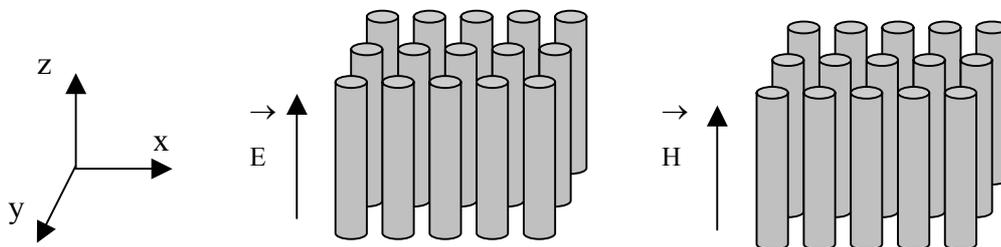
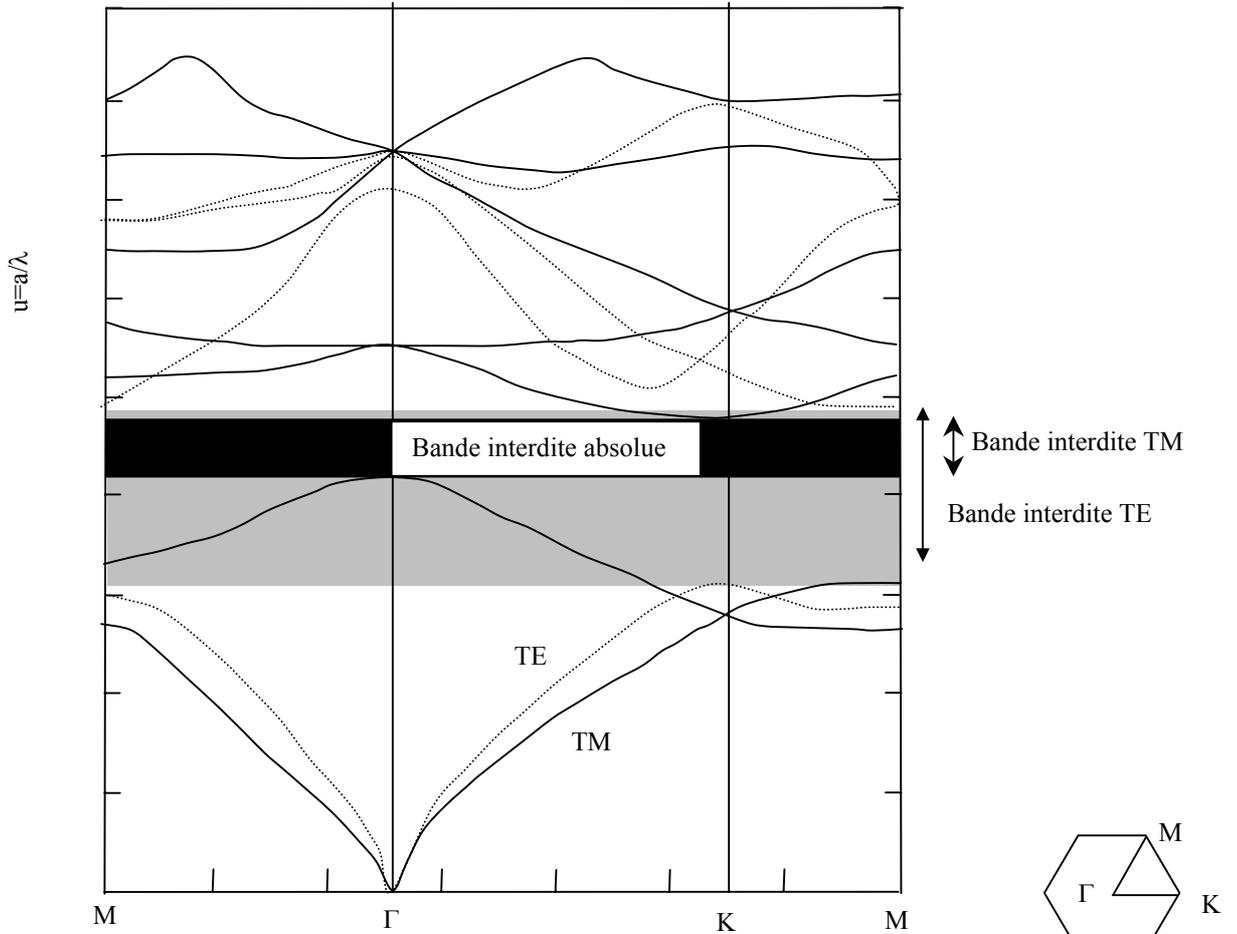


Figure 1.12.

a) polarisation TM

b) polarisation TE



a : pas du réseau

$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ est la longueur d'onde dans le vide de la radiation (avec c : vitesse de la lumière dans le vide)

Γ , M , K : points de symétrie de la zone de Brillouin

Figure 1.13. Exemple de structure de bande calculée pour un réseau triangulaire

2.2.2. Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels

De nombreux théoriciens [Cas-96, Gad-97, Ger-93, Gru-96, Joa-95, Joa-951, Row-99] ont cherché à optimiser les dimensions des structures pour obtenir des bandes interdites totales même si celles-ci possèdent peu d'application. On distingue 3 principales familles de matériaux à BIP bidimensionnelle selon la forme du réseau.

• le réseau carré [Vil-92]

La maille primitive est un carré de côté a . Ce réseau est très sensible à l'angle d'incidence des ondes électromagnétiques. Sa zone de Brillouin est un triangle isocèle rectangle ΓXM .

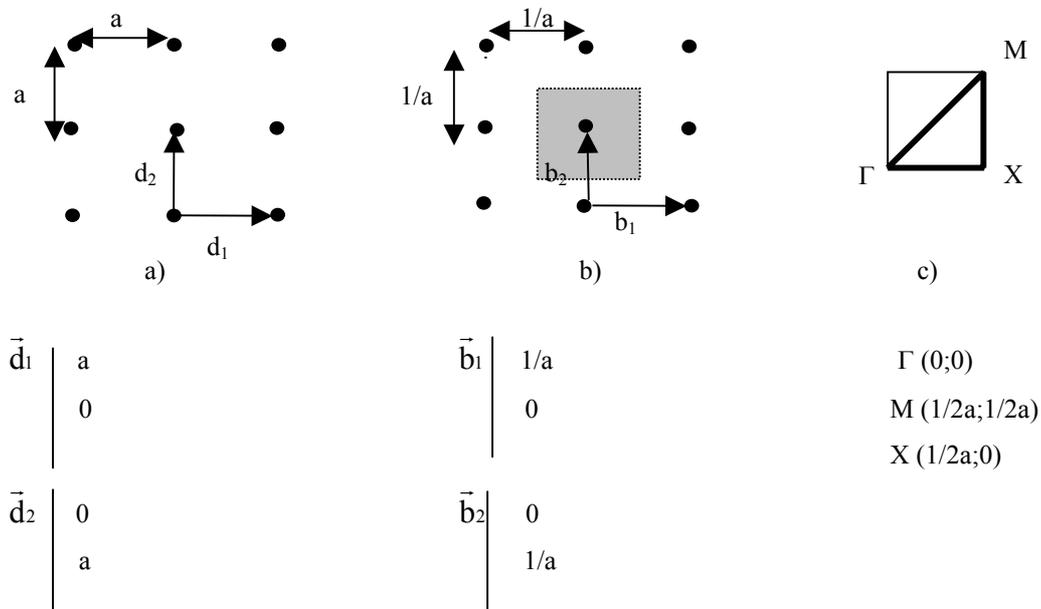


Figure 1.14. Représentation a) d'un réseau carré b) de son réseau réciproque et c) de sa zone de Brillouin

Pour un réseau de tiges dans l'air, les bandes interdites TM sont nettement plus larges que celles obtenues en polarisation TE qui sont très étroites, voire inexistantes : les bandes interdites totales (si elles existent) sont donc très étroites. Les bandes TM se situent en général à plus basses énergies que les bandes TE. En réalité, toutes ces différences s'expliquent par le fait que les motifs sont « déconnectés » les uns des autres. En effet, pour la polarisation TM, le champ électrique est parallèle aux axes des cylindres et se conserve à la traversée du motif. On peut, dans ce cas, obtenir une forte localisation du vecteur déplacement $\vec{D}=\epsilon\vec{E}$, au sein des cylindres et l'énergie du mode fondamental est minimisée. En revanche, le premier mode excité se trouve principalement localisé à l'extérieur des cylindres, son énergie est nettement plus élevée et la bande interdite qui le sépare du fondamental est donc de grande largeur. En polarisation TE, le champ électrique se trouve dans le plan de propagation, perpendiculaire aux tiges. La continuité des lignes de champ oblige le vecteur \vec{D} à passer hors du motif, puisque les cylindres ne sont pas connectés. Cela est vrai aussi bien pour le mode fondamental que pour le premier mode excité. Les deux modes, en étant localisés au moins partiellement

dans l'air, ont donc des énergies plus importantes que les modes TM de même ordre. Leur différence d'énergie est donc, la largeur de la bande interdite, sont plus petites. Si les parties de haute permittivité diélectrique sont connectées entre elles (cas d'un réseau de trous d'air dans un matériau), la situation est opposée. Ce réseau présente des bandes interdites plus large en polarisation TE qu'en polarisation TM. Une bande interdite totale est, dans cette configuration aussi, peu large, voire inexistante [Lou-03].

La structure que l'on souhaite réaliser est un réseau de trous d'air dans LiNbO_3 avec un guide d'onde TM : la maille carrée ne convient donc pas. Une solution pour atteindre ce but se trouve dans un compromis qu'offre le réseau triangulaire.

• le réseau triangulaire

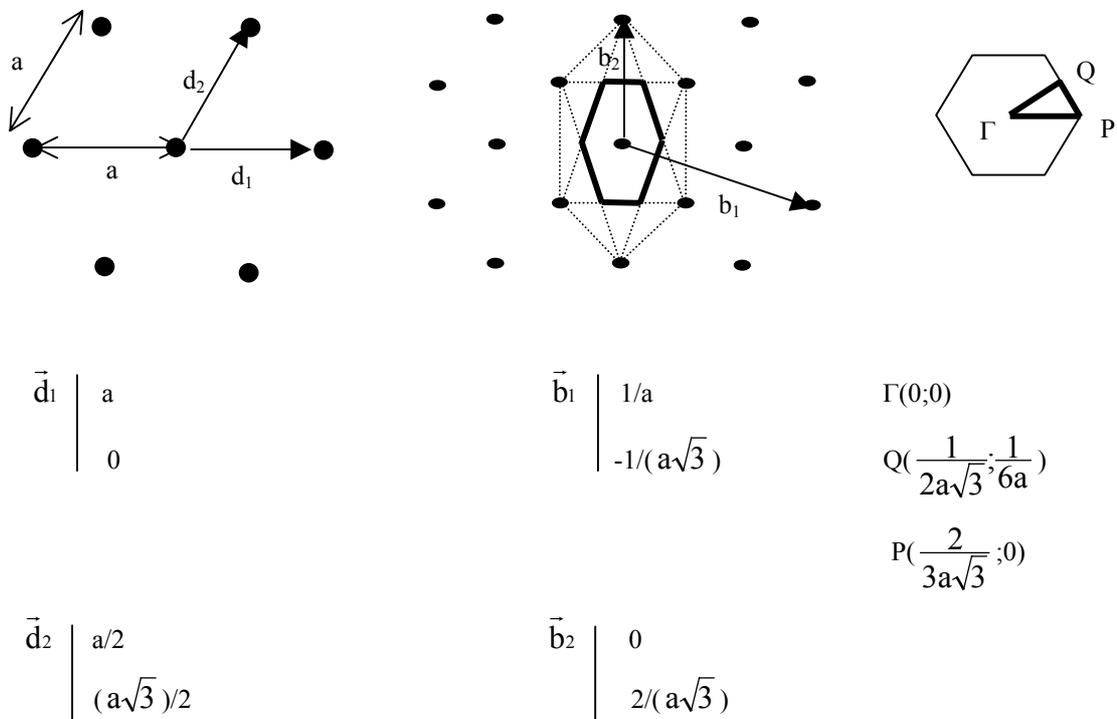


Figure 1.15. Représentation a) d'un réseau triangulaire b) de son réseau réciproque c) et de sa zone de Brillouin

La maille primitive est un triangle équilatéral de côté a . La zone de Brillouin est un hexagone. De par sa géométrie, la structure connectée de trous (c'est à dire que les trous sont proches les uns des autres) dans le matériau offre un bon compromis lorsque le diamètre des trous est proche de la période du réseau (fort facteur de remplissage). Dans ce cas, les parois deviennent si fines que les zones de haute permittivité diélectrique deviennent déconnectées.

De telles structures sont difficiles à réaliser étant donné que la distance entre les parois de motifs voisins est de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres pour des applications optiques.

• le réseau hexagonal

En ôtant quelques motifs au réseau précédent, un réseau hexagonal peut être obtenu, compromis entre les contraintes technologiques et les propriétés des réseaux triangulaires.

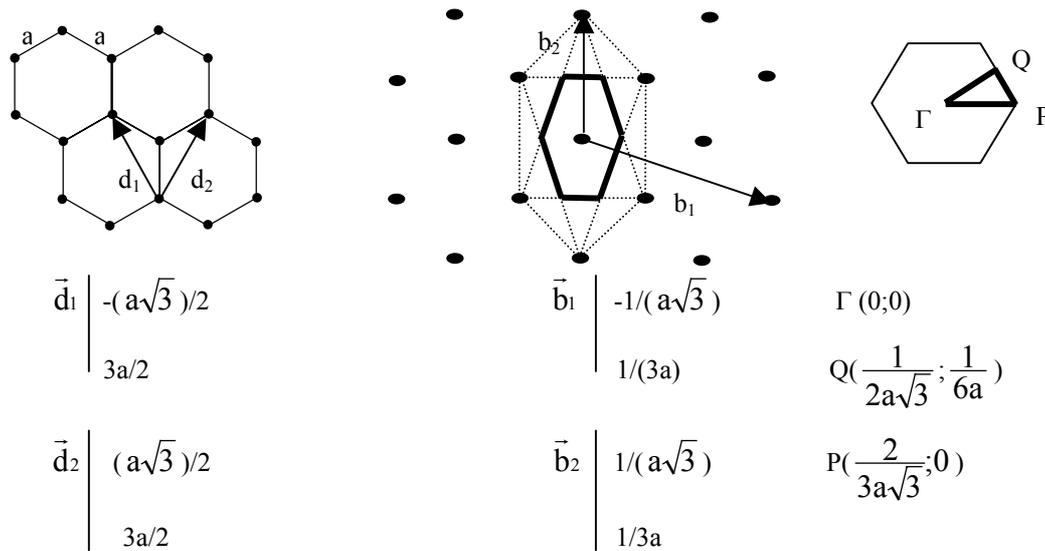


Figure 1.16. Représentation a) d'un réseau hexagonal b) de son réseau réciproque c) et de sa zone de Brillouin

Grâce à ce réseau, il est possible d'interdire la propagation des ondes électromagnétiques avec des largeurs spectrales relatives voisines de 10% [Cas-96].

Comme on l'a vu, pour une polarisation TM, il faut un facteur de remplissage, c'est-à-dire le rapport de l'aire du motif gravé sur l'aire totale de la cellule (figure 1.17), fort pour avoir des largeurs de bandes interdites photoniques importantes. Cependant, si l'on a un guide, on introduit des pertes de lumière. En effet, lorsque le diamètre d des trous est élevé, la lumière diffusée dans les trous peut difficilement être récupérée par le guide. Pour résoudre ce problème, il faut diminuer le diamètre des trous, donc le facteur de remplissage, ce qui augmente la force de guidage (figure 1.18). Des simulations seront présentées dans le chapitre 3 afin de trouver un compromis entre ces deux problèmes.

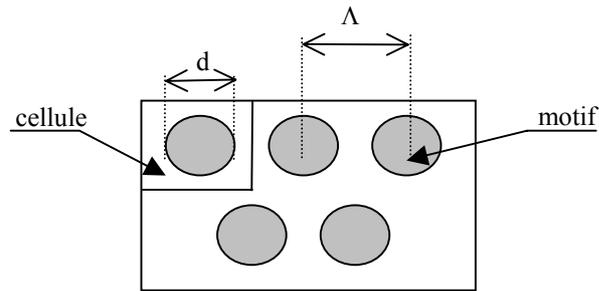


Figure 1.17. Représentation de la cellule et d'un motif d'un matériau gravé. Dans le cas d'un réseau périodique bidimensionnel, la cellule est un carré de côté égal à la période du réseau et centré sur l'axe du motif

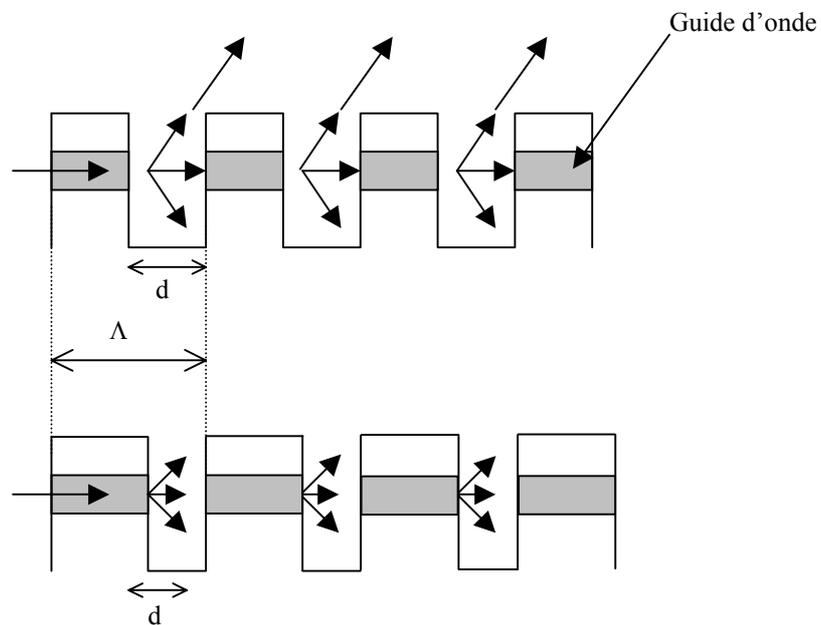


Figure 1.18. Représentation schématique de l'influence de la largeur des trous, sur les pertes de lumière pour un réseau périodique bidimensionnel avec guide (représenté par les parties grisées)

2.2.3. Surface de dispersion [Kos-99]

Les structures BIP 2D peuvent interdire la propagation d'onde à certaines fréquences. Même si ce réseau est utilisé en dehors de sa plage de fréquences interdites, il est possible de modifier considérablement les caractéristiques de la propagation vis à vis du matériau impliqué. Afin d'appréhender le comportement d'une onde incidente à une fréquence donnée, il est nécessaire de tracer la surface de dispersion du réseau à cette fréquence.

Les contours équi-fréquence (courbes isofréquences) sont obtenus en calculant la structure de bande dans différentes directions du plan (figure 1.19). Comme la structure de bande détermine la relation de dispersion, les contours d'équi-fréquence sont appelés surface de dispersion (figure 1.20).

Les surfaces correspondent aux ellipsoïdes des indices où la longueur entre la surface de dispersion et le point Γ correspond à l'indice de réfraction, à une fréquence donnée.

Dans les cristaux photoniques, les surfaces de dispersion ont généralement une forme « d'étoile » qui permet d'obtenir des directions de propagations différentes pour un même vecteur d'onde incident (figure 1.20) par rapport aux directions de propagation obtenus dans un cristal massif.

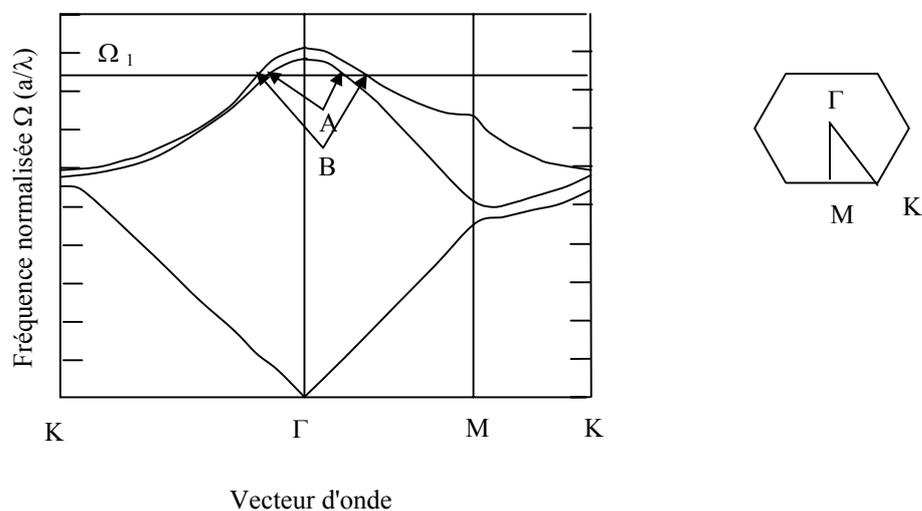


Figure 1.19. Exemple d'une structure de bande photonique d'un réseau 2D triangulaire, pour les modes TE.

La méthode pour déterminer la direction de propagation de ces surfaces de dispersion est illustrée dans la figure 1.20. Les vecteurs d'onde de propagation sont obtenus par la conservation des moments, qui est la condition de continuité des composantes tangentielles entre le vecteur d'onde incident k_i et le vecteur d'onde de propagation k_p . Les directions de propagations sont calculées en prenant la normale à la surface de dispersion à l'extrémité du vecteur d'onde de propagation.

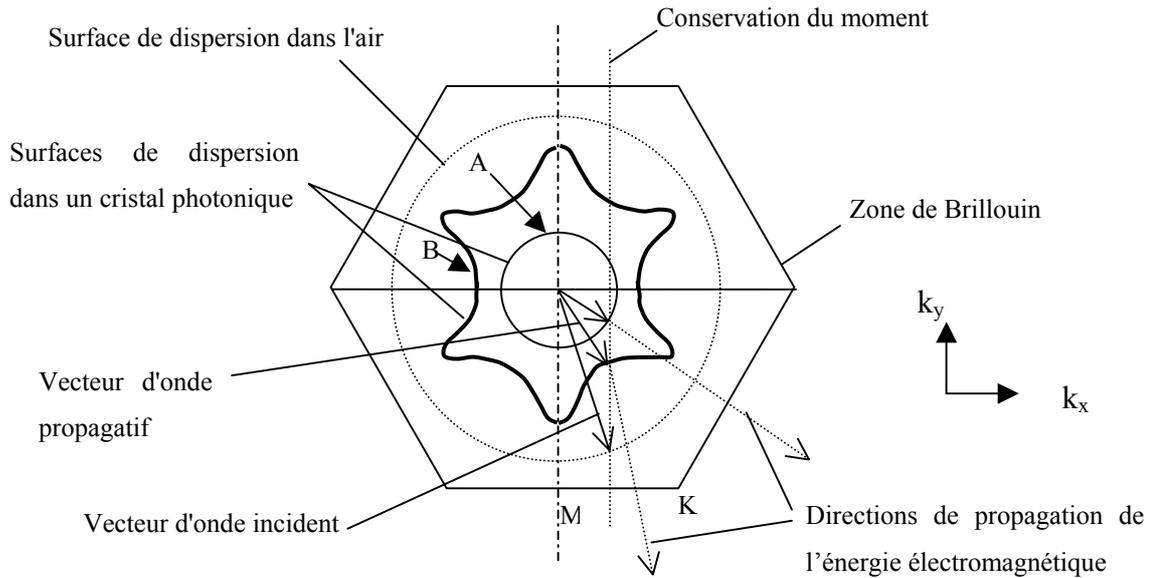


Figure 1.20. Surfaces de dispersion à la fréquence Ω_i pour les modes TE. Le vecteur normal à la surface de dispersion, ayant pour origine l'extrémité du vecteur d'onde de propagation donne la direction de propagation de l'onde

2.3. Cristaux photoniques tridimensionnels

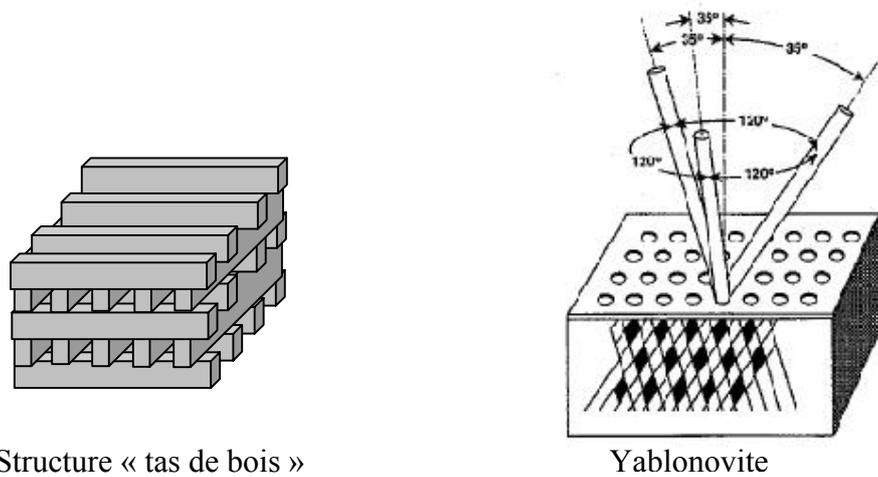


Figure 1.21. Structure 3D

Seuls les cristaux photoniques tridimensionnels permettent l'obtention d'une bande interdite omnidirectionnelle avec la suppression totale des états radiatifs dans la plage de longueur d'onde correspondante. Différents effets sont attendus tels que l'inhibition complète de l'émission spontanée, la localisation de la lumière sur des défauts de type microcavités, le guidage de la lumière en trois dimensions...

Il en existe deux principaux types : les structures « tas de bois » [Che-97, Che-98] et les yablonovites [Yab-91] (figure 1.21). La réalisation de telles structures est maîtrisée pour des applications dans le domaine des micro-ondes [Yab-91], mais est plus difficile à réaliser à des échelles submicroniques.

3. Applications

Comme nous l'avons vu précédemment, les applications potentielles des BIP 2D sont nombreuses : contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides d'ondes rectilignes, à fort rayon de courbure, faces miroir, filtres, microcavités à grand facteur de qualité, effet de superprisme, diffraction [Lab-97]... Nous allons donc exposer brièvement quelques exemples d'utilisation de cristaux photoniques bidimensionnels.

3.1. Cavité résonante [Nod-00]

La présence de défauts dans un cristal permet l'existence de modes localisés dans une bande de fréquence très étroite, comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 1.2.1. Par exemple, si un défaut est introduit dans un réseau triangulaire de trous et si l'on excite un mode avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du réseau, la lumière ne pourra pas "s'échapper" (figure 1.22). Elle sera piégée par les murs parfaits de réflexion. Bien sûr, la structure ne confiner la lumière que dans le plan de périodicité. Pour l'empêcher de fuir dans la troisième direction, on pourra placer la structure entre deux plans métalliques.

Un défaut dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite. Une simple modification d'une des propriétés du matériau (par application d'un champ électrique par exemple) permettra de « libérer » la lumière.

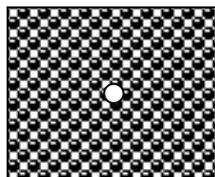


Figure 1.22. *Cavité résonante*

3.2. Guides d'ondes [Mea-94, Mek-98]

On peut utiliser des défauts pour piéger la lumière dans des cristaux photoniques mais on peut également guider la lumière. Des défauts sont alignés dans un cristal photonique (figure 1.23 a). La lumière qui se propage dans le "couloir " de défauts, avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal est confinée et peut être acheminée le long de ce couloir de défauts. On pourra ainsi insérer des courbures dans le guide d'ondes sans introduire des pertes importantes (figure 1.23 b).

Le principe de guidage dans un cristal photonique peut s'expliquer par analogie avec le guidage usuel (guidage réfractif) qui est une réflexion totale interne sur un dioptré entre un milieu de haut indice (H) et un milieu de plus faible indice (L), illustrée figure 1.24.

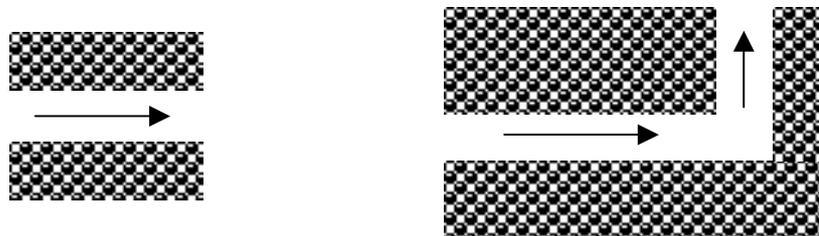


Figure 1.23. a) Guide d'onde

b) Guide d'onde à courbures extrêmes

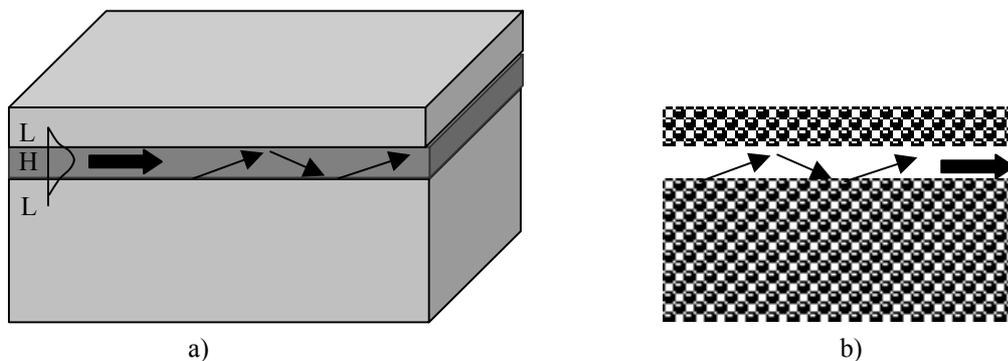


Figure 1.24. a) Guide réfractif : profil du champ et modèles de rayons en zig-zag avec réflexions totales et ondes évanescentes b) guidage par bande interdite photonique

Ces propriétés permettraient par exemple, de réaliser un modulateur électro-optique (interféromètre de type Mach-Zehnder) (figure 1.25). En effet, le fait d'utiliser des guides d'ondes à cristaux photoniques permet de diminuer considérablement le rayon de courbure du guide et ainsi, diminuer la dimension du composant.

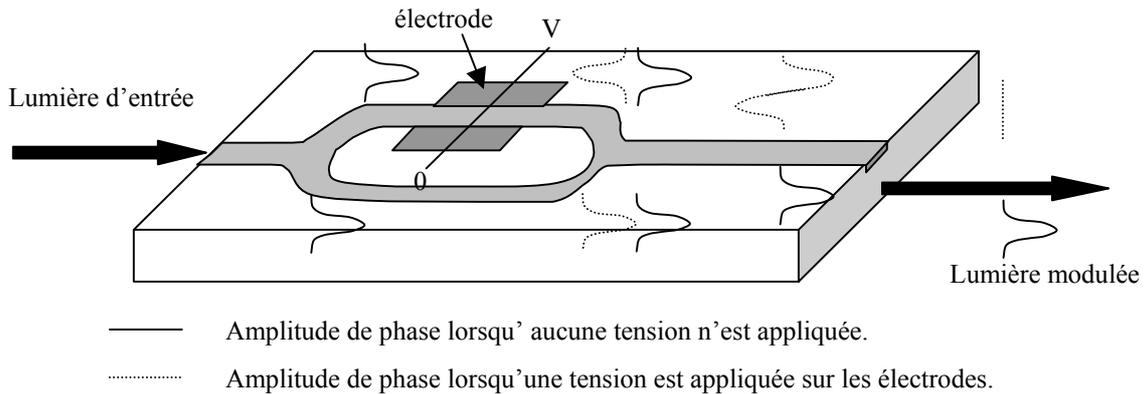


Figure 1.25. Principe d'un interféromètre de type Mach-Zehnder. L'application d'un champ électrique externe (au moyen d'électrodes) sur un matériau électro-optique (ex. LiNbO_3) entraîne la variation de l'indice de réfraction de celui-ci, donc une modulation de phase sur la première branche du Mach-Zehnder, donc une modulation d'amplitude à la sortie de l'interféromètre. Si les deux ondes sont en phase (pas d'application de champ-trait plein), les champs s'ajoutent et on retrouve l'onde initiale. Par contre si elles sont en opposition de phase (application d'un champ externe entraînant un déphasage de $\pi/2$ -trait pointillé), les champs s'annulent

3.3. Phénomène de superprisme

Une lumière polarisée TE ou TM est injectée dans un cristal photonique. Si on fait varier la longueur d'onde (autour d'une longueur proche de la bande interdite photonique), une grande déviation du faisceau due à une forte dispersion chromatique du cristal photonique [Lin-96, Gra-00], est observée. Cette déviation angulaire peut atteindre 50° pour une variation de longueur d'onde de 1% [Kos-99] (figure 1.26). Les conditions ont été choisies de façon à exploiter les surfaces équi-fréquences là où elles sont le plus déformées (branches de l'étoile de la figure 1.20.). En effet, il suffit d'une légère variation de longueur d'onde pour obtenir un changement radical de la direction de la vitesse de groupe.

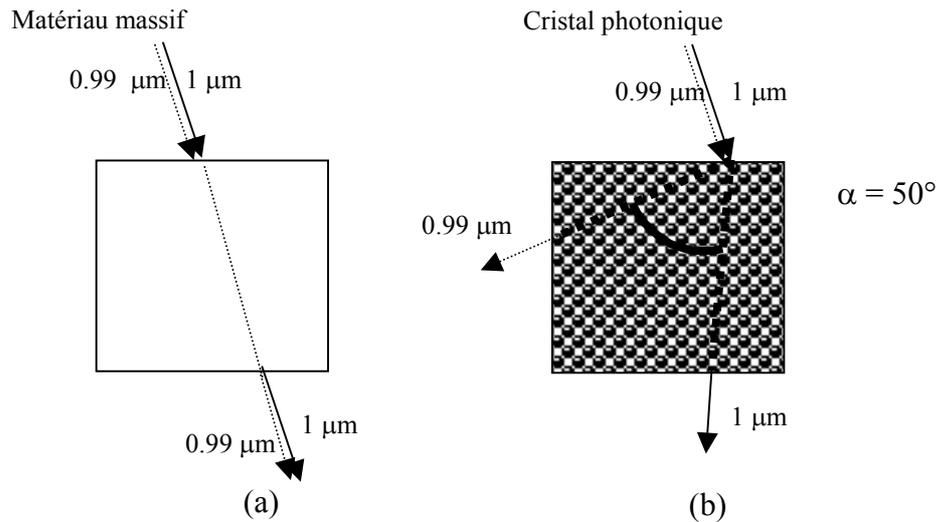


Figure 1.26. Représentation du phénomène de superprisme et de sa sensibilité aux longueurs d'ondes (a) propagation de la lumière dans un cristal conventionnel silicium avec une lumière incidente dont la longueur d'onde varie entre 0.99 et 1 μm . La lumière incidente est polarisée TM et inclinée de 15° par rapport à la normale de la tranche du cristal. (b) trajet de la lumière dans un cristal photonique dans les mêmes conditions. Une importante déviation (50°) est observée pour une variation de longueur d'onde de 1 % [Kos-99]

3.4. Filtre add / drop [Man-99]

Le filtre add/drop est composé de 2 guides d'ondes couplés par un ou deux résonateurs (figure 1.27 a et b).

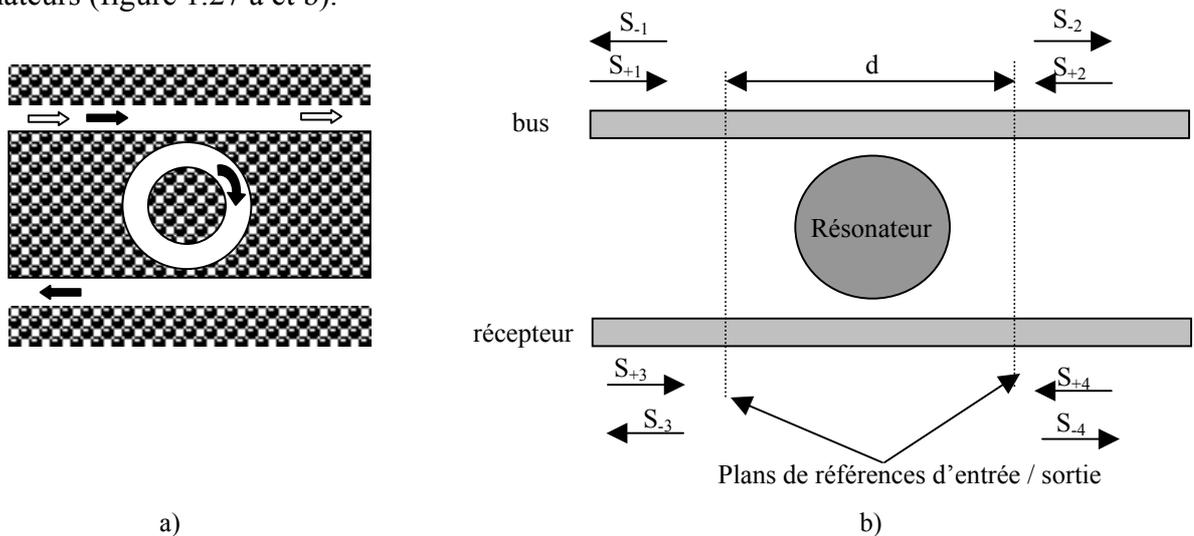


Figure 1.27. a) Représentation d'un filtre add / drop

b) Principe de fonctionnement. Système à 4 accès constitué d'un résonateur en anneaux et de deux guides d'ondes

Les guides d'ondes font office respectivement de bus et de récepteur.

Le résonateur est couplé à ceux-ci à l'aide d'un mode évanescent. En général, les modes du résonateur interagissent avec les modes de propagation des guides au delà d'une longueur finie. La région d'interaction dans chaque guide est la région dans laquelle les champs électromagnétiques des modes du résonateur recouvrent les champs des guides, et est comprise entre les plans de références d'entrée / sortie, définis de chaque côté du résonateur.

4. Les différents matériaux utilisés

De nombreuses structures à bandes interdites unidimensionnelles, bidimensionnelles et même tridimensionnelles ont déjà été réalisées sur différents matériaux tels que le silicium, les semi-conducteurs III-V...

4.1. Cristaux photoniques unidimensionnels et bidimensionnels

4.1.1. Le Silicium

A l'heure actuelle, on ne sait pas quel matériau est le plus adapté aux nanotechnologies pour la réalisation des cristaux photoniques mais parmi les matériaux d'indice de réfraction élevé, le silicium semble être très approprié : en effet, la technologie Si est extrêmement bien contrôlée et compatible avec des applications intégrées CMOS pour l'Electronique.

a) Si de type p

Le silicium microporeux est un matériau très attractif grâce à ses propriétés d'émission de lumière [Via-94, Smi-92]. Des études ont été réalisées sur l'utilisation de couches de silicium poreux pour des microstructures (structures bidimensionnelles) [Ott-96, Gru- 96, Ang-00]. L'utilisation de Si de type p associé à un masque pré-structuré de Si_3N_4 amène à la création d'une nouvelle forme de trous (figure 1.29). Une couche de nitrure est déposée sur un wafer de Silicium par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) standard et structuré par lithographie classique. La gravure des trous est réalisée dans une cellule électrochimique (figure 1.28).

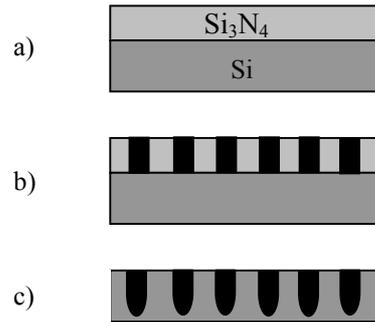


Figure 1.28. a) dépôt de Si_3N_4 par PECVD, b) création du masque par photolithographie, c) gravure des trous dans une cellule électrochimique.

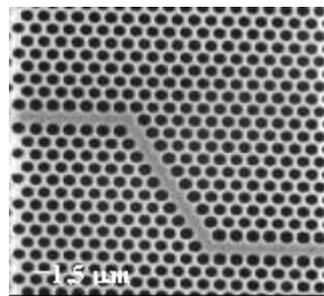


Figure 1.29. Cristal photonique bidimensionnel sur silicium.

http://tf.uni-kiel.de/matwis/amat/main/publications_en.html

b) Silicium macroporeux

Les cristaux photoniques sur Si macroporeux sont réalisés par gravure électrochimique d'un substrat gravé à la surface [Gal-02, Gru-96] : des réseaux triangulaires ou carrés sont gravés par photolithographie ou lithographie holographique et les trous initiaux sont transférés dans le substrat par traitement KOH chauffé. Les gravures électrochimiques successives dans une solution HF permettent d'obtenir des trous plus profonds (quelques microns) tout en maintenant leur largeur (figure 1.30).

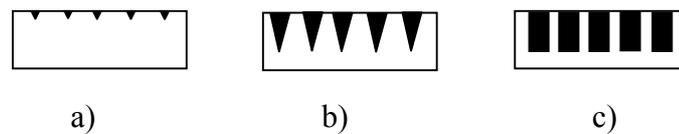


Figure 1.30. a) lithographie holographique, b) traitement KOH, c) gravure électrochimique

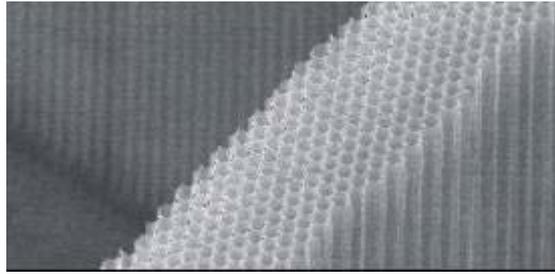


Figure 1.31. Réseau bidimensionnel sur silicium macroporeux.

<http://physics.utoronto.ca>

c) Si/SiO₂

La technique LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition) permet de réaliser des cristaux photoniques unidimensionnels [Pat-02, Puc-02]. Cette procédure nécessite trois étapes :

- lors de la première étape, du poly-Si est déposé sur un wafer de SiO₂ sous une faible pression de SiH₄,
- la couche de poly-Si subit une oxydation humide (H₂, O₂). Ce procédé mène à une croissance de SiO₂,
- l'épaisseur de la couche est alors augmentée par un dépôt de SiO₂.

Ces trois étapes sont répétées m fois afin de réaliser une structure multicouche (Si/SiO₂) _{m} .

4.1.2. Les semi-conducteurs III-V

La réalisation de cristaux photoniques sur semi-conducteur est bien maîtrisée actuellement. Parmi les semi-conducteurs III-V utilisés, InP, GaAs, GaN sont les plus répandus. La littérature montre de nombreuses méthodes de fabrication de réseaux périodiques sur semi-conducteurs (lithographie X [Cer-96], RIE (Reactive Ion Etching) [Pla-90], MBE (Molecular Beam Epitaxy) [Lin-99] pour les structures bidimensionnelles et MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) [Pol-98], HVPE (Hybride Vapor Phase Epitaxy) [Gil-01] pour les structures unidimensionnelles ...). La technique la plus utilisée pour traiter l'InP ainsi que le GaN est le MOCVD. Celle qui concerne le traitement de GaAs est la RIE ou la MBE.

✓ Exemple de cristaux photonique bidimensionnel sur base GaN par lithographie à faisceau d'électrons et par gravure sèche [Del-98].

Par cette méthode, plusieurs étapes de masquage sont nécessaires. Pour cela, un masque de PMMA est déposé sur une couche de Ti : les motifs sont gravés sur cette couche de titane dans un plasma SiCl_4 . Ce nouveau masque titane est alors utilisé pour graver une couche de SiN_x dans un plasma CHF_3 . Enfin, la gravure de GaN est réalisée dans un plasma CH_4/H_2 .

4.2. Cristaux photoniques 3D

Les cristaux photoniques tridimensionnels permettent le contrôle total de l'émission spontanée de la lumière. De plus, une intégration optoélectronique et des interconnexions optiques plus aisées est possible. De nombreuses méthodes telles que la lithographie holographique [Cam-00], l'autoclonage [Li-00], la fusion de substrat [Ima-98] sont utilisées pour réaliser les PC 3D.

4.2.1. Auto-assemblage (autoclonage)

La fabrication de cristaux photoniques tridimensionnels dans le domaine optique demeure très difficile avec les techniques de gravure actuelles. Ainsi, les matériaux auto-organisés de façon périodique apparaissent très prometteurs. Les cristaux d'opales naturelles sont constitués de microbilles de silice (SiO_2) auto-organisées dans un arrangement cubique faces centrées compact. Leurs dimensions micrométriques permettent d'obtenir des effets de bandes interdites photoniques dans le domaine visible. Des cristaux de ce type ont été fabriqués artificiellement avec un très bon contrôle dans la régularité de la taille des billes [Li-00, Not-001]. Un matériau semi-conducteur (GaN) peut être introduit dans les interstices du réseau par MOVPE afin d'augmenter le contraste d'indice [Rap-98].

4.2.2. Silicium macroporeux par FIB [Chel-00,Wan-00]

Des structures tridimensionnelles peuvent être obtenues par double perçage du matériau. Ce perçage est réalisé par faisceau d'ions focalisés (Focused Ion Beam - FIB) pour ôter de la matière (processus de pulvérisation) associé à un gaz qui permet d'éviter la redéposition du matériau enlevé. Un substrat en silicium est d'abord pré-structuré par gravure photo-électrochimique pour obtenir le premier sous-réseau de trous. Le faisceau d'ions est

ensuite positionné suivant les angles et les positions prédéfinies pour graver les deux autres sous-réseaux dans le même substrat. Pour chaque trou à graver, le faisceau d'ions traverse une série de parois entre les trous du premier sous-réseau (engendré par la gravure photo-électrochimique). Ainsi, grâce à cette porosité pré-introduite, il est possible pour le faisceau d'ions de traverser un grand nombre de parois pour aboutir à des structures 3D de grande taille.

Cette méthode utilisant un faisceau d'ions focalisé, elle est flexible et précise pour réaliser des structures de dimensions micrométriques.

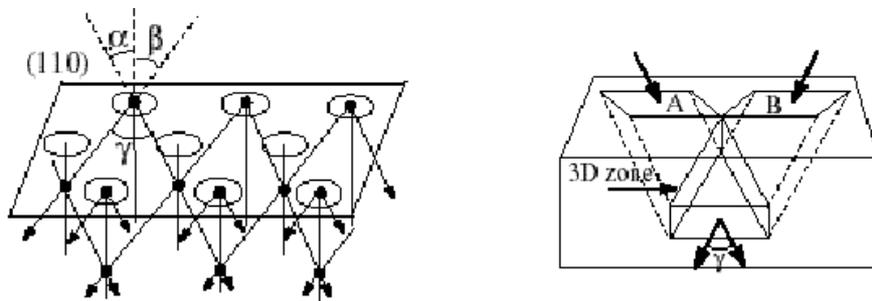


Figure 1.32. Principe du perçage par FIB

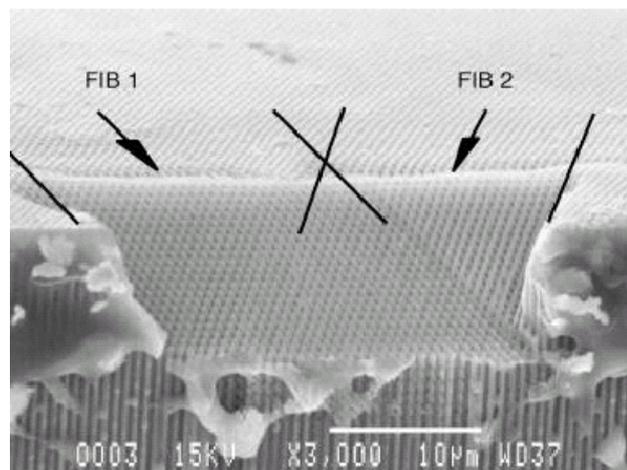


Figure 1.33. Photographie d'un réseau 3D réalisé par FIB sur silicium macroporeux (collaboration entre IEF et LPS-Orsay)

4.2.3. Fusion de wafer [Nod-00]

Deux wafers de semi conducteurs III-V gravés sont empilés face contre face, puis collés ensemble en décalant de $a/2$ (a étant la période du réseau) les wafers l'un par rapport à l'autre. Cet alignement est assisté par un faisceau laser. Le nouveau wafer ainsi réalisé est coupé en deux. Les deux morceaux sont ensuite assemblés : un empilement de quatre couches est ainsi obtenu.

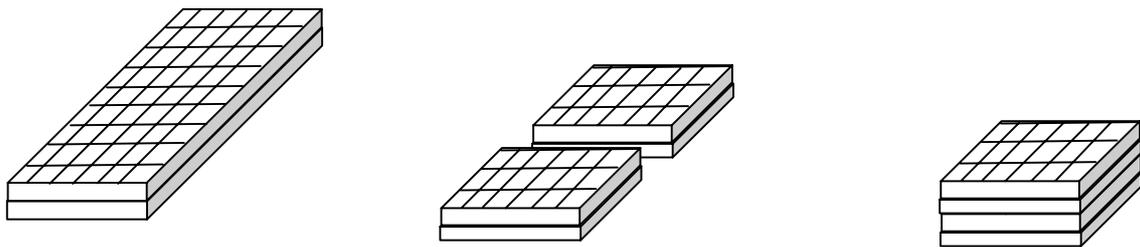


Figure 1.34. Représentation de la réalisation de structures périodiques tridimensionnelles par fusion de wafer

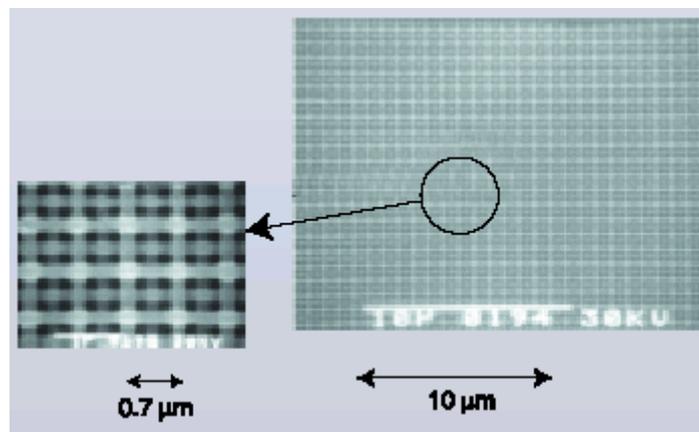


Figure 1.35. Image d'un cristal photonique 3D réalisé par fusion de wafer par Susumu Noda de l'Université de Kyoto

4.2.4. Lithographie X [Cui-01, Cui-02, Erh-98]

La lithographie X permet d'obtenir des cristaux photoniques tridimensionnels de période de l'ordre du micron. Un substrat de PMMA protégé par un masque de Si_3N_4 , est irradié par un faisceau de rayons X incliné à 120° par rapport à la surface du matériau. Le

substrat subit ensuite 2 rotations de 120° par rapport à l'axe du support de l'échantillon puis est de nouveau irradié.

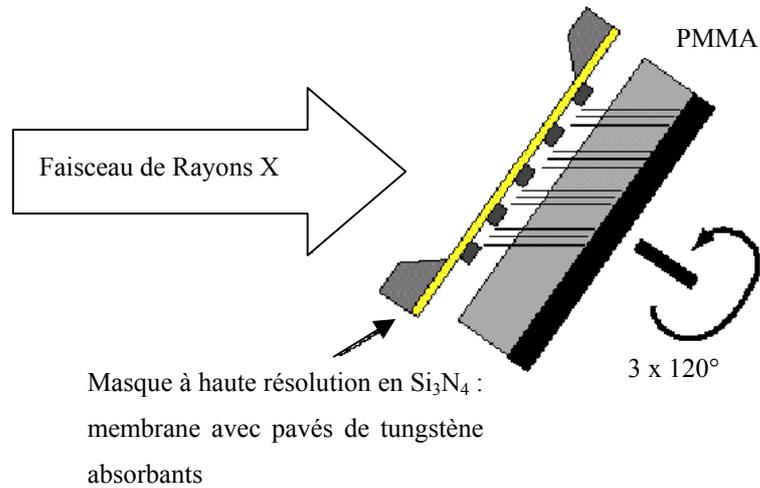


Figure 1.36. Principe de réalisation de cristal photonique 3D par lithographie X

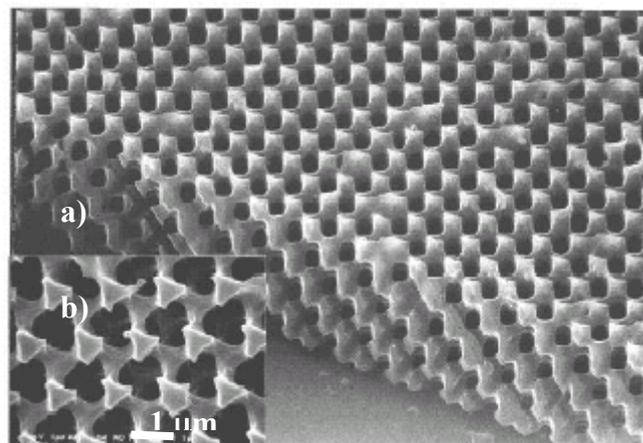


Figure 1.37. Image d'une Yablonoite (cristal photonique 3D) réalisée sur PMMA de période $1,3 \mu\text{m}$ (collaboration entre IEF et L2M Bagnex). a) coupe b) vue de dessous

5. Conclusion

Comme nous l'avons vu précédemment, parmi les différentes propriétés des cristaux photoniques, on compte la diversité et l'intégration des fonctions optiques mais également la perspective de réalisation de nouveaux composants grâce aux possibilités de confinement de la lumière (laser sans seuil, guides d'ondes à très forte courbure,...) qui pourraient

révolutionner la fabrication des circuits intégrés optoélectroniques. Les BIP 2D, plus faciles à réaliser que leurs analogues tridimensionnels, ont connu un intérêt croissant ces dernières années. La modélisation de ces structures et la technologie sur certains matériaux (Si, semi-conducteurs III-V) sont donc maintenant bien maîtrisées.

Etant donné le vif intérêt suscité par les cristaux photoniques et les travaux antérieurs réalisés dans l'équipe Composants et Circuits Microélectroniques et Microoptiques (C2M) [Res-01], notre étude s'est orientée sur la réalisation de ces structures pour des applications optiques dans un matériau très utilisé en optique intégrée : le niobate de lithium (LiNbO_3). En effet, LiNbO_3 possède de nombreuses propriétés optiques exposées dans la partie II (effet non linéaire, propriétés électrooptiques,...) qui permettent d'enrichir les possibilités d'applications des BIP 2D. Ces structures bidimensionnelles sont réalisées par bombardement par faisceau d'électrons (cf partie III).

Des structures de périodes submicroniques unidimensionnelles ont déjà été réalisées au laboratoire par cette même technique sur LiNbO_3 [Res-01] et sont utilisées pour la conversion et le doublage de fréquence par exemple. Afin d'élargir les applications de ce matériau, la technologie des cristaux photoniques bidimensionnels est étudiée, ce qui fera l'objet du troisième chapitre de cette thèse.

6. Bibliographie

- [Ang-00] **R. Angelucci, A. Poggi, L. Dori, A. Tagliani, G. Cardinali, F. Corticelli, M. Madisaldi**
J. of Porous Materials 7, 197-200 (2000)
- [Bor-80] **M. Born, E. Wolf**
Principles of optics. Oxford: Pergamon Press (1980)
- [Bul-93] **D.L. Bullock, Chun Ching Shih, R.S. Margulies**
J. Opt.Soc. Am. B, 10, 2, 399-403 (1993)
- [Cam-00] **M. Campbell, D.N. Sharp, M.T. Morrison, R.G Denning, A.J. Turberfield**
Nature, 404, 53 (2000)
- [Cas-96] **D. Cassagne, C. Jouanin, D. Bertho**
Phys. Lett. B, 53, 7134 (1996)
- [Cas-98] **D. Cassagne**
Annales de Physique, 23, 4 (1998)
- [Cer-96] **F. Cerrina**
Int. Conf. On Industrial Appl. Of Synchr. Rad., 14-29 mars (1996)
- [Che-00] **A. Chelnov, K. Wang, S. Rowson, P. Garoche, J.M. Lourtioz**
Appl. Phys. Lett., 77, 2943 (2000)
- [Che-96] **J.C. Chen, H.A. Haus, S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopolous**
IEEE J. Lightwave Technol., vol.14, 2575 (1996)
- [Cui-01] **C. Cuisin, Y. Chen, D. Decanini, A. Chelnokov, J.M. Lourtioz**
LURE User's Meeting, Orsay, January 18th-19th (2001)
- [Cui-02] **C. Cuisin, A. Chelnokov, D. Decanini, D. Peyrade, Y. Chen, J.M. Lourtioz**
Optic. And Quantum Elect., 34, 1-3, 13-26 (2002)

- [Del-98] **R.M. De La Rue, A. Ribayrol, D. Coquillat, S.K. Murad, C.J.M. Smith, C.D.W. Wilkinson, O. Briot**
Contemporary Photonic Technologies CPT'98, January 12-14, Tokyo, Japan (1998)
- [Ehr-98] **W. Ehrfeld, A. Schmidt**
JVST B, B16, 6, 3526-3534 (1998)
- [For-97] **J.C. Foresi, P.R. Villeneuve, J. Ferrera, E.R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J.D. Joannopolous, L.C. Kimerling, H.I. Smith, E.P. Ippen**
Nature, vol. 390, pp. 143-145 (1997)
- [Gad-97] **F. Gadot, A. Chelnokov, A. de Lustrac, P. Crozat, J.M. Lourtioz, D. Cassagne, C. Jouanin**
Appl. Phys. Lett., 71, 1780-1782 (1997)
- [Gal-02] **M. Galli, M. Agio, L.C. Andreani, M. Belotti**
Phys. Rev. B, 65, 11311 (1996)
- [Ger-93] **J.M. Gerard, A. Izrael, J.Y. Marzin, R. Padjin, F.R. Ladan**
Solid State Elect. 37, 1341 (1993)
- [Gil-01] **E. Gil-Lafon, J. Napierala, D. Castelluci, A. Pimpinelli, R. Cadoret, B. Gerard**
J. of Crystal Growth, 222, 482-496 (2001)
- [Gra-00] **B. Gralak, S. Enoch, G. Tayeb**
J. Opt.Soc. Am. A, 17, 6, 1012-1020 (2000)
- [Gru- 96] **U. Gruning, V. Lehmann, S. Ottow, K. Bush**
Appl. Phys. Lett. 68, 747 (1996)
- [Ima-98] **M. Imada, T. Ishibashi, S. Noda**
Japenese Journal of Applied Phys., 37, 1400-1404 (1998)
- [Joa-95] **J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn**
Photonics Crystals, *Molding the Flow of Light*. Princeton,
NJ : Princeton University Press, 1995

- [Joa-951] **J.D. Joannopolous,**
Adv. Mater., 13, 6, 389-393 (2001)
- [Kit-58] **C. Kittel,**
Introduction à la Physique de l'Etat Solide, Dunod, Paris (1958)
- [Kos-99] **H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato,
S. Kawakami**
Journal of lightwave, vol. 17, pp. 2032 (1999)
- [Lab-97] **D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal,
D.Cassagne, and C. Jouanin**
Phys. Rev. Lett. 79, 4147 (1997)
- [Li-00] **S.Y. Li, X.D. Zhang, Z.Q. Zhang**
Phys. Rev. B, 61,23, 15738-15748 (2000)
- [Lin-96] **S.Y. Lin, V.M. Hietala, L. Wang, E.D. Jones**
Opt. Lett. 21, 1771-1773 (1996)
- [Lin-99] **M.E. Lin, G. Koley, W. Liu, D. Biswas**
GaAs Mantech (1999)
- [Leh-93] **V. Lehmann,**
J. Electrochem. Soc., 140, 2836 (1993)
- [Lou-03] **J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gerard, D. Maystre, A. Tchelakov**
Les Cristaux Photoniques ou la lumière en cage, 53 (2003)
- [Lin-96] **S.Y. Lin, V.M. Hietala, L. Wang, E.D. Jones**
Opt. Lett., 21, 1771-1773 (1986)
- [Mal-97] **J.G. Maloney, M.P. Kesler, B.L. Shirley, G.S. Smith**
Microwave and Optical Techn. Lett., 14, 5, 261-266 (1997)

- [Man-99] **C. Manolotou, M.J. Khan, Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, H.A. Hauss,**
Life fellow
IEEE, J.D. Joannopolous
IEEE Journal of quantum electronics, vol. 35, pp.1322 (1999)
- [Mar-94] **A.A. Maradudin, A.R. McGurn**
Journal of modern Optics, vol.41, pp.275 (1994)
- [Mea-94] **R.D. Meade, A. Deveny, J.D. Joannopolous, O.L. Alerhand, D.A. Smith, K. Kash**
Journal Appl. Phys., vol. 75, pp.4753 (1994)
- [Mek-98] **A. Mekis, S. Fan, J.D. Joannopolous**
Phys. Rev. B, vol.58, pp.4809 (1998)
- [Nod-00] **S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan**
Science, 289, 604-606 (2000)
- [Not-00] **M. Notomi**
Physical Review B, vol.62, pp.10 696 (2000)
- [Not-001] **M. Notomi, T. Tamamura, T. Kawashima, S. Kawakami**
Appl. Phys. Lett., 77, 26, 4256-4258 (2000)
- [Not-02] **M. Notomi**
Optic. And Quantum Electr., 34, 133- 143 (2002)
- [Ott-96] **S. Ottow, V. Lehmann, H. Föll**
J. Electrochem. Soc. 143, 385-390 (1996)
- [Pat-02] **M. Patrini, M. Galli, M. Belotti, L.C. Andreani, G. Guizzetti, G. Pucher, A. Lui,**
P. Bellutti, L. Pavesi
J. Appl. Phys, 92, 4, 1816-1820 (2002)
- [Pla-90] Plasma Technology in VLSI production,
Einspruk, Brown (Eds.), NY (1990)
- [Poi-97] **G. Poilasne, J. Lenormand, P. Poiliguen, K. Mahdjoubi, C. Terret, Ph. Gelin**
Microwave and Optical Techn. Lett., 15, 6, 384-389 (1997)
- [Pol-98] **A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, M.G. Mil'vidskii, J.M. Redwing,**
M. Shin, M. Skowronski, D.W. Greve, R.G. Wilson
Sol. St. Electr. 42, 627-635 (1998)

- [Puc-02] **G. Pucker, P. Bellutti, C. Spinella, K. Gatterer, M. Cazzanelli, L. Pavesi**
J. Appl. Phys. 88, 6064 (2002)
- [Rad-98] **V. Radisic, Y. Dian, T. Itoh**
IEEE MTT, 46, 11, 1901-1909 (1998)
- [Rap-98] Rapport d'activité Groupe nanophotonique, Groupe d'études de semiconducteurs
Université Montpellier II, juin 1994-juin 1998
- [Res-01] **C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J.L. Decossas, J.C. Vareille, V. Couderc,**
A. Barthélémy, A. Martinez, J. Hauden
App. Optics, 40, 33 (2001)
- [Row-99] **S. Rowson, A. Chelnokov, J.M. Lourtioz**
25th European Conference On Optical Communication,
ECOC'98, Nice, Septembre (1998)
- [Sig-97] **M.M. Sigalas, R. Biswas, Q. Li, D. Crouch, W. Leung, Russ Jackobs-Woodbury,**
B. Lough, S. Nielsen, S. McCalmont, G. Tuttle, K.M. Ho
Microwave and Optical Techn. Lett., 15,3,153-158 (1997)
- [Smi-92] **R.L. Smith, S.D. Collins**
J. Appl. Phys. 71, 8 (1992)
- [Via-94] **J.C. Vial, J. Dierren**
Winter School, Les Houches, France, Springer, Berlin, (1994)
- [Vil-92] **P.R. Villeneuve, M. Piche**
Phys. Rev. B, 46, 4673 ((1992)
- [Wan-00] **K. Wang, A. Chelnov, S. Rowson, P. Garoche, J.M. Lourtioz**
J. Phys. D : Appl. Phys., 33, L119 (2000)
- [Yab-89] **E. Yablonovitch, T.J. Gmitter**
Phys. Rev. Lett., 63, 1950 (1989)

[Yab-91] **E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M. Leung**
Phys. Rev. Lett., 58, 2295 (1991)

CHAPITRE 2 :
Le niobate de lithium LiNbO_3 :
ses propriétés et ses applications

Le niobate de lithium possède des propriétés qui font de lui un des matériaux les plus utilisés en optique intégrée (modulateurs optiques en phase et amplitude, guides diélectriques,.....) [Kam-74] [Pro-89] [Tam-90]. Ses propriétés (transparence, non linéarité, dommage optique, effet Kerr,...) correspondent aux principaux critères requis pour la réalisation de composants non linéaires et depuis quelques années, ce matériau est utilisé dans les technologies laser. De plus, la croissance cristalline du niobate de lithium et les techniques de dopage (Er [Buc-91, Lal-91, Ami-96, Pol-97], Nd, H, Ti [Sab-86, Bim-93],...) sont bien maîtrisées. Plusieurs dizaines de tonnes de LiNbO_3 sont produites par an [Jun-01]. Ce matériau est un cristal de synthèse obtenu par croissance selon la technique Czochralski, développée dans les années 60 [Nas-661, Nas-662, Car-71] qui consiste en un tirage à partir d'un bain de LiO_2 et Nb_2O_5 .

Dans un premier temps, nous présenterons les principales propriétés physiques du niobate de lithium telles que la valeur de ses différents coefficients, sa structure et ses propriétés optiques non linéaires.

Le LiNbO_3 étant un matériau ferroélectrique, il possède une polarisation spontanée susceptible d'être inversée. Les différentes méthodes d'inversion de polarisation seront exposées dans la deuxième partie du chapitre.

Afin de confiner la lumière, il est nécessaire de réaliser des guides dans le matériau. Il existe trois principales méthodes que nous présenteront dans une troisième partie.

Enfin, nous citerons quelques applications possibles tels que la modulation de phase, la génération de second harmonique, le quasi accord de phase ou encore la réalisation de lasers guides d'ondes.

1. Propriétés physiques

Les principales caractéristiques optiques du niobate de lithium sont exposées dans le tableau 1. Nous remarquons en particulier les valeurs des forts coefficients non linéaire d_{33} et électro-optique r_{33} .

Propriétés et coefficients	Caractéristiques des wafers de LiNbO₃ utilisés pour l'étude expérimentale*
Non linéarité (pm/V) @ $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$	$d_{22} = 3$ $d_{31} = 5$ $d_{33} = 33$
Plage de transparence	0.35 μm – 4.5 μm
Coefficients électro-optiques (pm/V) @ $\lambda = 633 \text{ nm}$	$r_{33} = 31$ $r_{31} = 9$ $r_{22} = 3$ $r_{51} = 28$
Domage optique (MW/cm ²) @ $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$	300
Densité	4,65
Dureté (échelle Mohs)	5
Indice de réfraction @ $\lambda = 633 \text{ nm}$ @ $\lambda = 840 \text{ nm}$ @ $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ @ $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$	$n_o = 2,2866$ $n_e = 2,2028$ $n_o = 2,2507$ $n_e = 2,1719$ $n_o = 2,2323$ $n_e = 2,1561$ $n_o = 2,2225$ $n_e = 2,1519$
Constantes diélectriques	$\epsilon_{11} = 44$ $\epsilon_{33} = 28,7$
Température de Curie (°C)	1142 \pm 0,7

Tableau 1 : Valeurs des différents coefficients du LiNbO₃

*données Crystaltech

1.1. Structure du niobate de lithium

LiNbO_3 est un matériau ferroélectrique à température ambiante [Mat-49], c'est-à-dire qu'il possède une polarisation spontanée réversible résultant d'un décalage entre les barycentres des charges positives et des charges négatives du cristal. Ce matériau possède donc un cycle d'hystérésis électrique remarquable qui décrit le comportement non linéaire de la polarisation et son inversion en fonction du champ électrique appliqué (figure 2.1) [Inb-96].

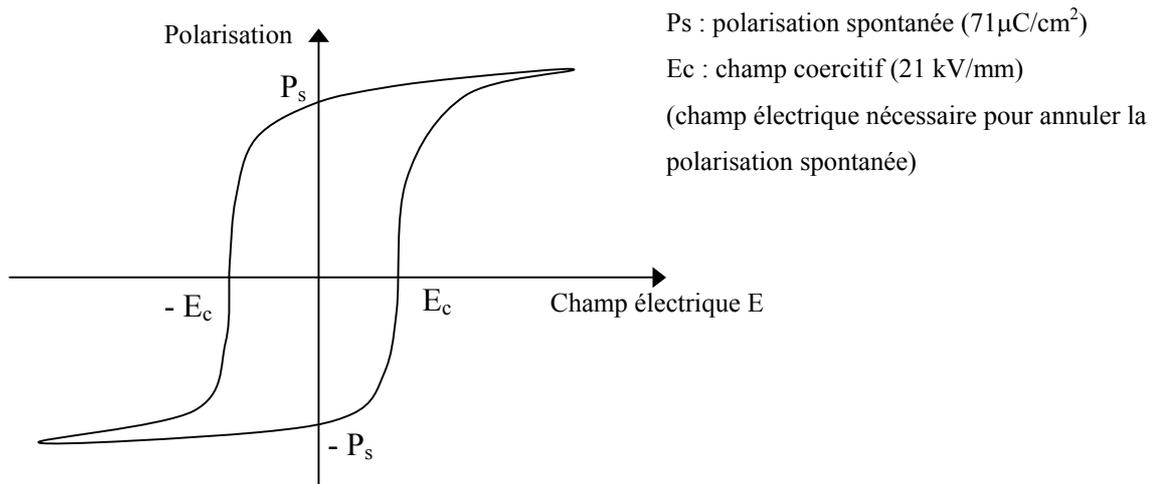


Figure 2.1. Représentation du cycle d'hystérésis (courbe polarisation ou déplacement en fonction du champ électrique) d'un cristal ferroélectrique

Sa structure cristalline est décrite comme un empilement de plans composés chacun de trois atomes d'oxygène, deux plans formant un octaèdre. L'arrangement des cations au sein des octaèdres se présente sous la forme d'une séquence Nb, libre, Li, Nb, libre, Li [Wei-85] comme le schématise la figure 2.2.

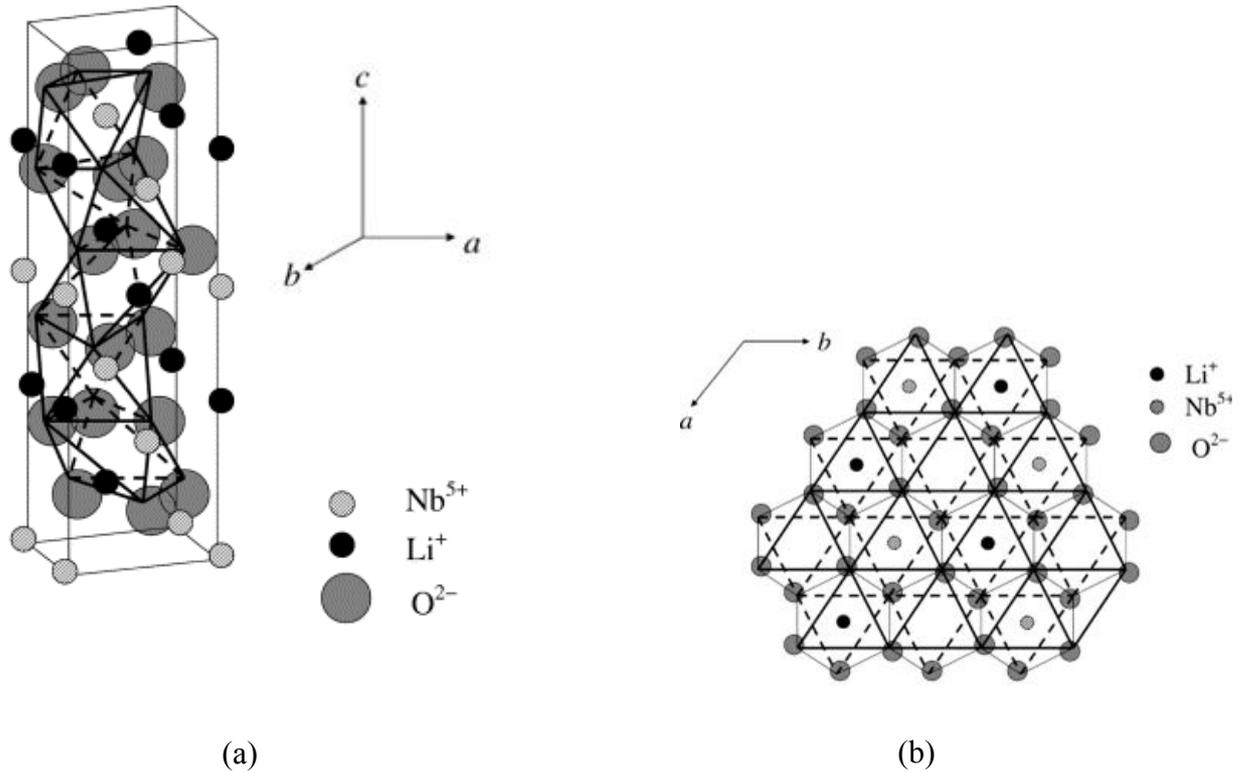


Figure 2.2. Structure cristallographique de LiNbO_3 a) vue suivant l'axe c^1 d'une cellule unitaire [Abr-66] b) vue dans le plan ab . Elle est composée d'un octaèdre d'oxygène qui est relié à l'octaèdre voisin par un ion oxygène qui sert de lien (tie-end). L'arrangement des cations se présente sous la forme d'une séquence Nb, libre, Li, Nb, libre, Li...

Dans la phase paraélectrique où la température est au-dessus de la température de Curie T_c ($T_c = 1210^\circ$), les atomes de lithium sont dans une position symétrique par rapport aux plans sur lesquels se placent les atomes d'oxygène donc la polarisation spontanée (P_s) du cristal est nulle. Le déplacement des ions Nb^{5+} et Li^+ avant et après la transition de phase ferroélectrique est illustré figure 2.3.

¹ L'axe c (notation cristallographique) sera par la suite appelé l'axe z .

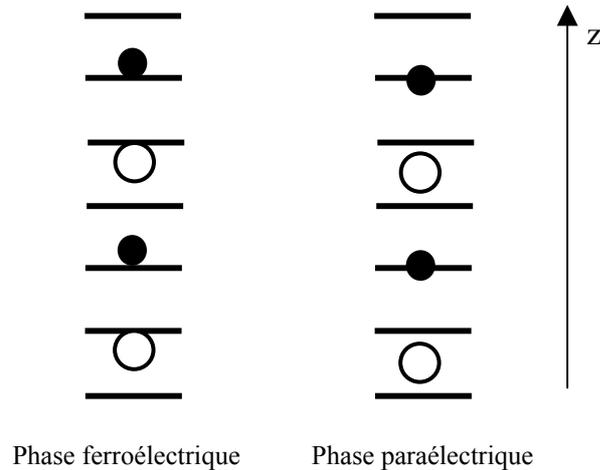


Figure 2.3. Plans oxygènes et cations dans la phase ferroélectrique et dans la phase paraélectrique de LiNbO_3

1.2. Propriétés non linéaires

Tout matériau soumis à l'action d'une onde électromagnétique est le siège d'une polarisation induite qui détermine entièrement la réponse du milieu à l'excitation du rayonnement. Les fortes intensités lumineuses émises par les lasers produisent des champs électriques dont l'ordre de grandeur s'approche de celui du champ électrique assurant la cohésion des électrons aux noyaux des atomes ou des molécules. Elles provoquent un déséquilibre de la position des électrons : ceci est à l'origine de la non-linéarité optique des milieux diélectriques.

En effet, lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique \vec{E} , il répond par une polarisation \vec{P} que l'on peut écrire sous la forme d'un développement limité :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\sum_i \chi_i \vec{E}_i + \sum_{(i,j)} \chi_2 \vec{E}_i \vec{E}_j + \sum_{(i,j,k)} \chi_3 \vec{E}_i \vec{E}_j \vec{E}_k + \dots \right) \quad (2.1)$$

où ϵ_0 est la constante diélectrique du vide,

\vec{E}_i sont les différentes composantes du champ \vec{E}

et χ^n les tenseurs caractéristiques du matériau.

Si l'onde lumineuse est peu intense, la polarisation \vec{P} reste proportionnelle au champ \vec{E} et l'onde réémise est alors de même fréquence que l'onde lumineuse fondamentale. Dans

un milieu linéaire, la polarisation macroscopique induite par une onde optique s'exprime de façon linéaire en fonction du champ électrique sous la forme :

$$\vec{P}^\ell = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(\omega) \quad (2.2)$$

$\chi^{(1)}$: susceptibilité diélectrique linéaire, tenseur d'ordre deux

ε_0 : permittivité du vide

\vec{P}^ℓ : polarisation linéaire

Le tenseur $\chi^{(1)}$ est le tenseur diélectrique qui représente la réponse linéaire usuelle (réfraction et absorption) ; les termes d'ordre supérieur sont les termes non linéaires qui ne deviennent importants que lorsque les champs électromagnétiques sont forts. Le terme $\chi^{(2)}$ permet de rendre compte des interactions de deux champs électromagnétiques, soit optique et électrique (effet Pockels), soit optiques (interactions paramétriques à deux ondes : génération d'harmonique, somme ou différence de fréquence,...).

1.2.1. Génération de second harmonique

Le tenseur $\chi^{(2)}$ permet une combinaison de deux ondes initiales donnant naissance à une troisième onde. La fréquence de cette dernière peut être égale à la somme ou la différence des deux fréquences initiales (ondes pompes). Pour avoir un transfert d'énergie efficace des ondes pompes de fréquence ω_1 et ω_2 vers l'onde de fréquence ω_3 , on doit avoir simultanément conservation de l'énergie $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$ et des moments, $h_3 = h_1 + h_2$.

La génération de second harmonique (Second Harmonic Generation SHG) en est un cas particulier. Elle permet le doublage de fréquence d'une onde se propageant dans le milieu non-linéaire considéré. Les deux ondes fondamentales possèdent alors la même fréquence (ω) et s'ajoutent pour produire un rayonnement à (2ω).

1.3. Effet électrooptique : effet Pockels

Cette propriété est largement utilisée pour la réalisation de modulateurs LiNbO₃ par exemple, ou encore de Q-switching obtenus en associant les propriétés de guidage du cristal photonique et celles de LiNbO₃.

Ce phénomène est observé uniquement dans les cristaux non centrosymétriques (pas de centre de symétrie dans le cristal), comme LiNbO₃. Il correspond à un changement des indices de réfraction proportionnel au champ électrique appliqué sur le matériau.

Les cristaux du groupe ponctuel 3m dont font partie KDP, ADP et LiNbO_3 présentent un effet électrooptique fort.

Le tenseur électrooptique du niobate de lithium (symétrie 3m) est le suivant :

$$[\mathbf{r}] = \begin{vmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{à } \lambda = 1,52 \mu\text{m} \quad r_{13} = 8,6 \text{ pm/V} \\ r_{22} = 3,4 \text{ pm/V} \\ r_{51} = 28 \text{ pm/V} \\ r_{33} = 30,8 \text{ pm/V} \end{array}$$

L'application d'un champ électrique suivant l'axe c (axe optique) modifie l'ellipsoïde des indices de ces cristaux uniaxes (n_0 et n_e).

$$\frac{x^2 + y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + r_{13}E_z x^2 + r_{13}E_z y^2 + r_{33}E_z z^2 = 1 \quad (2.3)$$

Les axes principaux sont inchangés et les nouveaux indices valent :

$$n_x = n_0 - \frac{1}{2}n_0^3 r_{13} E_z \quad (2.4)$$

$$n_y = n_0 - \frac{1}{2}n_0^3 r_{13} E_z \quad (2.5)$$

$$n_z = n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E_z \quad (2.6)$$

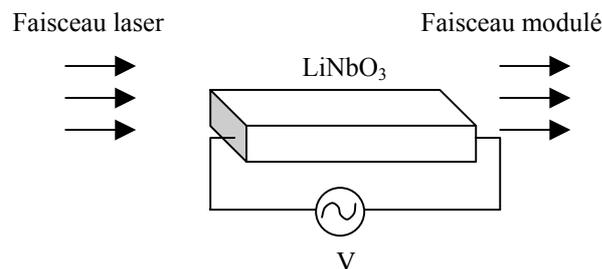
✓ configuration longitudinale

Si l'on considère la configuration longitudinale, une lumière se propageant suivant l'axe z verra le même changement de phase quelle que soit sa polarisation puisque LiNbO_3 est un matériau anisotrope suivant la direction z ($n_x = n_y$).

La phase V_π peut donc être modulée indépendamment de la polarisation de la lumière :

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_0^3 r_{13}} \quad (2.7)$$

En revanche, on ne peut pas induire de modulation d'amplitude.



✓ configuration transversale

Si une lumière polarisée à 45° de l'axe z dans le plan xOy se propage suivant l'axe y, alors le retard optique Γ après le parcours d'une distance L depuis l'entrée sera égale à :

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_z - n_x)L = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o)L - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})}{2} \frac{L}{d} V \quad (2.8)$$

où d est la distance entre les électrodes,
V est la tension appliquée.

On en déduit la valeur de V_π :

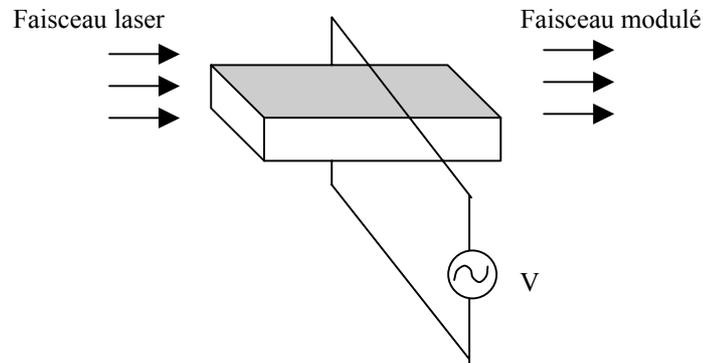
$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}} \frac{d}{L} \quad (2.9)$$

Si la lumière est polarisée suivant z, l'application d'un champ électrique suivant z conduira à une modulation de phase où le déphasage sera égal à :

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_e L - \frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{L}{d} V \quad (2.10)$$

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33}} \frac{d}{L}, \quad (2.11)$$

ce qui est plus efficace que dans la situation précédente puisque r_{33} et r_{13} ont même signe.



2. Inversion périodique des domaines ferroélectriques

LiNbO₃ étant un matériau ferroélectrique, sa polarisation est susceptible d'être inversée. Pour réaliser des structures périodiques bidimensionnelles sur LiNbO₃, nous avons, dans un premier temps, choisi d'utiliser l'inversion périodique des domaines ferroélectriques associée à une attaque chimique sélective afin de révéler les zones inversées (voir paragraphe 3.2. de la partie 3). Cette méthode permet d'obtenir des réseaux périodiques topographiques.

Dans cette partie, nous développerons les principales techniques d'inversion de polarisation sur LiNbO_3 , qui permettent de réaliser des structures de domaines ferroélectriques périodiquement inversés.

2.1. Application d'un champ électrique (poling)

L'application d'un champ électrique parallèlement à l'axe de polarisation spontanée (axe z) et dans le sens opposé à celui-ci, est la méthode la plus directe pour réaliser une inversion de polarisation (figure 2.4).

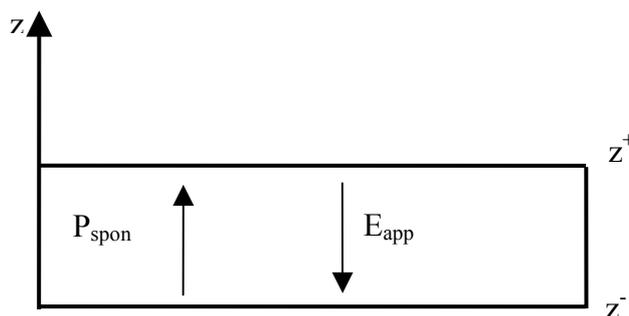


Figure 2.4. *Représentation de la direction de la polarisation spontanée, ainsi que celle du champ électrique à appliquer*

Un déplacement des ions Li^+ et Nb^{5+} de l'autre côté de la couche des ions oxygène, est provoqué par le champ électrique. La probabilité des ions à se trouver d'un côté ou de l'autre du plan oxygène est la même. Afin de réduire la valeur du champ électrique à appliquer, on peut augmenter la température. En effet, près de T_c , la polarisation spontanée diminue, l'inversion de polarisation nécessite donc un champ électrique moindre.

Le dispositif utilisé est constitué d'électrodes liquides [Mye-95] placées de part et d'autre du substrat où un masque diélectrique, périodiquement déposé sur sa face z^+ , définit la périodicité d'inversion (figure 2.5).

Le processus d'inversion comporte six étapes schématisées figure 2.6 [Mil-98]: nucléation des domaines sur la face z^+ , la propagation des pointes vers la face z^- , la terminaison des pointes vers la face z^- , la coalescence rapide sous les électrodes, la propagation des domaines sous l'isolant et la stabilisation des nouveaux domaines.

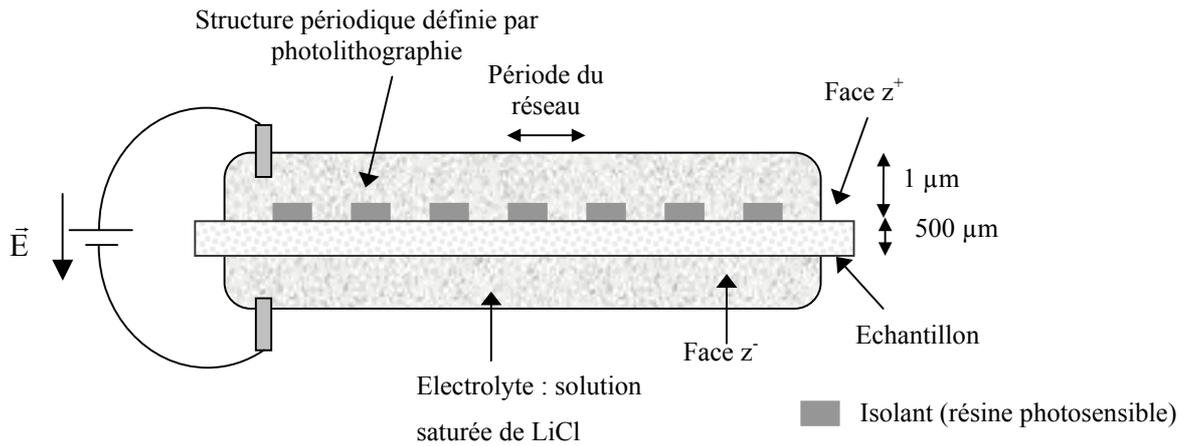


Figure 2.5. Dispositif nécessaire à l'inversion de polarisation des domaines périodiques par application d'un champ électrique [Mar-02]

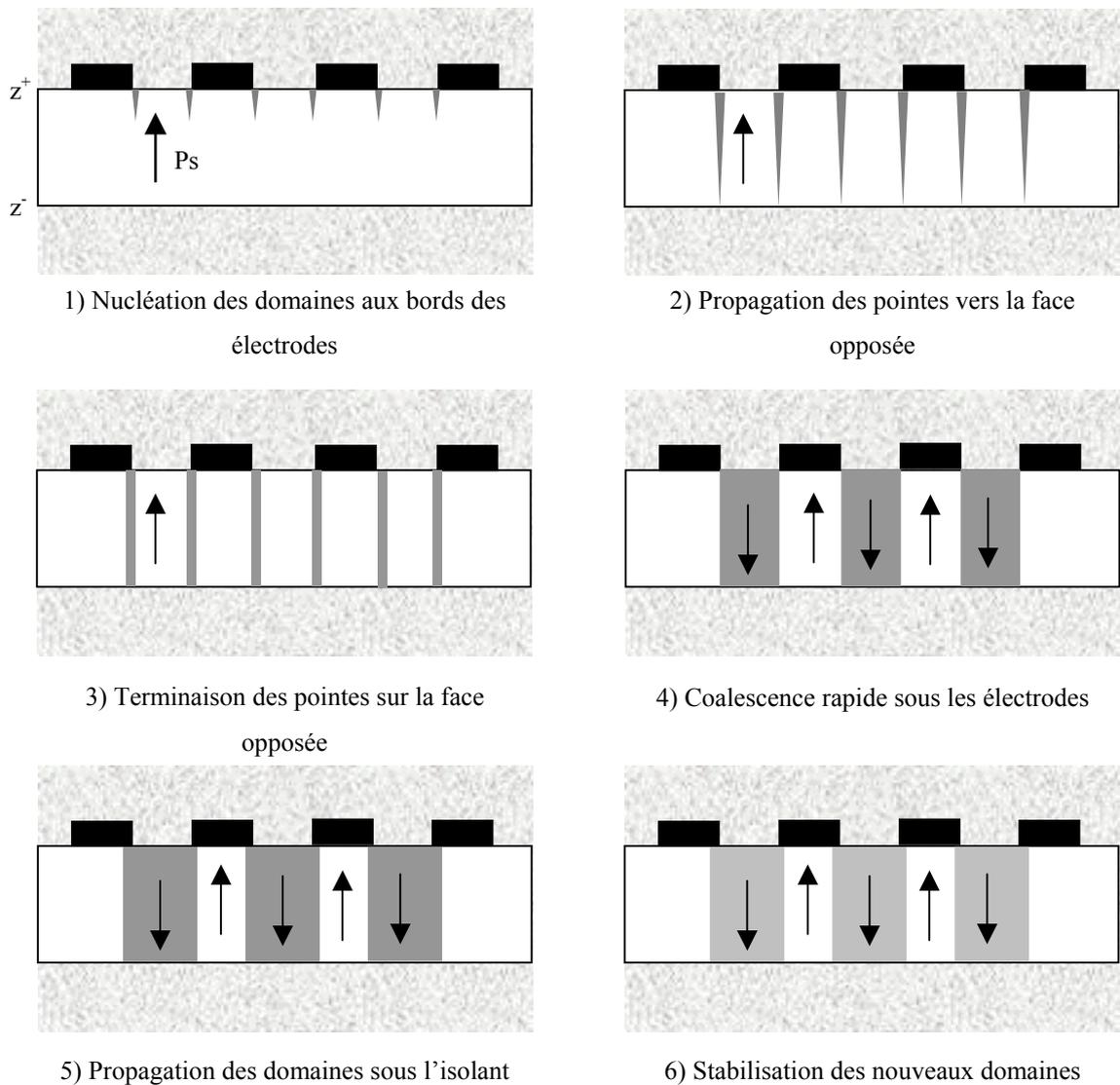


Figure 2.6. Les six étapes du processus des domaines au cours de l'inversion périodique de la polarisation spontanée par champ électrique [Mar-02]

Des études ont été réalisées pour limiter l'étalement des domaines sous les électrodes, en appliquant un champ électrique par pulse [Yam-98]. Des réseaux unidimensionnels de période inférieure à 1 μm ont été obtenus par Busacca et al. de l'ORC à Southampton [Bus-02].

Le poling classique permet aussi de réaliser des réseaux bidimensionnels de période d'environ 2 μm avec des motifs de diamètre de l'ordre du micron [Xue-03].

2.2. Backswitching [Shu-00]

Pour limiter l'élargissement des domaines inversés par rapport aux zones sur lesquelles sont appliquées des électrodes lors d'un poling classique et donc obtenir des périodes de réseau plus faibles, une seconde technique est étudiée : le backswitching.

Une structure d'électrodes de NiCr espacées périodiquement et orientées suivant l'axe y est déposée sur la face z^+ du wafer (figure 2.7 a). La surface est recouverte d'une fine couche d'isolant d'environ 0,5 μm d'épaisseur (résine photosensible). Une impulsion de tension élevée produisant un champ électrique supérieur au champ coercitif du matériau est appliquée sur la structure à travers un mélange contenant une électrolyte liquide (LiCl) [Mil-96, Mye-96]. La forme de l'onde pour le backswitching se décompose en trois parties : « un champ fort », « un champ faible » et « un champ de stabilisation ». L'inversion (switch) de domaine a lieu durant l'application du champ fort et le backswitching [Shu-99a], [Shu-99b], [Bat-99] se produit lors de l'application du champ faible.

Le procédé commence par une nucléation de domaines sur la face z^+ , le long des bords des électrodes (figure 2.7 a). Ensuite, ces domaines croissent et se propagent à travers le cristal : des domaines laminaires avec des murs plans sont formés. Des domaines inversés sont également observés en dehors des zones recouvertes par les électrodes (figure 2.7 b). Après une diminution rapide du champ électrique, le backswitching commence par le rétrécissement des domaines laminaires dû à un déplacement des murs et la nucléation de domaines le long du bord des électrodes (figure 2.7 c).

Des réseaux périodiques unidimensionnels de période inférieure à 1 μm ont ainsi été réalisés grâce à cette technique.

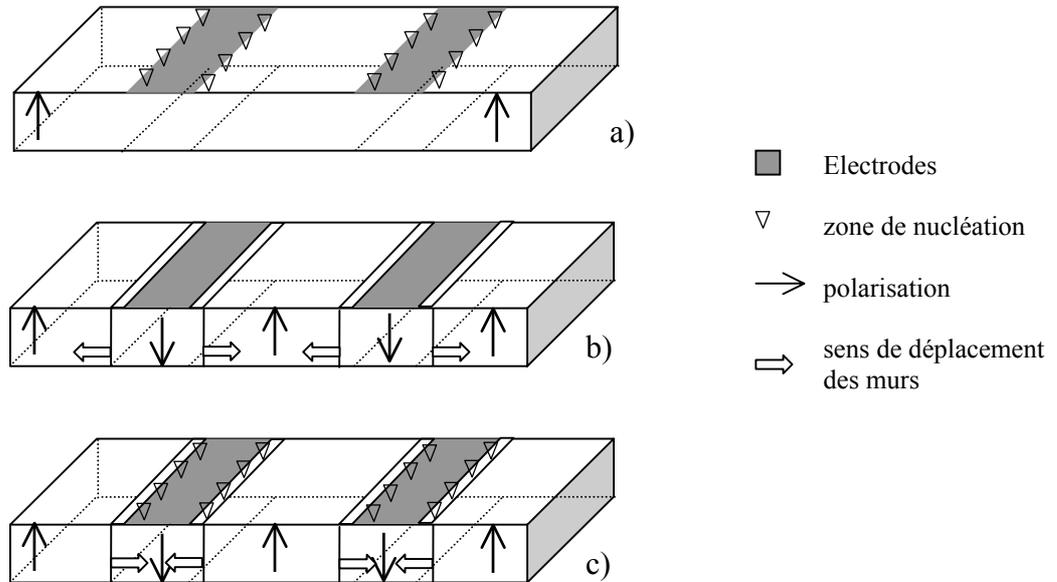


Figure 2.7. Etapes de l'évolution des domaines pendant le backswitching

2.3. Exodiffusion du lithium

A des températures supérieures à 900°C , le traitement de LiNbO_3 provoque une perte de molécules Li_2O en surface. C'est le phénomène d'exodiffusion. Ceci engendre une augmentation de l'indice extraordinaire et un retournement de la polarisation ferroélectrique du matériau. Pour contrôler la profondeur de la couche exodiffusée, il suffit de prolonger la température de recuit. Les réseaux sont créés en déposant un masque de silice qui sert de barrière à l'exodiffusion. Ensuite, cette couche de silice ainsi que la surface du matériau doivent être ôtées par polissage [Web-89] puisqu'en effet, à ces températures, la silice réagit avec le cristal, ce qui rend impossible le retrait du masque avec des solutions chimiques.

2.4. Diffusion de titane

La diffusion de titane engendre un gradient de concentration de cet élément dans le cristal. Ce gradient provoque la génération d'un champ électrique ayant, sur la face z^+ du cristal le sens d'un champ dépolarisant. Le retournement n'est donc possible que sur cette face. Près de la température de Curie, le champ est suffisant pour qu'il y ait retournement [Tas-76]. De plus, comme la température de Curie diminue quand la concentration de titane augmente, la forme des domaines est fonction de la structure du gradient de concentration.

2.5. Bombardement par faisceau d'électrons

L'inversion de polarisation peut également être obtenue par bombardement par faisceau d'électrons de la face z^- . Les premières expériences [Key-90] nécessitaient de chauffer le cristal et d'appliquer un champ électrique d'environ 10 V/cm. En augmentant la fluence d'électrons (nombre d'électrons par unité de surface), le retournement de polarisation a été observé, à température ambiante, sans l'application de champ [Yam-91, Ito-91, Res-00].

Le mécanisme d'inversion des domaines ferroélectriques par faisceau d'électrons peut être considéré comme l'application d'un champ électrique local. En effet, LiNbO_3 étant un isolant, les charges des électrons déposés sur la face z^- engendrent un champ électrique à travers l'épaisseur du matériau. L'inversion de polarisation spontanée est effectuée grâce aux déplacements des ions dans la structure : les ions Li^- et Nb^{5+} se déplacent dans la direction z^+ , dans les plans oxygènes. Ce phénomène est réalisé si un champ électrique, d'une intensité supérieure à celle du champ coercitif est créé dans le sens opposé au sens de la polarisation spontanée du cristal. Quand le champ électrique généré par les électrons incidents remplit ces conditions, une inversion de polarisation des domaines ferroélectriques est créée et la zone inversée croît dans l'épaisseur du cristal.

Le principal avantage de cette technique est qu'elle ne nécessite pas de masquage, étape qui prend du temps et dont le coût est en général élevé.

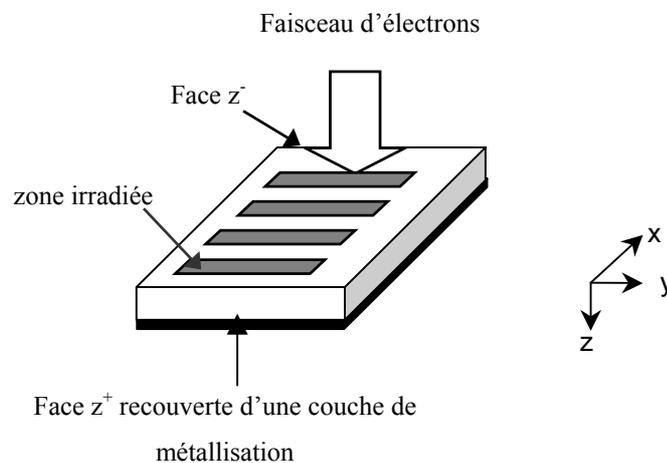


Figure 2.8. Représentation du bombardement du LiNbO_3 par faisceau d'électrons

3. Structuration de LiNbO_3

Les différentes techniques d'inversion de polarisation citées précédemment suivies d'une attaque chimique sélective permettent une structuration de LiNbO_3 mais il existe

d'autres techniques (RIE, ablation laser, LIFE,...) permettant d'obtenir des structures de périodes submicroniques.

3.1. RIE (Reactive Ion Etching)

Deux techniques utilisant la RIE vont être décrites ci-dessous : la RIE avec mélange de gaz $\text{CF}_4/\text{Ar}/\text{H}_2$ et avec CHF_3 .

- **RIE avec mélange de gaz $\text{CF}_4/\text{Ar}/\text{H}_2$**

L'échantillon est recouvert d'un masque réalisé par photolithographie en Ni. Il subit ensuite une RIE avec un mélange de gaz $\text{CF}_4/\text{Ar}/\text{H}_2$ [Tam-01]. Les atomes et les molécules en surface sont pulvérisés par les ions incidents. La gravure s'effectue par réaction chimique entre l'échantillon et les radicaux produits par la décharge. Des structures unidimensionnelles de 20 μm de période ont été obtenues avec une profondeur de 300 nm.

- **RIE avec CHF_3 sur LiNbO_3 avec guide protonique**

Un masque de PMMA est tout d'abord réalisé par lithographie par faisceau d'électrons puis est transféré sur une couche de chrome qui a été préalablement déposé par sputtering sur l'échantillon de LiNbO_3 avec guide protonique. Le réseau est obtenu par RIE avec CHF_3 [Fog-03]. Des réseaux unidimensionnels de période de l'ordre de 350 nm avec des sillons de 250 à 400 nm.

3.2. Microstructuration avec un laser

Il existe deux types de structuration avec un laser : les irradiations au-dessus et juste au-dessous du seuil d'ablation laser. La profondeur de gravure est limitée par la profondeur de pénétration des photons et par la nature et la concentration des centres colorés.

- **Irradiation en dessous du seuil d'ablation**

Cette technique est aussi appelée LIFE (Light Induced Frustrated Etching) [Bro-02]. Elle utilise des lasers UV XeCl (308 nm) et YAG triplé (355 nm). Elle consiste à illuminer un échantillon de LiNbO_3 avec un laser UV dont la puissance est inférieure au seuil d'ablation du matériau, puis l'échantillon subit une attaque chimique HF : HNO_3 (1 : 2 par volume). La lumière incidente libère des porteurs de charges, qui migrent à la surface du cristal par effet photovoltaïque. Une fois localisé à la surface, la densité de charges accumulées créent un domaine positif qui, lors de l'attaque chimique, sera gravé plus vite, formant ainsi un trou.

- Ablation laser

L'ablation laser consiste à retirer de la matière à la surface d'un matériau au moyen d'un faisceau laser intense. L'ablation laser repose sur le fait qu'à de telles longueurs d'onde, la lumière est très rapidement absorbée dans les couches superficielles du matériau. Cette absorption s'accompagne d'une rupture des liaisons, l'énergie des photons étant supérieure à l'énergie de cohésion du cristal. Ces ruptures de type physico-chimiques, par interaction lumière-matière, se traduisent par une vaporisation de la surface du cristal traitée. Ce procédé est donc peu destructif et conserve au matériau ses qualités physiques, ainsi que l'état de surface. Avec un laser XeCl (308 nm), des trous de 750 nm de profondeur ont été obtenus sur un échantillon de LiNbO_3 orienté x [Bro-02].

3.3. Exemples de structures bidimensionnelles obtenues sur LiNbO_3

3.3.1. Nanostructuration périodique par holographie

La source utilisée pour l'irradiation est un laser Ti : saphir qui délivre des impulsions femtosecondes (FS). Deux faisceaux de pulses FS sont mis en coïncidence spatialement et temporellement créant ainsi des interférences (figure 2.9). Les structures bidimensionnelles sont réalisées par double exposition du matériau : une première irradiation est effectuée avec une énergie E_1 par impulsion, puis l'échantillon subit une rotation de 90° avant la deuxième exposition (énergie E_2). Si l'énergie E_1 est inférieure à E_2 , le réseau obtenu est un réseau de trous. Si E_1 est supérieure à E_2 , le réseau réalisé est un réseau périodique unidimensionnel superposé à un réseau périodique de trous comme le montre la figure 2.10 [Hir-02]. Des trous d'environ 140 nm sont observés mais de nombreuses cassures apparaissent autour des motifs.

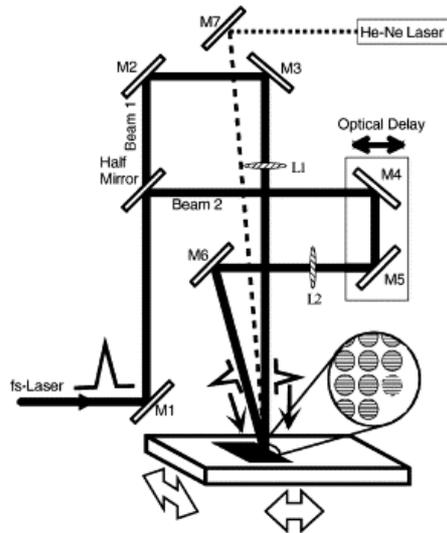


Figure 2.9. Configuration expérimentale utilisée pour réaliser un réseau holographique par irradiation de pulses laser FS [Hir-02]

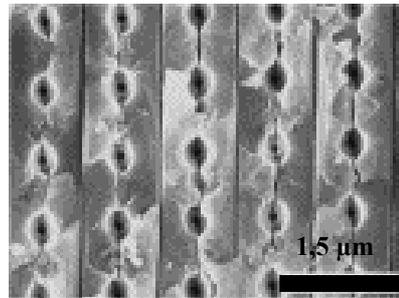


Figure 2.10. Image d'un réseau gravé à une fluence de $80 \mu\text{J}$ par pulses pour la première exposition et de $40 \mu\text{J}$ par pulses pour la deuxième [Hir-02]

3.3.2. Réseau bidimensionnels obtenus par poling classique

Des réseaux bidimensionnels ont été obtenus par poling classique par Peng et al. [Pen-02]. Une tension de 22 kV/mm est appliquée par le biais d'électrodes d' Al_2O_3 sur la face z^+ du matériau : des trous (sur la face z^+) et des tiges (sur la face z^-) d'environ $3 \mu\text{m}$ de diamètre sont obtenus. Cependant, les motifs ont une forme irrégulière.

4. Fabrication des guides d'ondes optiques

Il existe plusieurs techniques de fabrication de guides d'ondes optiques sur LiNbO_3 [Kav-73]. Parmi les plus utilisées, on compte l'échange protonique [Mic-83, Bou-95], le double échange ionique [Mic-82], la diffusion de titane [Vol-83].

4.1. Guide titane

La diffusion du titane produit dans la maille cristalline de LiNbO_3 un accroissement d'indice qui crée des guides pour les polarisations extraordinaire et ordinaire.

Pour obtenir un guide titane, un gradient d'indice doit être créé à la surface du cristal [Mar-99]. Une couche de titane de 10 à 100 nm est déposée sur la face z^- par évaporation sous vide. Le processus de diffusion s'effectue sous flux d'oxygène à 1020 °C. En fonction des différents paramètres du processus de diffusion (épaisseur de la couche de Ti, durée et température de diffusion), les profils d'indice de réfraction des guides peuvent être définis grâce à des relations bien établies [Bur-79, Fuk-78, Lau-90]. Le profil est gaussien en profondeur.

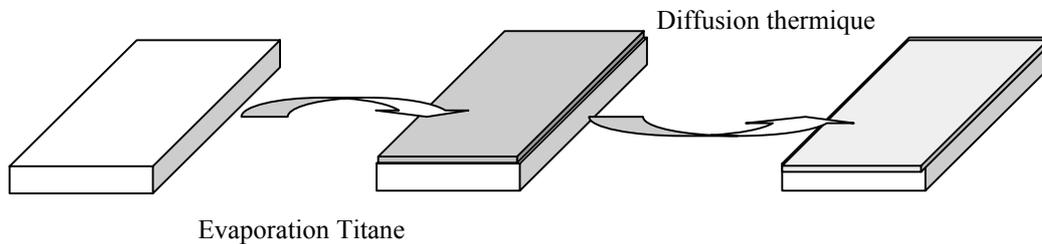


Figure 2.11. Schématisation de la réalisation de guide titane

Pour obtenir un guide rectiligne, une étape de masquage et de lithographie intervient avant la diffusion thermique (figure 2.12). En effet, après l'évaporation de Ti sur la face z^- , une résine photosensible positive est déposée et insolée aux UV à travers un masque. Les parties insolées sont ôtées grâce à un développeur puis, une attaque chimique permet d'éliminer le titane non protégé. Le masque et la résine sont alors enlevés. Le titane restant est diffusé au sein du cristal.

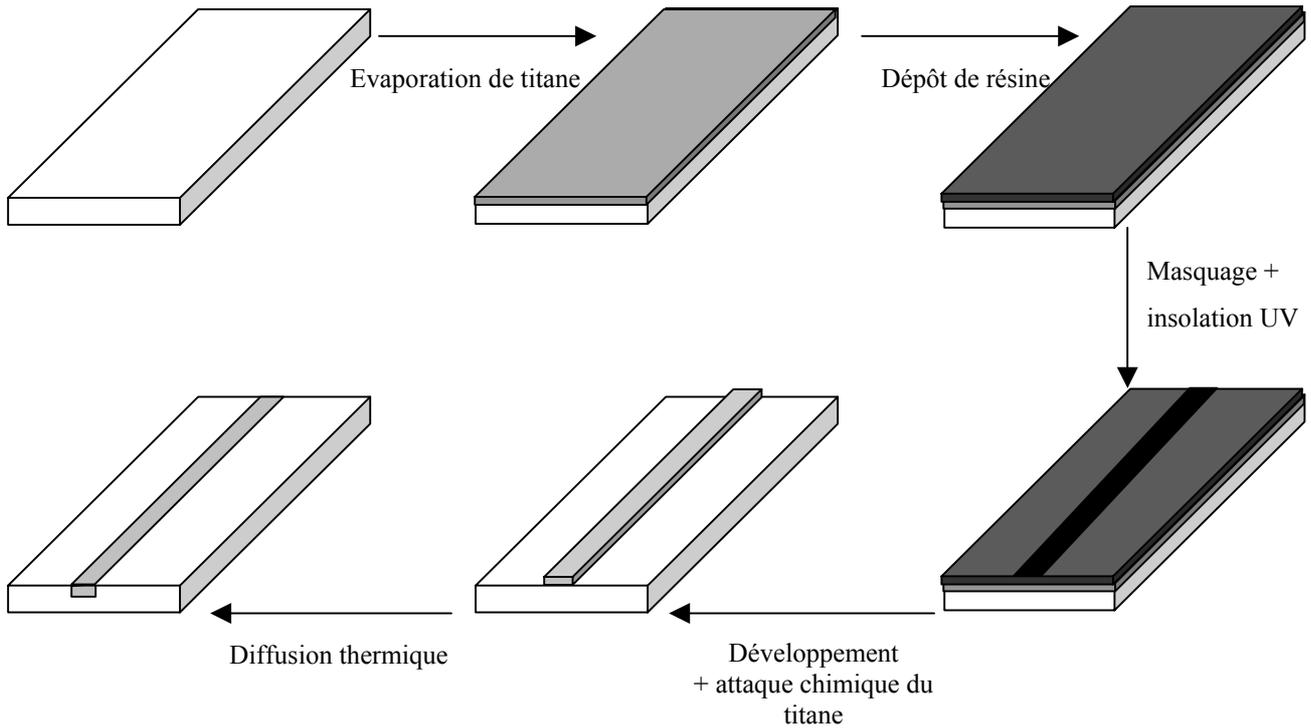


Figure 2.12. Principe de la réalisation d'un guide rectiligne Ti sur LiNbO_3

4.2. Echange protonique (PE)

L'échange protonique entraîne un accroissement de l'indice de réfraction extraordinaire (ce qui crée le guide) et une diminution de l'indice ordinaire.

Pour réaliser un échange protonique, le cristal est plongé dans une source acide riche en protons [Als-86, Gan-88, Wri-91, Zho-92]. Un échange ionique s'effectue entre les ions Li^+ à la surface de l'échantillon et les protons H^+ de la source [Jac-82, Mic-82, Bal-94], que l'on peut représenter par la réaction suivante :



X étant le taux de substitution.

L'échange protonique est réalisé dans de l'acide benzoïque (AB) pur [Jac-82] et est caractérisé par un taux de substitution très élevé qui perturbe la structure cristalline.

4.2.1. Guide par échange protonique et recuit (APE : LiNbO_3)

Un guide APE : LiNbO_3 (Annealed Proton Exchange LiNbO_3) est obtenu par recuit (à environ 300°C) d'un guide PE. Le recuit permet la diffusion des ions H^+ de la couche PE

initiale plus en profondeur. Cela crée un guide plus profond avec un saut d'indice plus faible par rapport au guide initial.

La technique APE est une des plus répandue pour des applications optiques non linéaires [Bor-94, Pet-98, Yam-93, Fuj-96, Wat-96].

4.2.2. Guide par échange protonique « doux » (SPE : LiNbO_3)

Pour rendre l'échange moins agressif, on peut utiliser une solution d'acide benzoïque dilué avec du benzoate de lithium. Du fait de la différence des pressions de vapeurs saturantes de l'acide et du benzoate, pour éviter toute variation du taux d'acidité du bain dans le temps (qui donne une mauvaise reproductibilité des résultats), l'échange en solution diluée doit être effectué dans un récipient scellé, placé dans un four à température d'échange de 300°C [Mic-86] pendant quelques dizaines de minutes selon la profondeur souhaitée (jusqu'à $10\ \mu\text{m}$).

Des études comparatives entre les guides PE et SPE ont mis en évidence la destruction de la non linéarité dans les guides PE, alors que dans les guides SPE, il n'y a aucune dégradation dans toute la région guidante à la différence du cas APE : LiNbO_3 [Had-97].

4.2.3. Echange protonique inverse (RPE)

La technique RPE est la seule variante de l'échange protonique qui permet également de réaliser aussi des guides pour la polarisation ordinaire.

L'échange protonique inverse [Jac-91,Oli-93] conduit à des guides protoniques enterrés grâce à un double échange ionique (figure 2.7). Dans un premier temps, un PE s'effectue libérant des ions Li^+ dans la source et absorbant les ions H^+ . Dans un second temps, le guide PE ainsi réalisé est plongé dans un bain de $\text{KNO}_3 / \text{NaNO}_3 / \text{LiNbO}_3$. Ainsi, il y a substitution des protons H^+ par Li^+ , ce qui permet de reconstituer le substrat en surface.

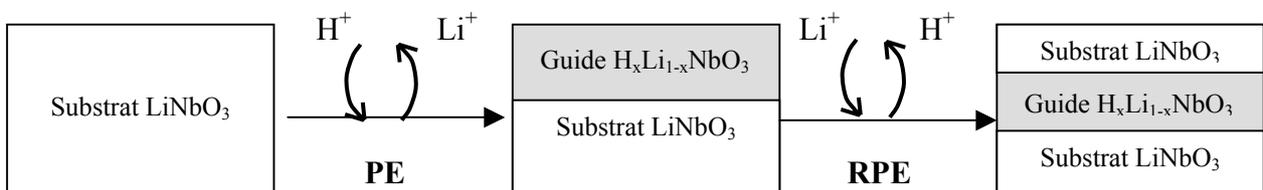


Figure 2.13. Principe du double échange ionique sur LiNbO_3

4.2.4. Guide à échange protonique en phase vapeur

L'échange protonique en phase vapeur (VPE = Vapor Proton Exchange) est une variante proposée il y a quelques années [Mas-97, Ram-97, Ram-99]. Cette technique permet d'obtenir des guides d'indice élevé capables de préserver la non linéarité ; toutefois, la technologie nécessaire est plus complexe et le contrôle des paramètres du processus est plus difficile que celui rencontré avec à l'échange en phase liquide.

5. Applications

5.1. Modulateur

Les modulateurs guides d'ondes sur LiNbO₃ sont des composants très utiles pour de nombreuses applications tels les réseaux de communication de fibres optiques ou la télévision câblée [Alf-90]. Le principe de base des modulateurs utilise l'effet électrooptique qui change l'indice de réfraction d'un guide lorsqu'un champ électrique est appliqué sur le système par le biais d'électrodes.

Si l'on considère un cristal de LiNbO₃ en configuration transverse, la modulation de phase est possible. En effet, si la polarisation linéaire de l'onde qui se propage suivant y est parallèle à z, on peut alors obtenir une modulation de phase V_π qui se superpose à un déphasage intrinsèque au cristal (figure 2.14) :

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

où λ est la longueur d'onde de la lumière,

n_e , l'indice extraordinaire du LiNbO₃,

r_{33} , le coefficient électrooptique,

d , la distance entre les électrodes,

L , la distance parcourue par la lumière dans le matériau.

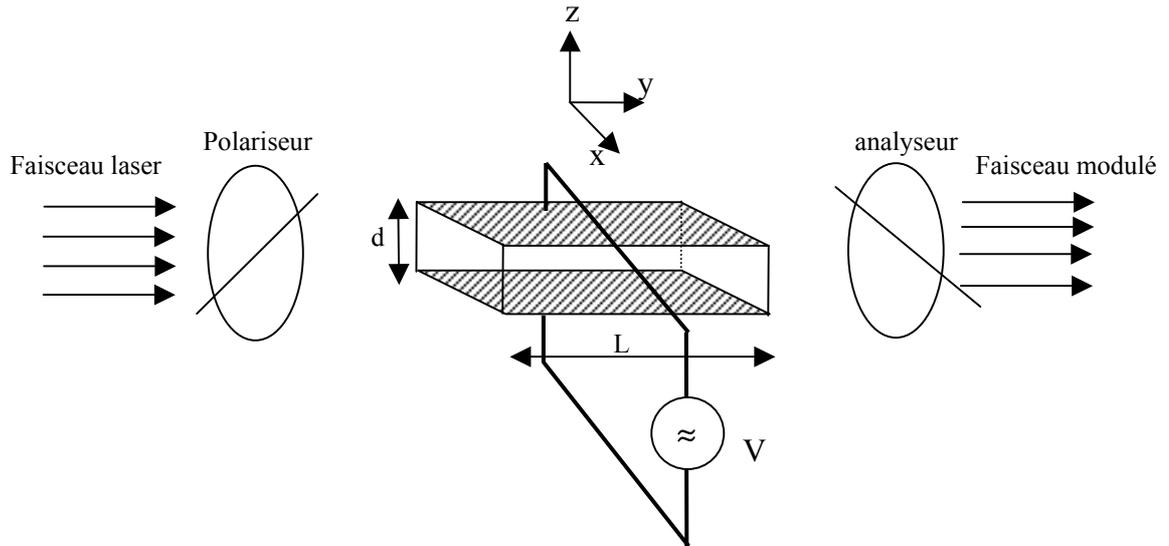


Figure 2.14. Représentation d'un modulateur de phase LiNbO_3

Ce type de modulateur peut être associé à des guides d'ondes afin de réaliser un interféromètre de Mach-Zender (cf paragraphe 2.2 de la partie 1).

5.2. Le quasi accord de phase.

Les réseaux périodiques unidimensionnels sur LiNbO_3 permettent, s'ils ont les dimensions adéquates, de réaliser de la génération de second harmonique par quasi accord de phase.

Si un cristal non linéaire, de longueur L , caractérisé par une susceptibilité du second ordre $\chi^{(2)}$ supposée purement réelle, est illuminé par une onde (dite onde pompe) de fréquence ω (vecteur d'onde k_ω) et d'amplitude $E(\omega)$, il peut acquérir une polarisation linéaire contenant deux composantes de Fourier :

- l'une à la fréquence 2ω (vecteur d'onde $k_{2\omega}$), qui va rayonner une onde lumineuse à la fréquence double de celle de l'onde pompe. Cette composante de la polarisation est à l'origine du processus de doublage de fréquence.
- l'autre à une fréquence nulle, qui est associé au phénomène de rectification optique, se traduisant par la création d'un champ électrique statique à partir d'une onde lumineuse.

Si la condition d'accord de phase $k_{2\omega} = 2k_\omega$ est remplie, le transfert énergétique de l'onde pompe vers l'onde doublée est maximal et croît (figure 2.15). Dans le cas contraire, la puissance du faisceau doublé présente un comportement oscillant avec une période $2L_c$

(figure 2.15). L_c est appelée longueur de cohérence et définit la longueur maximale sur laquelle la génération de second harmonique est constructive. De L_c à $2L_c$, l'énergie de second harmonique décroît par génération de différence de fréquence, puis de $2L_c$ à $3L_c$, elle se combine à nouveau avec le fondamental et ainsi de suite.

$$L_c = \frac{\pi}{\Delta k} \text{ avec } \Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega}$$

Au bout d'une longueur de cohérence, le déphasage accumulé entre la polarisation non linéaire et l'onde du second harmonique vaut π : ces deux ondes sont donc en opposition de phase.

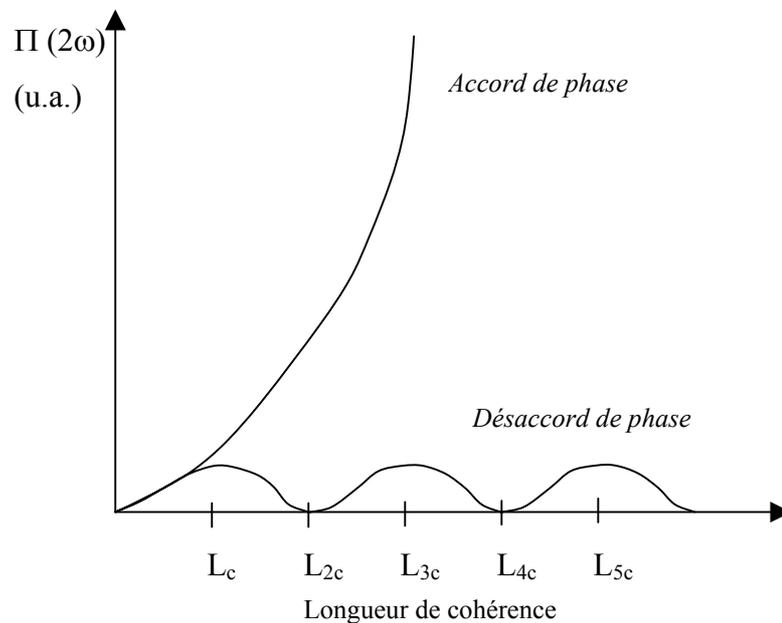


Figure 2.15. Variation de la puissance moyenne $\Pi(2\omega)$ en fonction de la longueur de cohérence dans les cas d'accord et de désaccord de phase

Ce déphasage est dû à la dispersion chromatique du matériau et résulte du fait que le champ du second harmonique à l'intérieur du matériau est, en tout point, la somme d'une onde dite forcée (polarisation non linéaire), qui a une phase fonction de celle de l'onde fondamentale (indice de réfraction n_ω), et d'une onde dite libre qui présente le champ du second harmonique, se propageant avec une phase qui lui est propre (indice de réfraction $n_{2\omega}$).

Deux solutions s'offrent à nous pour accorder en phase les ondes fondamentale et harmonique : soit l'utilisation de la biréfringence des cristaux, soit le quasi-accord de phase (QAP).

L'accord de phase par biréfringence a été longtemps utilisé dans LiNbO₃ [Mic-83, Soh-94], mais il présente plusieurs inconvénients : il n'est pas applicable à toutes les longueurs d'onde, il requiert un guide qui soutienne deux polarisations, il n'est pas en général applicable à température ambiante et il utilise les termes non diagonaux du tenseur non linéaire, qui ne sont pas les plus élevés.

Le Quasi Accord de Phase (QAP) ou Quasi Phase Matching (QPM), est réalisé en corrigeant périodiquement les relations de phase entre les ondes impliquées dans une interaction quadratique, de façon à obtenir des effets constructifs au cours de la propagation. Une telle correction est effectuée grâce à une variation périodique du signe de la susceptibilité $\chi^{(2)}$ [Arm-62, Orl-96] de LiNbO₃. Cette variation est possible par inversion périodique de domaines ferroélectriques (paragraphe II).

5.3. Lasers guides d'ondes LiNbO₃ [Lal-91],[Lal-93]

L'étude des lasers guides d'ondes plans monomodes est actuellement un sujet en plein développement. De façon similaire aux fibres dopées aux terres rares, la faible dimension de la région guidée permet d'obtenir un gain important avec de faibles puissances de pompage. La géométrie planaire offre un certain nombre d'avantages : un haut degré d'intégration, la possibilité de modulation ou de conversion de fréquence, la faible dimension des guides réalisés par des techniques classiques.

Etant donné le caractère électrooptique de LiNbO₃, les circuits optiques peuvent être commandés avec de faibles tensions appliquées au voisinage des guides.

L'utilisation combinée des propriétés électro-optiques et non linéaires de LiNbO₃ avec le gain des ions terres rares offre la possibilité de réaliser des composants lasers sophistiqués intégrés de façon monolithique. Il s'agit de l'intégration des fonctions intra-cavité (modulation, conversion de fréquence,...) et des fonctions extra-cavité pour le traitement du signal.

Pour réaliser un laser guide d'onde LiNbO₃ [Lal-91], un guide d'onde monomode est réalisé par échange protonique et la cavité laser est simplement constituée de deux miroirs diélectriques déposés sur les extrémités polies du guide. Un pompage optique est couplé à la cavité. Afin de faire fonctionner le laser en modes bloqués, un modulateur de phase électro-

optique a été intégré. Un coupleur directif peut être intégré pour moduler les pertes intracavités afin d’obtenir un mode déclenché [Lal-93].

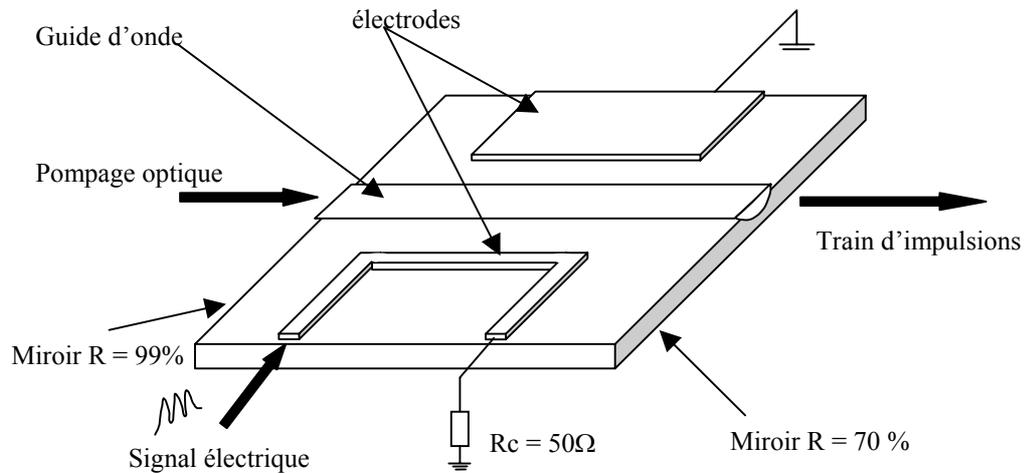


Figure 2.16. Schématisation d'un laser guide d'onde à modes synchronisés

6. Conclusion

Grâce à la maîtrise de fabrication du niobate de lithium et à ses propriétés optiques, ce matériau est largement exploité depuis la fabrication des premiers guides d'ondes, il y a une vingtaine d'années, et de nombreuses fonctions optiques telles que la modulation, la commutation [Sym-88, Soh-89, Pap-83], la conversion de fréquences optiques [Arm-92] ont vu le jour.

Pour réaliser des cristaux photoniques dans ce matériau, une inversion de domaines ferroélectriques associée à une attaque chimique sera pratiquée dans un premier temps, sur un échantillon de LiNbO_3 . Parmi les différentes techniques d'inversion présentées dans cette partie, nous avons choisi le bombardement par faisceau d'électrons pour réaliser des tiges de LiNbO_3 dans l'air. Puis, en modifiant les paramètres d'irradiation, des réseaux de trous d'air dans le matériau sont obtenus grâce à un phénomène physique qui vient supplanter l'inversion de polarisation que nous détaillerons dans le chapitre 3.

7. Bibliographie

- [Abr-66] **S.C. Abrahams, W.C. Hamilton and J.L. Bernstein,**
J. Phys.Chem.Solids, 27, 997 (1966)
S.C. Abrahams, W.C. Hamilton and J.L. Bernstein,
J. Phys.Chem.Solids, 27, 1013 (1966)
S.C. Abrahams, W.C. Hamilton and J.L. Bernstein,
J. Phys.Chem.Solids, 27, 1019 (1966)
- [Alf-90] **R.C. Alferness**
Ed. T.Tamir, Springer Series in Electronics and Photonics, Berlin, 26, 145 (1990)
- [AlS-86] **S.M. Al-Shukri, J.F. Duffy, R.M. De la Rue, G. Mazzi, A. Carnera,**
M.N. Armenise
SPIE 651, Integrated Optical Circuit Engineering III, 20-25 (1986)
- [Ami-96] **J. Amin J., B. Dussardier, T. Schweitzer, M. Hempstead**
J. Lumin., 69, 17 (1996)
- [Arm-62] **J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P.S. Pershan**
Phys. Rev., 127, 1918 (1962)
- [Arm-92] **F. Armani**
Thèse de Doctorat, Université de Nice (1992)
- [Bal-94] **P. Baldi, M.R. Shenoy, S. Nouh, M. de Micheli, D.B. Ostrowsky**
Opt. Comm. , 104, 308-312 (1994)
- [Bat-99] **R. Batchko, V.Ya Shur, E. Romyantsev, M.M. Fejer, R.L. Byer**
Appl. Phys. Lett., 72, 1673 (1999)
- [Bim-93] **D.P. Bimie III**
J. Mater. Sci., 28, 302 (1993)
- [Bor-94] **M.L. Bortz**
Thèse de Doctorat, Département de Physique Appliquée, Université de Stanford,
Californie, USA (1994)

- [Bou-95] **A. Boudrioua, P. Moretti, J.C. Loulergue**
J.of Non-Crystalline Solids, 187, 443-447 (1995)
- [Bro-02] **P.T. Brown, S;Mailis, I. Zergoti, R.W. Eason**
Optical Materials, 20, 125-134 (2002)
- [Bru-65] **G. Bruhat**
Cours de physique générale, Ed. Masson (1965)
- [Buc-91] **Buchal C., Mohr S.**
J. Matter Res., 6, 134 (1991)
- [Bur-79] **W.K. Burns, P.H. Klein, E.J. West, L.E. Plew**
J. Appl. Phys., 50, 6175 (1979)
- [But-90] **P.N. Butcher, D.Cotter**
The elements of non linear optics, Cambridge University Press (1990)
- [Bus-02] **A.C. Busacca, C.L. Sones, V. Apostolopolous, R.W. Eason, S. Mailis**
Appl. Phys. Lett., 81, 26, 4946-4948 (2002)
- [Car-71] **J.R. Carruthers, G.E. Peterson, M. Grasso, P.M. Bridenbaugh**
J. Appl. Phys., 42, 1846 (1971)
- [Fog-03] **V. Foglietti, E. Cianci, D. Pezzetta, C. Sibilìa, M. Marangoni,
R. Osellama, R. Ramponi**
Microelect. Engineering, 67-68, 742-748 (2003)
- [Fuj-96] **M. Fujimura, M. Sudoh, K. Kintaka, T. Suhara, H. Nishihara**
IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2, 396 (1996)
- [Fuk-78] **M. Fukuma, J. Noda, H. Iwasaki**
J. Appl.Phys., 49, 3693 (1978)
- [Gan-88] **V.A. Ganshin, Yu. N. Korkishko, T.V. Morozova**
Phys. Stat. Sol. (a) 110, 397-402 (1988)

- [Had-97] **K. El Hadi, M. Sundheimer, P. Aschieri, P. Baldi, M.P. de Micheli, D.B. Ostrowsky, F. Laurell**
J. Opt. Soc. Am. B 14, 3197 (1997)
- [Her-95] **W.N. Herman, L.M. Hayden**
J. Opt. Soc. Am. B, 12,3, 416-427 (1995)
- [Hir-02] **M. Hirano, K. Kawamura, H. Hosono**
Appl. Surf. Science, 197-198, 688-698 (2002)
- [Inb-93] **I. Inbar, R.E. Cohen**
Phys. Rev. B, 53, pp 1193 (1993)
- [Ito-91] **H. Ito, C. Takyu**
Electronics Letters, 27, pp. 1221-1222 (1991)
- [Jac-82] **J.L. Jackel, C.E. Rice, J.J. Veselka**
Appl. Phys. Lett. 41, 607 (1982)
- [Jac-91] **J.L. Jackel, J.J. Johnson**
Electron. Lett. 27, 1360-1361 (1991)
- [Jun-01] **D.H. Jundt,**
Actes de ECIO, Paderborn, Allemagne (2001)
- [Kam-74] **I. Kaminov**
Introduction to Electro-Optics Devices, Academic, New-York (1974)
- [Kav-73] **I.P. Kaminov, J.R. Caruthers,**
Appl. Phys. Lett. 22, 7, 326-328 (1973)
- [Key-90] **R.W. Keys, A. Loni, R.M. De La Rue, C.N. Ironside, J.H. Marsh, B.J. Luff, P.D. Townsend**
Electronics Letters, 26, pp.188-190 (1990)

- [Lal-91] **E. Lallier, J.P. Pocholle, M. Papuchon, Q. He, M. de Micheli, D.B. Ostrowsky, C. Grezes, Besset, E. Pelletier**
Elect. Lett., 27, 11, 936 (1991)
- [Lal-93] **E. Lallier, D. Papillon, J.P. Pocholle, M. Papuchon, M. de Micheli, D.B. Ostrowsky, C. Grezes-Besset, E. Pelletier**
Electron. Lett., 29, 2, 175-176 (1993)
- [Lau-90] **F. Laurell**
Royal Institute of Technology, Departement de Physique, Stockholm, Suede (1990)
- [Mar-99] **A. Martinez, J. Hauden**
Recueil de communications, JNOG 99, 237 (1999)
- [Mar-02] **A. Martinez**
Thèse de doctorat n°915, Université de Franche-Comté, Besançon (2002)
- [Mas-97] **J. Masalkar, M. Fujimura, T. Suhara, H. Nishihara**
Electron. Lett. 33, 519 (1997)
- [Mat-49] **B.T. Mathias, J.P. Remeika**
Phys.Rev. 76, 1886-1887 (1949)
- [Mic-82] **M. de Micheli, J. Botineau, S. Neveu, P. Sibillot, D.B. Ostrowsky, M. Papuchon**
Opt. Com. 42, 101-103 (1982)
- [Mic-83] **M. de Micheli, J. Botineau, S. Neveu, P. Sibillot, D.B. Ostrowsky, M. Papuchon**
Opt. Lett., 8, 116 (1983)
- [Mic-86] **M. de Micheli, D.B. Ostrowsky, J.P. Baretty, C. Canali, A. Carnera, G. Mazzi, M. Papuchon**
J. Lightwave Tech. LT-4, 743-745 (1986)
- [Mil-96] **G.D. Miller, R.G. Batchko, M.M. Fejer, R.L. Byer**
Proc. SPIE, 2700, 34 (1996)

- [Mil-98] **G.D. Miller,**
Thèse de doctorat, Stanford University, Stanford (1998)
- [Mye-95] **L.E. Myers, R.C.M. Pejer, R.L. Byer, W.R. Bosenberg**
CLEO'95 Baltimore, Maryland, Paper CThC3 (1995)
- [Mye-96] **L.E. Myers, R.C. Eckardt, M.M. Fejer, R.L. Byer, W.R. Bosenberg**
Opt. Lett., 21, 591 (1996)
- [Nas-661] **K. Nassau, H.J. Levinstein, G.M. Lioacono**
J. Phys. Chem. Solids, 27, 983 (1996)
- [Nas-662] **K. Nassau, H.J. Levinstein, G.M. Lioacono**
J. Phys. Chem. Solids, 27, 989 (1996)
- [Oli-93] **J. Olivares, J.M. Cabrera**
Appl.Phys.Lett. 62, 2468-2470 (1993)
- [Orl-96] **S. Orlov, A. Yoriv, M. Segev**
Appl. Phys. Lett., 68, 12, 1610 (1996)
- [Pap- 83] **M. Papuchon, Y. Bourbin, S. Vatoux**
Revue technique Thomson-CSF, 15, 3, 621-638 (1983)
- [Pen-02] **L.H. Peng, S.M. Tsan, Y.C. Zhang, Y.C. Shih, C.C. Hsu**
CLEO 2002, Longbeach, Californie, 281 (2002)
- [Pet-98] **K.P. Petrov, A.T. Ryan, T.L. Patterson, L. Huang, S.J. Field, D.J. Bamford**
Opt. Lett. 23, 1052 (1998)
- [Pol-97] **A. Polmar**
J. Appl. Phys., 82, 1 (1997)
- [Pro-89] *Properties of lithium niobate*
EMIS Data Reviews Series n°5 (Institution of Electrical Engineers, London) (1989)

- [Ram-97] **J. Rams, J. Olivares, J.M. Cabrera**
Appl. Phys. Lett. 70, 16 (1997)
- [Ram-99] **J. Rams, J. Olivares, J.M. Cabrera**
J. Opt. Soc. Am. B 16, 401 (1999)
- [Res-00] **C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J.L. Decossas, J.C. Vareille, J. Hauden, Martinez**
Appl. Phys., 88, 11, 6665 (2000)
- [Sab-86] **C. Sabatier, E. Caquot**
IEEE, J. Quantum Electron., QE-22, 1, 32 (1986)
- [Shu-99a] **V.Ya Shur, R. Batchko, E. Romyantsev, G.D. Miller, M.M. Fejer, R.L. Byer**
Proc. 11th ISAF, Piscataway, IEEE, N.J., 399 (1999)
- [Shu-99b] **V.Ya Shur, E. Romyantsev, R. Batchko, G.D. Miller, M.M. Fejer, R.L. Byer**
Ferroelectrics 221, 157 (1999)
- [Shu-00] **V.Ya Shur, E. Romyantsev, E.V. Nikolaeva, E.I. Shishkin, D.V. Fursov, R. Batchko,**
L.A. Eyres, M.M. Fejer, R.L. Byer, W.R. Bosenberg
Appl. Phys. Lett. 76, 2 (2000)
- [Soh-84] **W. Sohler**
New Directions in Guided Waves and Coherent Optics, Ed. Ostrowsky and E. Spitz, Nijhoff Publ., The Hague, 449-480 (1984)
- [Soh-89] **W. Sohler**
Thin Solid Films, 175, 191-200 (1988)
- [Sym-88] **R.R.A. Syms**
Optical and Quantum Electronics, 20, 189-213 (1998)
- [Tam-90] **T. Tamir**
Guided-wave Optoelectronics, Springer-Verlag, New-York (1990)

- [Tam-01] **M. Tamura, S. Yoshikado**
Science and Technol. Of Advanced Materials 2, 563-569 (2001)
- [Tas-76] **M. Tasson, H. Legal, J.C. Peuzin, and F.C. Lissalde**
Ferroelectrics, 13, pp. 479-481 (1976)
- [Vol-83] **J. Vollmer, J.P. Nisius, P.Hertel, E. Kratig**
Appl.Phys.A 32, 125-127 (1982)
- [Web-89] **J. Webjorn, F. Laurell, G. Arvidson**
IEEE Photonics Technol. Lett., 1, pp.316-318 (1989)
- [Wei-85] **R.S. Weis, T.K. Gaylord,**
Appl. Phys. A.37, 191-203 (1985)
- [Wir-91] **M.Mc. Wright Howerton, W.K. Burns, P.R. Skeath, A.S. Greenblatt**
J. Quantum Elec., 27, 593-601 (1991)
- [Xue-03] **D. Xue, S. Wu, Y. Zhu, K. Terabe, K. Kitamura, J. Wang**
Chem. Phys. Lett., 377, 475-480 (2003)
- [Yam-91] **M. Yamada, K.P. Kishima**
Electronics Letters, 27, pp. 828-829 (1991)
- [Yam-93] **M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe**
Appl. Phys. Lett. 62, 435 (1993)
- [Yam-98] **M. Yamada, M. Saitoh**
J. of Appl. Phys., 84, 4 (1998)
- [Zho-92] **F. Zhou, A.M. Matteo, R.M. De La Rue, C.N.Canali, A. Carnera, G. Mazzi, M. Papuchon**
Elec. Lett. 28, 87-89 (1992)

CHAPITRE 3 :

Etudes théorique et expérimentales de structures bidimensionnelles pour la réalisation de filtre à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

Chapitre 3 – Etudes théoriques et expérimentales de structures bidimensionnelles pour la réalisation d'un filtre à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

1. Introduction

Cette partie est consacrée à la réalisation de structures périodiques bidimensionnelles sur LiNbO_3 . Parmi les différentes applications (cavité résonante, guides d'onde, superprisme, filtre add-drop,...), notre choix s'est orienté sur un filtre à $1,55 \mu\text{m}$ qui semble plus aisé à réaliser et à caractériser pour une première étude. Dans un premier temps, des calculs permettant de déterminer les dimensions exactes de la structure à BIP et la forme du réseau sont présentés. Ces simulations sont basées sur des méthodes fréquentielles qui sont plus appropriées pour le calcul des structures de bandes que les méthodes temporelles car elles permettent d'obtenir les fréquences et les états simultanément (évanescents, propagatifs) de chaque mode.

Dans un deuxième temps, le dispositif expérimental nécessaire à la réalisation des structures périodiques bidimensionnelles sera décrit. Étant données les dimensions requises, la technique de poling par faisceau d'électrons est utilisée. Ce faisceau d'électrons est délivré par un Microscope Electronique à Balayage (MEB) associé à une application de conception de composants et de pilotage du faisceau. Nous exposerons donc brièvement le principe de fonctionnement d'un MEB, puis nous discuterons de l'influence des différents paramètres d'irradiation afin d'obtenir les dimensions de structures requises. Il est nécessaire d'avoir une structure guidante pour confiner la lumière dans la troisième dimension (direction z), les deux premières étant gérées par le réseau bidimensionnel. Une étude portant sur des échantillons avec guide protonique a donc été réalisée.

Enfin, des caractérisations ont été effectuées en transmission et en réflexion afin de déterminer l'influence du filtre en fonction de la longueur d'onde.

2. Simulations du réseau bidimensionnel

2.1. Le logiciel MIT Photonic-Bands

Les simulations ont été réalisées grâce au logiciel *MIT Photonic-Bands* (MPB). C'est un programme permettant de simuler des structures de bandes (relation de dispersion) pour des systèmes optiques. *Photonic-Bands* a été développé par Steven G. Johnson du *Joannopolous Ab Initio Physics Group* du département *MIT*. Son application est consacrée à l'étude des cristaux photoniques possédant une bande interdisant la propagation de la lumière à certaines longueurs d'onde optiques.

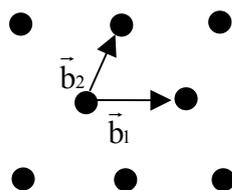
Il existe deux approches pour étudier des structures telles que les cristaux photoniques : un calcul dans le domaine fréquentiel ou temporel. Le programme *MIT Photonic-Bands* utilise le domaine fréquentiel ; en effet, il effectue une simulation basée sur les équations de Maxwell (utilisant les ondes planes). Chaque champ calculé a une fréquence définie.

Au contraire, les méthodes temporelles qui itèrent les équations de Maxwell dans le temps, sont adaptées pour réaliser des simulations qui impliquent une évolution des champs, tels que des calculs de transmission et de temps de relaxation à la résonance. Elles peuvent être utilisées pour calculer des structures de bande et pour trouver des modes de résonance en cherchant des pics de la transformée de Fourier de la réponse du système pour un signal d'entrée. Le principal avantage de cette méthode est que l'on peut obtenir toutes les fréquences (pics) instantanément par le calcul impliquant la propagation d'un seul mode. Cette technique présente cependant plusieurs inconvénients. Tout d'abord, les résultats ne sont pas fiables pour tous les modes : un état peut être faiblement couplé par accident ou deux états peuvent être confondus en fréquence et apparaître en un seul pic. Cet inconvénient est problématique dans le cas de calculs relatifs à des guides d'onde et des cavités résonantes d'ordre élevé.

Au contraire, les méthodes fréquentielles, comme celles utilisées dans MPB, sont plus appropriées pour calculer des structures de bande. Ce sont des résolutions itératives ; or l'erreur induite par le calcul pour une fréquence décroît exponentiellement donc le nombre d'itérations est logarithmique selon la précision demandée. De plus, grâce à cette méthode, l'obtention des fréquences et des états est simultanée : les modes peuvent donc être observés immédiatement.

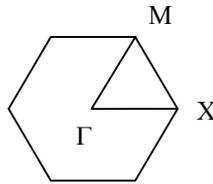
Pour déterminer par le calcul une structure de bande, il faut tout d'abord spécifier les paramètres et la géométrie du réseau ainsi que la nature des données de sortie de la simulation. Ci-dessous sont exposés les principaux paramètres d'entrée (cf annexe 2).

- la forme du réseau (carré, triangulaire, hexagonal...) qui est décrite par les coordonnées des vecteurs de base du réseau (*basis 1**, *basis 2**),



* terme employé dans le programme.

- la description de la zone de Brillouin (*k-point**) suivant la nature du réseau. En effet, pour chaque point appartenant au contour de la zone de Brillouin, appelé point k, le programme calcule les modes autorisés,



zone de brillouin pour un réseau triangulaire

- le nombre de bandes simulées pour chaque point du contour de la zone de Brillouin (*num-bands**),
- les caractéristiques du motif (*geometry**) : le type du motif (cylindre, sphère, ellipsoïde, parallélépipède, cône), les coordonnées de l'origine, la direction de l'axe du motif et sa permittivité. Il est possible de réaliser une simulation pour une structure à BIP dans un matériau anisotrope ce qui est le cas du LiNbO_3 (cf annexe 2). On ne définit pas directement la largeur du motif mais le rapport r/a du rayon r sur la période a du réseau (remarque : ce rapport est noté r^* dans le programme),
- le nombre de motifs que l'on désire pour les calculs (*geometry-lattice**),
- la résolution du calcul (*resolution**).

Une fois les principaux paramètres du réseau décrits, il reste à définir les paramètres de sortie en fonction des calculs que l'on veut réaliser. Voici une liste non exhaustive des différentes simulations proposées par le logiciel MIT Photonic-Bands :

- tracé de la structure de bande d'un réseau périodique,
- extraction de toutes les fréquences autorisées pour les modes TE ou TM,
- liste des différentes bandes interdites de la structure,
- caractéristiques suivant z du champ électrique pour les modes TM pour chaque point k, celles du champ magnétique et de la densité d'énergie du champ électrique pour les modes TE (seulement au point X). Dans la suite de ce travail, on qualifiera d'étroite une bande de largeur inférieure à 10 nm, d'assez large une bande de largeur comprise entre 10 nm et quelques dizaines de nanomètres et de large une bande de plusieurs dizaines de nanomètres,
- optimisation de la largeur de la première bande interdite (la plus large). On fixe tous les paramètres : le programme optimise le rapport r/a pour obtenir la plus grande bande interdite possible,

- création d'un mode ponctuel de défaut en ôtant un motif ou en faisant varier son diamètre ou sa constante diélectrique,
- image des champs TM dans les différentes bandes, pour chaque point k.

2.2. Dimensionnement du réseau

Avant de réaliser un réseau bidimensionnel de trous d'air dans LiNbO_3 , il est nécessaire de connaître les dimensions requises pour que le système présente une bande interdite à $1,55 \mu\text{m}$. C'est ce que nous nous proposons de faire dans cette partie. Nous avons tout d'abord simulé des réseaux bidimensionnels triangulaires car, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, ils permettent d'obtenir une bande interdite plus large que pour un réseau rectangulaire, pour les deux polarisations.

Dans un premier temps, les simulations seront effectuées pour les modes TE et TM pour connaître le comportement des structures à BIP dans leur globalité puis s'orienteront vers le mode TM étant donné que seul ce mode nous intéressera dans la partie expérimentale.

2.2.1. Rapport r/a

Dans un premier temps, nous avons développé un programme (voir annexe 2) permettant d'optimiser les premières bandes interdites (TE et TM) par rapport à la valeur r/a. Il s'est avéré que les plus larges bandes interdites (BI), pour les deux polarisations, ont été obtenues pour $r/a = 0,423$. Cependant, ces deux BI sont centrées sur une fréquence centrale normalisée f_n faible. Or, la période du réseau dépend de la valeur f_n : plus la valeur de f_n sera faible, plus la période du réseau sera petite à une longueur d'onde donnée comme nous le montre la relation (3.1).

$$f = f_n \times \frac{c}{a} \quad \text{d'où} \quad a = f_n \times \lambda \quad (3.1)$$

avec f fréquence,

f_n fréquence normalisée,

c vitesse de la lumière,

λ longueur d'onde.

Un réseau dont la plus large bande interdite est centrée autour d'une fréquence normalisée faible présentera, lors de sa réalisation, des problèmes technologiques quelle que soit la technologie utilisée. Dans le cas d'un réseau de rapport $r/a = 0,423$, pour la polarisation TM, la première bande interdite est centrée sur 0,2566. La période du réseau doit être, pour

obtenir une bande interdite à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, $a = 0,2566 \times 1,55 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ soit 397 nm, ce qui implique un motif de rayon $r = 0,423 \times 397 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ soit 168 nm. Ces faibles dimensions n'ont jamais encore été obtenues sur LiNbO_3 .

Une étude a donc été réalisée non pas sur la largeur de la première BI, mais sur la plus large BI en fonction du rapport r/a . La largeur et la fréquence centrale de la plus large bande interdite TM et TE de réseaux de trous d'air dans LiNbO_3 , en fonction du rapport r/a , sont présentées sur les graphiques des figures 3.2 et 3.3. L'évolution de la fréquence normalisée et de la largeur de bande en fonction du rapport r/a est différente suivant la polarisation. Pour l'étude du mode TE, l'évolution suit une tendance exponentielle. Plus le rapport r/a augmente, plus la fréquence normalisée est élevée et plus la bande interdite est large. On notera que pour un réseau triangulaire, la bande interdite la plus large est la première bande.

En ce qui concerne les bandes interdites TM, aucune évolution significative n'est à noter. La plus large bande interdite TM pour un réseau triangulaire de trous d'air dans LiNbO_3 est obtenue pour la valeur $r/a = 0,5$. Cette valeur n'est cependant pas significative. En effet, un tel réseau de trous d'air adjacents dans LiNbO_3 constitue un réseau non périodique de tiges de LiNbO_3 à section triangulaire dans l'air (figure 3.1). De plus, les conditions de guidage de la lumière ne sont pas optimales car la lumière est guidée dans l'air.

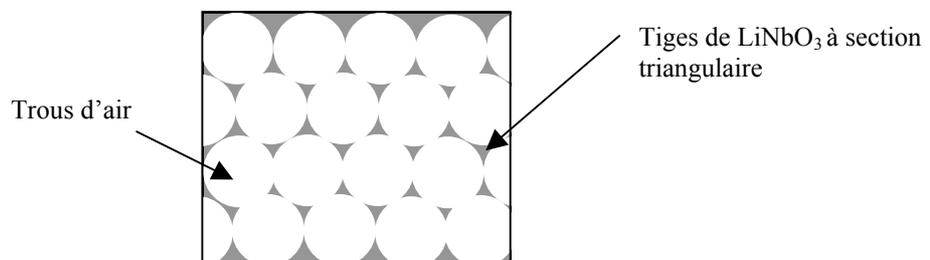


Figure 3.1. Réseau de trous d'air adjacents dans LiNbO_3 .

Pour un rapport r/a inférieur à 0,4, les fréquences normalisées sont élevées mais les bandes interdites sont étroites. Un compromis doit être effectué entre la largeur et la fréquence centrale des bandes interdites et les difficultés technologiques à réaliser des motifs de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres. Dans un premier temps, il faut une fréquence centrale f_n assez élevée pour obtenir une période de plusieurs centaines de nanomètres. Il est aussi nécessaire d'avoir un rapport r/a assez élevé car plus il sera faible, plus le diamètre des motifs sera petit (donc difficile à réaliser). Enfin, plus r/a est élevé, plus la structure présentera de

bandes interdites. Si on prend l'exemple d'un réseau triangulaire de rapport $r/a = 0,2$, il n'existe que 2 bandes interdites TE et 1 bande interdite TM (pour un calcul effectué sur 20 bandes) alors que pour un rapport $r/a = 0,44$, il existe 8 bandes interdites TE et 12 bandes interdites TM (toujours pour un calcul sur 20 bandes) (cf annexe 3).

Le rapport $r/a = 0,45$ présente une bande interdite centrée sur une fréquence normalisée élevée. Cependant, le fort facteur de remplissage risque d'induire des problèmes technologiques : en effet, plus le facteur de remplissage est fort, plus les motifs risquent de se chevaucher étant données les imprécisions de réalisation de composants à ces dimensions.

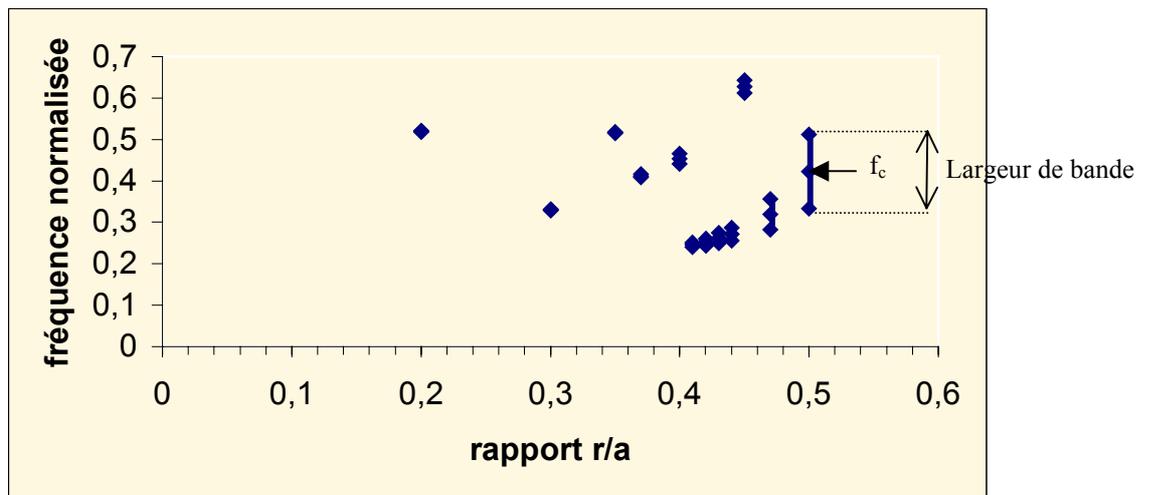


Figure 3.2. Influence du rapport r/a sur la fréquence centrale et la largeur de la plus large des bandes interdites TM d'un réseau triangulaire de trous d'air sur LiNbO_3 .

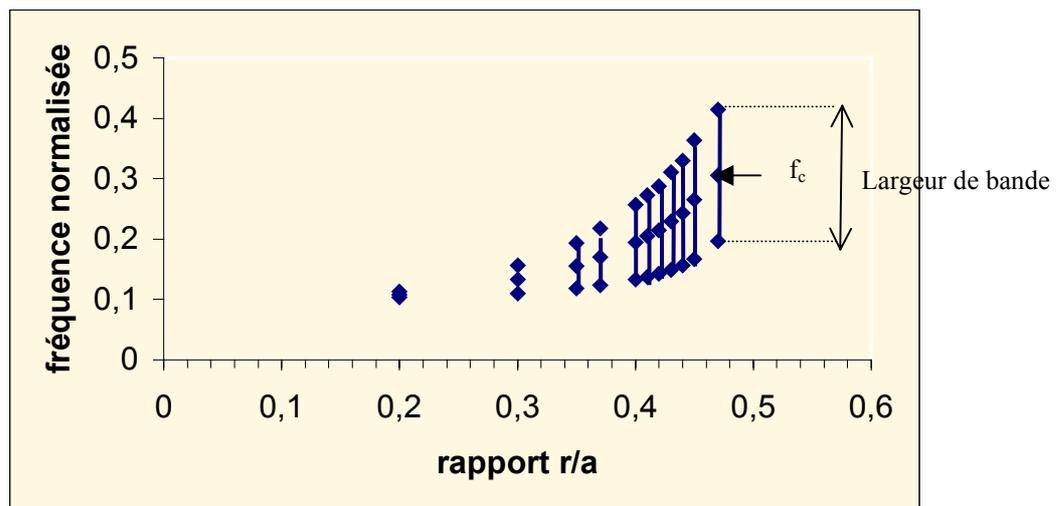


Figure 3.3. Fréquence centrale et largeur de la plus large des bandes interdites TE d'un réseau triangulaire de trous d'air sur LiNbO_3 en fonction du rapport r/a

Le tableau 3.1 résume les contraintes sur la fréquence centrale normalisée et le rapport r/a pour pouvoir réaliser technologiquement une structure périodique présentant une bande interdite assez large. On qualifiera de petit un rapport r/a inférieur ou égal à 0,2 et de grand un rapport r/a supérieur à 0,35. On considèrera la fréquence normalisée élevée à partir de la valeur 0,3.

Polarisation	Valeurs de f_n ou r/a	Problèmes engendrés
TE et TM	f_n peu élevée	Période de réseau trop petite : problème technologique.
TE et TM	r/a proche de 0,5	Risque de chevauchement des motifs lors de la réalisation
TE et TM	r/a petit	Peu de bandes interdites obtenues
TE	r/a petit	f_n faibles et bandes interdites peu larges
TM	$r/a < 0,4$	Bandes interdites peu larges

Tableau 3.1. *Récapitulatif des problèmes rencontrés en fonction des valeurs des paramètres f_n et r/a*

L'étude a été effectuée sur la plus large des bandes interdites de chaque structure.

Etant donné que la plus large des bandes interdites TE est la première, sa fréquence centrale est faible : il est donc préférable, dans le cas de guide TE, de travailler sur les bandes supérieures, moins larges mais présentant des fréquences normalisées plus élevées.

Pour un guide TM, le réseau de rapport $r/a = 0,4$ est un bon compromis entre la largeur de la bande interdite photonique et les dimensions de la structure.

2.3. Simulation sur 120 bandes

L'étude précédente a été réalisée sur l'influence du rapport r/a sur la fréquence centrale normalisée et la largeur de la plus large des bandes interdites. Nous avons souhaité élargir le domaine d'étude et effectuer des simulations sur un plus grand nombre de bandes (120 bandes), afin de découvrir toutes les possibilités de bandes interdites qu'offre une même structure. Les guides photoniques que nous utilisons pour la réalisation du filtre étant des guides TM, on ne s'intéressera qu'aux bandes interdites TM. Les résultats de toutes les simulations sont répertoriés dans l'annexe 3.

L'étude a montré que pour les petits facteurs de remplissage (de 0,2 à 0,3), les bandes interdites obtenues sont peu nombreuses et centrées à des fréquences f_n de faibles valeurs, donc nécessitent de faibles périodes de réseau ($a = f_n \times \lambda$). De plus, peu de bandes interdites

sont présentes pour des faibles facteurs de remplissage. A titre d'exemple, pour le réseau de rapport $r/a = 0,2$ simulé sur 120 bandes, le calcul donne 2 bandes TE et 1 TM. Notre choix s'oriente donc vers des réseaux dont le facteur de remplissage est plus élevé.

Des larges bandes interdites TM centrées à des fréquences f_n élevées ont été obtenues pour des rapports r/a supérieurs à 0,37. Cela implique des réseaux de diamètre de motifs de l'ordre de la période ($\approx 1\mu\text{m}$). Deux problèmes se posent alors : pour obtenir des grands diamètres, il faut une durée d'irradiation élevée (cf paragraphe 3.2.2. : à titre d'exemple 3 minutes d'irradiation en spot 200 nm sont nécessaires pour obtenir un trou de diamètre 1 μm) et le facteur de remplissage étant grand, le risque de chevauchement des motifs est fort (cf paragraphe 3.2.4).

Un compromis doit être fait entre un facteur de remplissage faible (associer à des fréquences centrales trop basses et un faible nombre de bandes interdites) et un facteur de remplissage fort (pour éviter les chevauchement de motifs et les trop longues durées d'irradiation). Le rapport $r/a = 0,4$ semble le plus approprié (cf tableau 3.15), comme dans le cas d'un calcul sur 20 bandes. La bande interdite TM de 72 nm de large semble le meilleur compromis avec une période de 946 nm et un diamètre de motif de 756 nm.

Rapport r/a	Largeur de bande interdite (en nm)	Période (en nm)	Diamètre (en nm)	Commentaires
0,4	11	910	728	BI étroite
	72	946	756	bon compromis
0,41	69	1020	816	diamètre trop élevé
	57	890	730	petite période
	24	930	762	BI étroite
0,42	47	996	816	diamètre trop élevé
	63	845	710	petite période
	40	920	773	BI assez étroite
0,43	40	948	797	BI assez étroite
	12	987	849	BI étroite
	9	884	761	petite période

Tableau 3.2. *Récapitulatif des bandes interdites TM les plus intéressantes pour notre application parmi les résultats des simulations sur 120 bandes*

2.4. Structure de bande

Dans cette partie, nous avons choisi de présenter les structures de bande TE et TM (figures 3.4 et 3.5) d'un réseau triangulaire de trous d'air dans LiNbO_3 , de rapport $r/a = 0,4$ (meilleur compromis pour la réalisation d'une structure 2D sur LiNbO_3) calculées sur 20 bandes pour faciliter l'étude.

Les différentes bandes interdites pour chaque mode sont décrites dans le tableau 3.2. Quatorze bandes interdites TM (dont 6 bandes de faible largeur) et neuf TE sont obtenues. Les bandes interdites TM n° 1, 2 et 4 sont aussi des bandes interdites totales car elles sont comprises respectivement dans les bandes interdites TE n° 1,1 et 3.

N° de BI	Mode	Largeur de BI (en nm)	Période * (en nm)	Diamètre* (en nm)
1	TM	0,5	245	196
2	TM	32	371	297
3	TM	1,37	417	333
4	TM	0,7	515	412
5	TM	2	589	471
6	TM	70	636	509
7	TM	80	702	561
9	TM	8,7	784	627
11	TM	66	858	607
12	TM	11	910	728
13	TM	72	946	756
15	TM	69	1020	816
17	TM	0,1	1060	849
19	TM	2	1160	928
1	TE	1099	302	241
3	TE	168	520	416
5	TE	3	590	472
7	TE	99	660	528
8	TE	1,8	720	575
10	TE	57	801	641
13	TE	25	895	716
16	TE	0,8	982	786
19	TE	5,7	1070	861

*pour une BI à $1,55 \mu\text{m}$

Tableau 3.3. Description des différentes BI de la structure de bande de la figure 3.2. ($r = 0,4$)

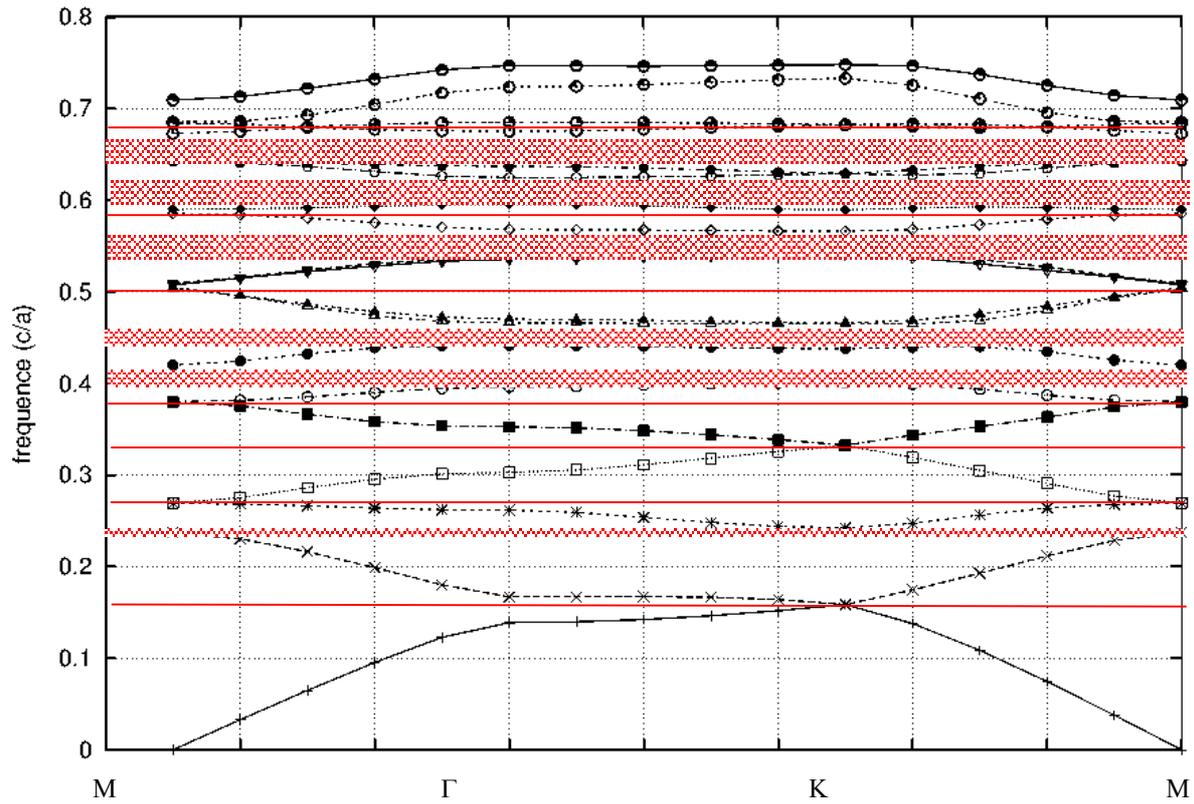


Figure 3.4. Structure de bande TM d'un réseau triangulaire de trous d'air dans LiNbO_3 de rapport $r/a = 0,4$.

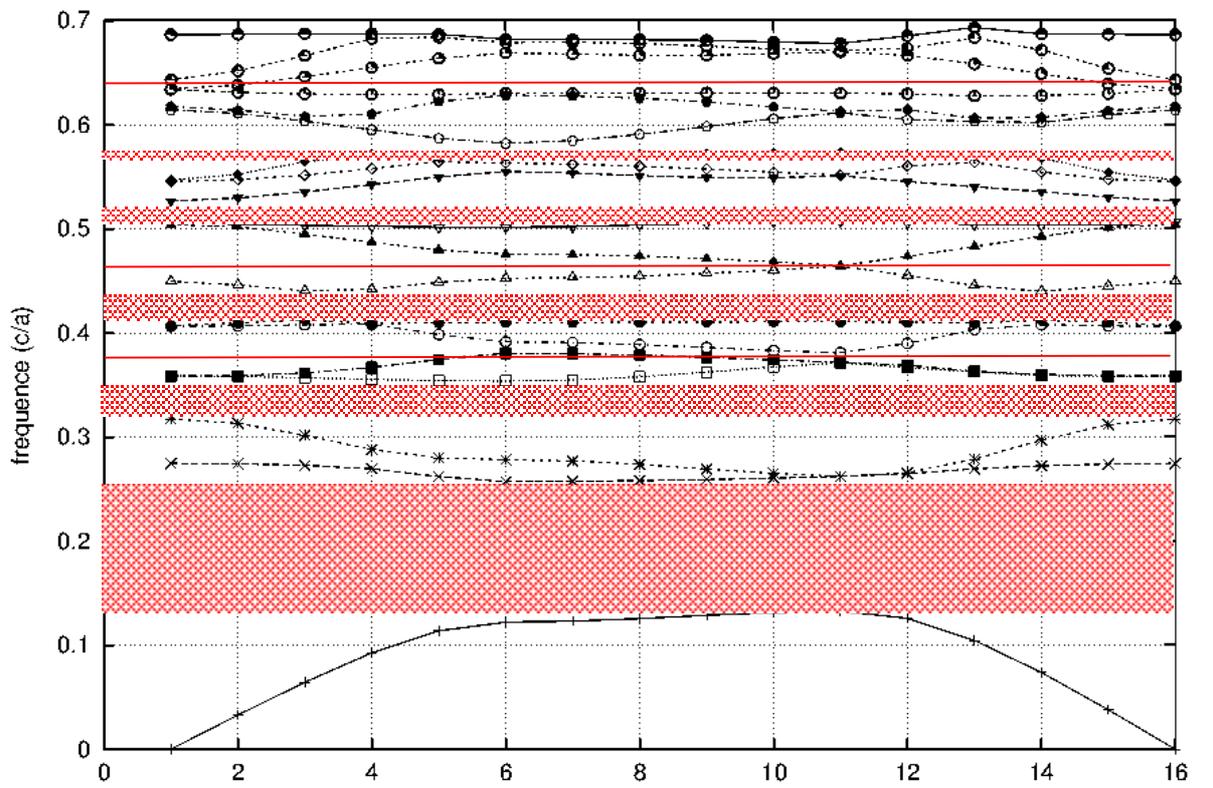


Figure 3.5. Structure de bande TE d'un réseau triangulaire de trous d'air dans LiNbO_3 de rapport $r/a = 0,4$.

Le guide protonique utilisé pour la réalisation du composant étant un guide TM (paragraphe 3.3.2.), notre étude se restreint donc aux bandes interdites TM. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.3, les dimensions de réseau correspondant à la bande TM n° 13 sont les plus appropriées avec une période de 946 nm et des motifs de diamètre 756 nm. Ce sont ces dimensions que nous choisirons pour la réalisation du composant du chapitre 3.2.2.b.

2.5. Comparaison avec un réseau carré

Un réseau carré de trous d'air dans LiNbO_3 avec un rapport $r/a = 0,4$ a été simulé sur le même nombre de bandes pour comparer les deux types de réseaux (triangulaire et carré). Le tableau 3.4 décrit les différentes bandes interdites obtenues.

n° de bande	Mode	Largeur de BI (en nm)	Période* (en nm)	Diamètre* (en nm)
1	TE	239	263	94
2	TE	375	347	138
4	TE	100	452	181
5	TE	108	503	201
9	TE	28	622	248
11	TE	2	714	285
13	TE	31	755	302
16	TE	1	824	329
1	TM	72	226	90
8	TM	18	650	260
16	TM	5	913	365

*pour une BI à $1,55 \mu\text{m}$

Tableau 3.4. Description des différentes BI de la structure de bande d'un réseau carré de trous d'air dans LiNbO_3 de rapport $r = 0,4$.

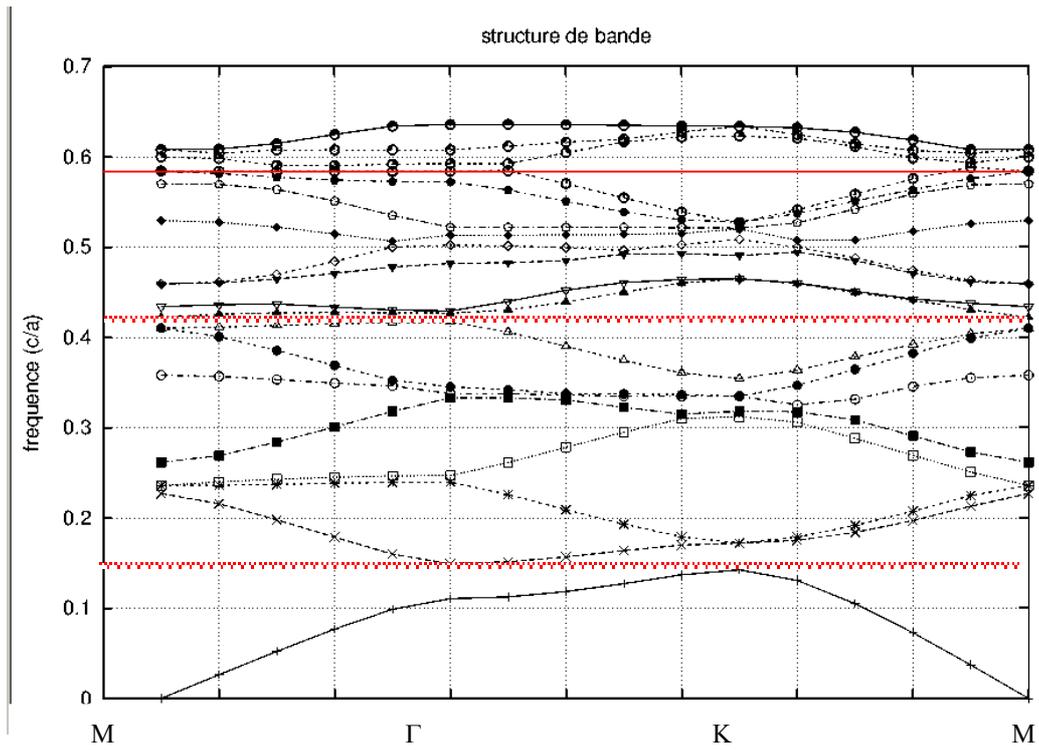


Figure 3.6. Structure de bande TM d'un réseau carré de rapport $r/a = 0,4$

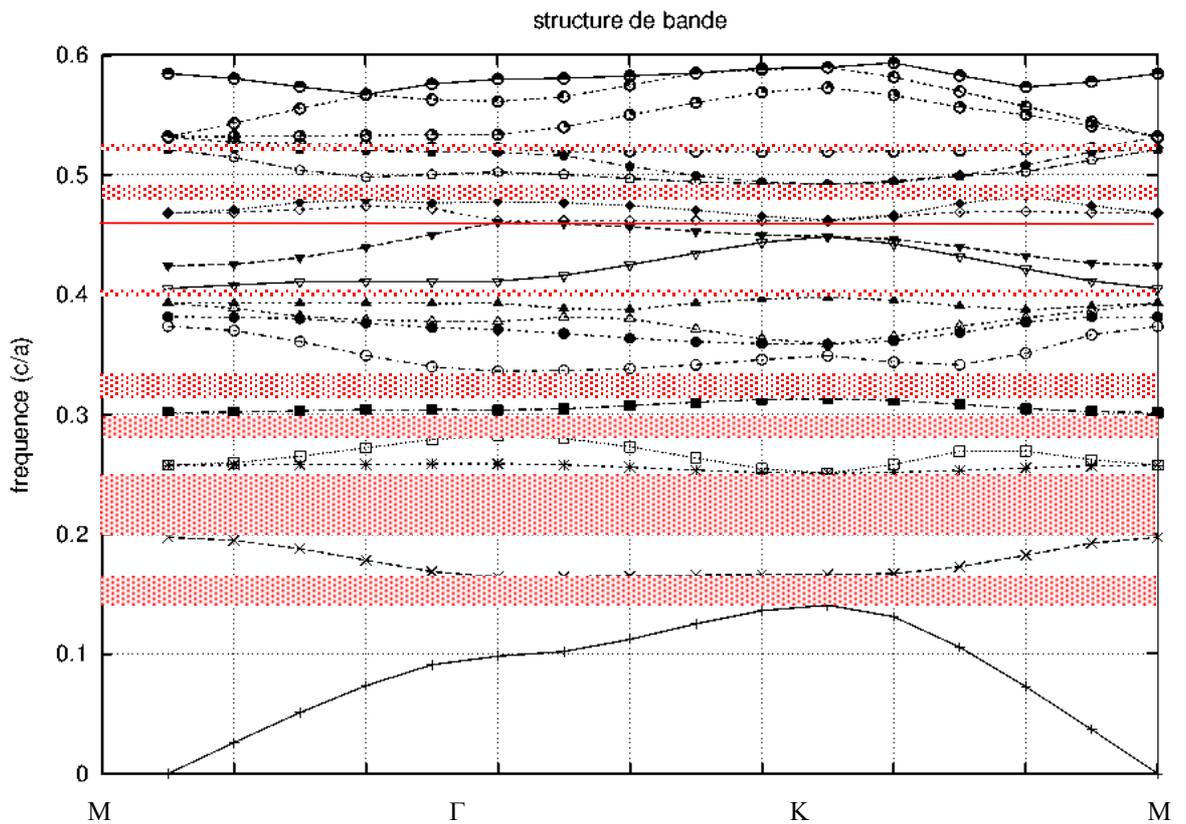


Figure 3.7. Structure de bande TE d'un réseau carré de rapport $r/a = 0,4$

Ce réseau présente de nombreuses bandes interdites TE larges (figure 3.7). Cependant, les bandes interdites TM sont peu nombreuses (figure 3.6.), sont étroites et il n'existe aucune bande interdite totale.

Ce calcul confirme que :

- les réseaux carrés présentent de larges bandes interdites TE et peu de bandes interdites TM,
- les gaps TE sont favorisés par un réseau dont le facteur de remplissage est élevé (ici, $r = 0,4$),
- la structure triangulaire favorise les bandes interdites totales (voir paragraphe 3.2.2.b. du chapitre 1).

2.6. Forme des champs TM dans la structure

Comme nous l'avons vu précédemment, il est possible de visualiser les champs TM dans la structure pour les différentes bandes. Les simulations ont été réalisées sur 8 bandes. La figure 3.8 illustre les champs TM dans le réseau triangulaire de trous de LiNbO_3 de rapport $r/a = 0,4$.

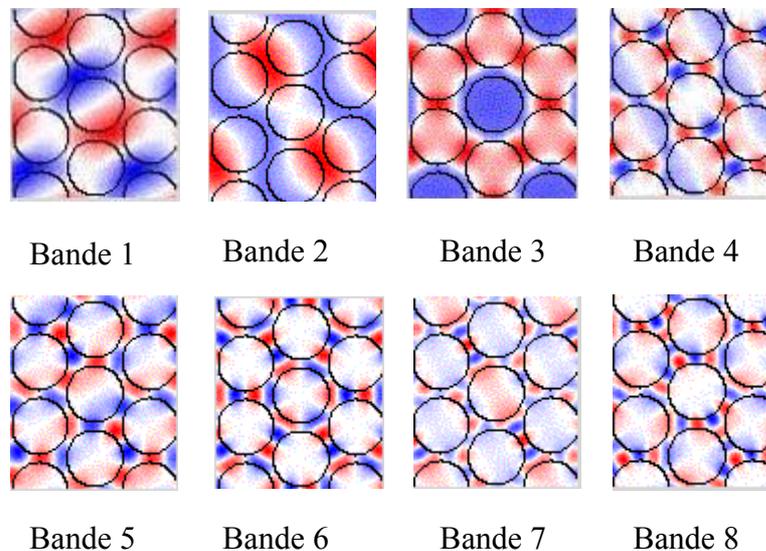


Figure 3.8. Représentation du champ TM dans les différentes bandes de la structure de bande pour un réseau triangulaire de rapport diamètre / période de 0,4

Maintenant que nous connaissons les dimensions théoriques du réseau permettant d'obtenir une structure à BIP, nous allons nous intéresser à la réalisation d'un réseau triangulaire de trous dans LiNbO_3 de période submicronique par bombardement par faisceau d'électrons associé à une attaque chimique, afin d'obtenir un filtre à $1,55 \mu\text{m}$.

3. Réalisation du composant

Comme nous l'avons vu précédemment, un Microscope Electronique à Balayage (MEB) est utilisé pour la réalisation et l'observation de structures bidimensionnelles sur LiNbO_3 . Dans cette partie, après quelques rappels sur l'interaction électrons-matière, le principe du MEB sera exposé. L'influence des différents paramètres sera ensuite décrite dans le chapitre 3.2.

3.1. Outil d'irradiation : le MEB

3.1.1. Rappel sur les interactions électron – matière [Vic-85]

Le fonctionnement du MEB est basé sur l'émission d'électrons délivrés par une cathode et la détection de signaux provenant de l'interaction de ces électrons avec l'échantillon. Les électrons en pénétrant dans la matière, perdent progressivement leur énergie cinétique au cours des interactions qu'ils subissent. Ils terminent leur trajectoire lorsque leur énergie devient de l'ordre de celle de l'agitation thermique. Les mécanismes d'interaction prépondérants sont les diffusions élastique et inélastique qui dépendent de la nature du milieu et des propriétés des électrons incidents.

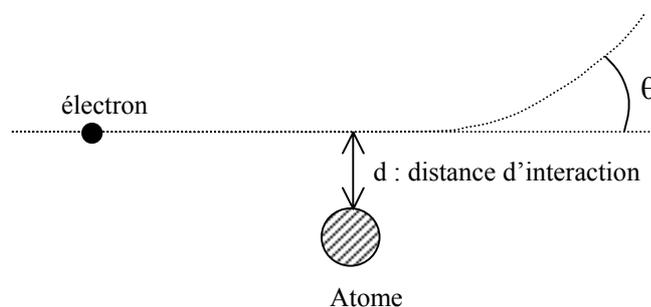


Figure 3.9. Représentation de l'interaction électron – matériau.

On distingue deux cas selon la distance d'interaction d :

\Rightarrow si d est du même ordre de grandeur que le rayon de l'atome, on a une **interaction inélastique** [Tre-81, Tro-81]. L'action du nuage électronique de l'atome est prépondérante. Il y a modification de la structure électronique interne des atomes dans la matière :

- par un phénomène d'ionisation ou d'excitation de l'atome, avec un transfert d'énergie de quelques eV à quelques dizaine d'eV. L'énergie peut se trouver sous forme d'énergie potentielle de l'atome ou d'énergie cinétique de l'électron éjecté (électron secondaire).

- par conversion en énergie de rayonnement électromagnétique par freinage des électrons dans la matière.

- par excitation des niveaux atomiques profonds.

\Rightarrow si d est très supérieure au rayon de l'atome, il se produit une **interaction élastique** [Gre-85] qui a lieu entre l'électron incident et l'atome dans son ensemble. Ce phénomène induit trois types d'effet :

- effet thermique lié à la vibration des atomes pour de faibles tensions d'accélération des électrons (quelques 100 V),
- effet chimique : rupture de liaisons faibles pour des tensions d'accélération des électrons de l'ordre de 25 kV [Bol-63],
- effet de déplacement atomique pour des tensions d'accélération des électrons supérieures à 100 kV.

3.1.2. Particules et rayonnements émis [Vic-85]

Les électrons qui irradiant la surface de l'échantillon pénètrent dans le matériau et affectent un volume appelé « poire d'interaction » composé de trois régions d'où proviennent différents types de particules et rayonnement émis (figure 3.10). Le volume de cette poire dépend du numéro atomique moyen de l'échantillon et de l'énergie des électrons incidents. Dans ce volume d'interaction, les électrons du faisceau vont perdre leur énergie par collisions multiples avec les atomes du matériau générant ainsi de nombreux phénomènes secondaires :

- réémission d'électrons et de photons
- absorption d'électrons
- courants induits
- potentiels électriques
- élévation de température locale

La figure 3.11 illustre l'ensemble des radiations pouvant être émises lors de l'interaction entre le faisceau d'électrons et l'échantillon. Toutes ces radiations sont produites simultanément et transportent des informations pour l'observation et l'analyse de l'objet dont elles sont issues.

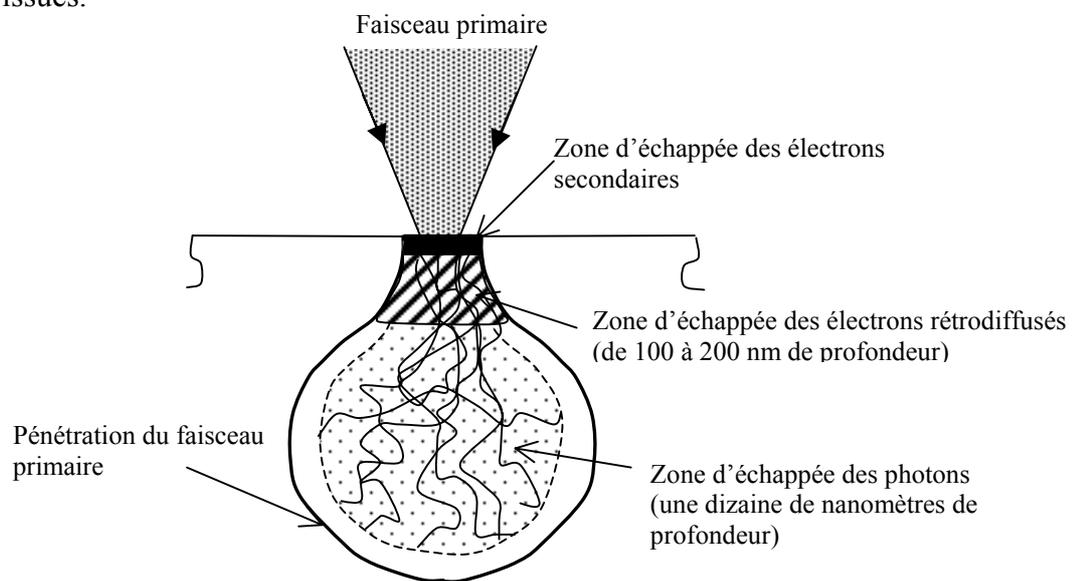


Figure 3.10. *Elargissement du faisceau dans l'échantillon*

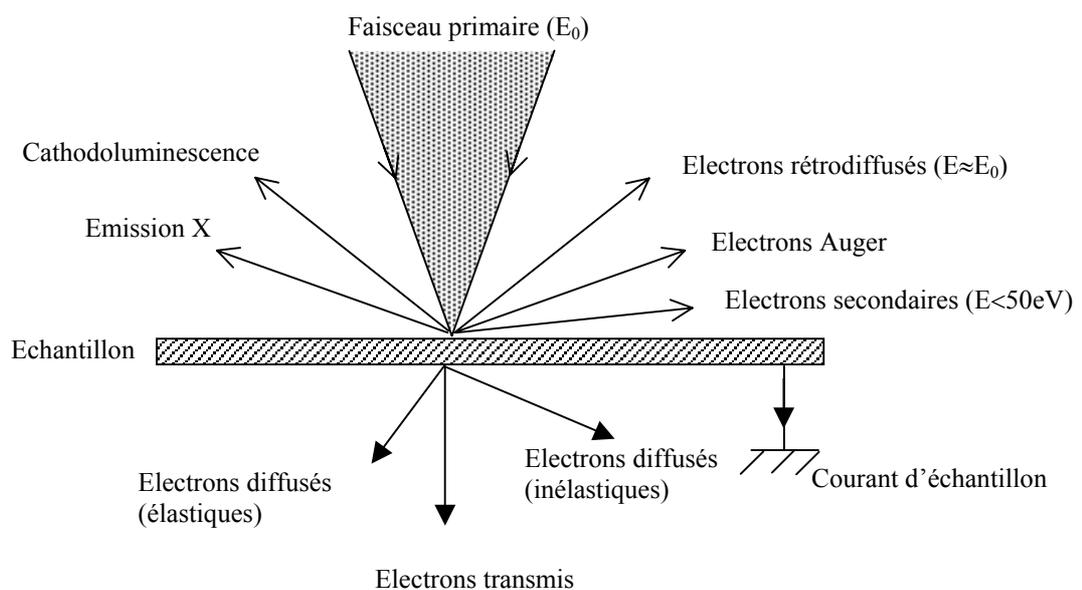


Figure 3.11. *Effets du bombardement électronique*

Les électrons rétrodiffusés et les secondaires sont à la base du traitement de l'imagerie classique.

Les électrons secondaires sont créés par le passage d'un électron incident près d'un atome. L'électron incident transmet une partie de son énergie à un électron peu lié à la bande de conduction provoquant ainsi une ionisation par éjection de ce dernier électron. L'énergie cinétique de ce dernier ne peut excéder 50 eV. Chaque électron incident peut créer plusieurs électrons secondaires. Les électrons secondaires émis près de la surface ($< 10 \text{ nm}$) sont attirés par un collecteur ($V_c = 250 \text{ V}$ pour un MEB XL20) puis sont accélérés par un scintillateur ($V_d = 10 \text{ kV}$)(figure 3.12.a). La moindre modification topographique va modifier la quantité d'électrons secondaires collectés. Ces électrons sont donc à l'origine de l'imagerie. Le détecteur est formé d'un scintillateur (qui absorbe les électrons et restitue une partie de leur énergie sous forme de photons) associé à un photomultiplicateur qui convertit ensuite les photons en électrons par effet photoélectrique ; ce système forme le détecteur à électrons secondaires. Il détecte les signaux de faible énergie ($< 50 \text{ eV}$).

Les électrons rétrodiffusés ont pour origine la collision entre un électron incident et un atome de l'échantillon. Ce sont des électrons primaires qui ont réagi de façon élastique avec des noyaux d'atomes de l'échantillon. Ils sont dispersés dans toutes les directions avec une faible perte d'énergie. Du fait de leur forte énergie (de l'ordre de celle de l'électron incident), les électrons rétrodiffusés récupérés peuvent provenir d'une plus grande profondeur que celle des électrons secondaires. Ils ont une sensibilité topographique nettement moins importante : ils ont donc une faible contribution à l'imagerie (figure 3.12.b), mais ils participent à la mise en évidence des contrastes atomiques.

Les signaux provenant des détecteurs secondaires et d'électrons rétrodiffusés produisent sur l'écran une image en échelle de gris de la zone balayée par le faisceau d'électrons primaires sur l'échantillon. A chacun des points du balayage, les électrons interagissent avec le matériau, produisant les électrons secondaires et rétrodiffusés.

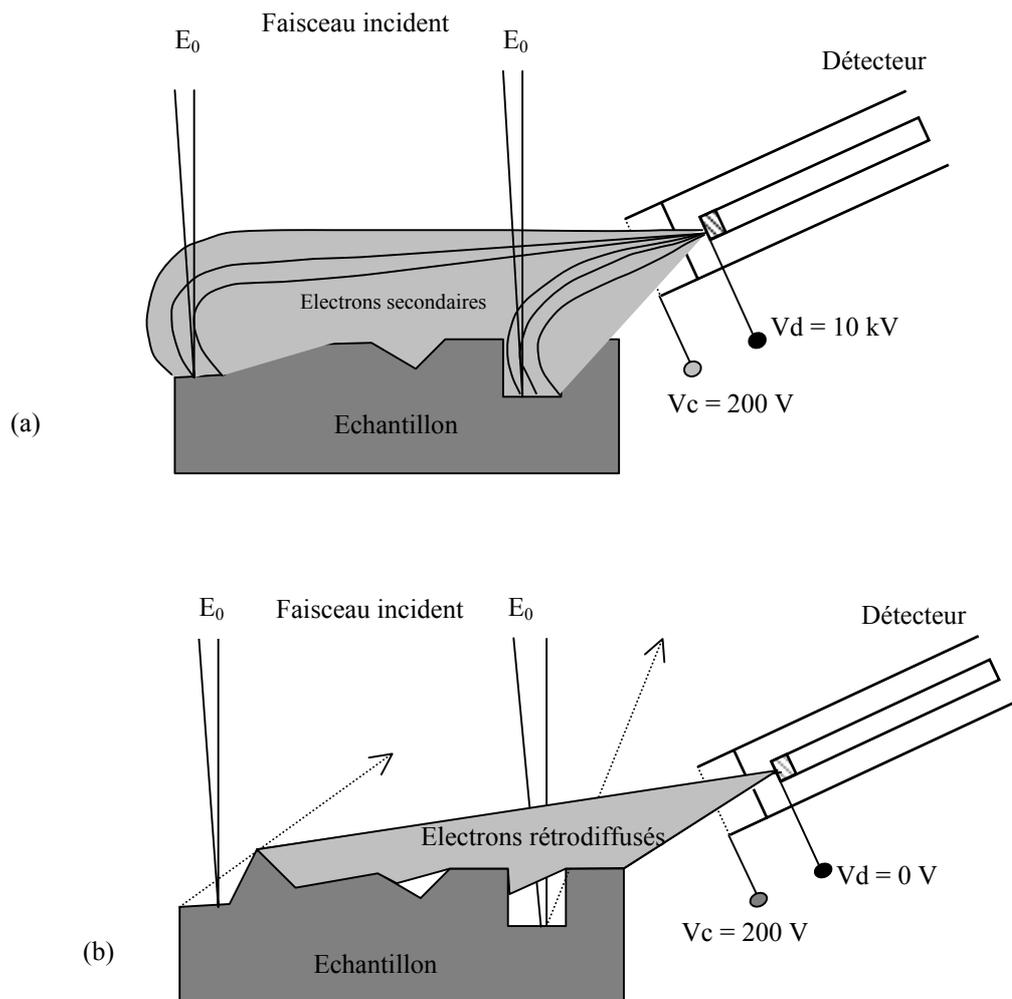


Figure 3.12. Illustration schématique du trajet des électrons arrivant au détecteur.
(a) Electrons secondaires ($E_0 \ll E$).
(b) Electrons rétrodiffusés ($E_0 \approx E$).

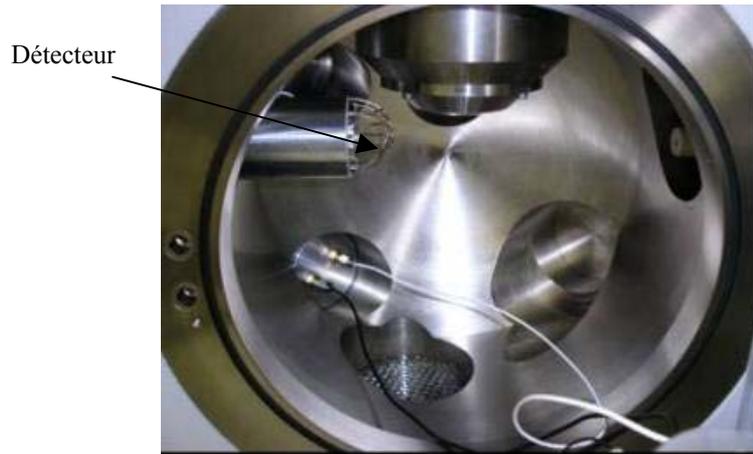


Figure 3.13. Photographie de la chambre du MEB

3.1.3. Principe

Le principe général du MEB est basé sur le balayage ligne par ligne d'un faisceau d'électrons focalisés sur la surface d'un échantillon. En effectuant le même type de balayage en synchronisme sur l'écran d'observation, on visualise l'image de la surface de l'échantillon.

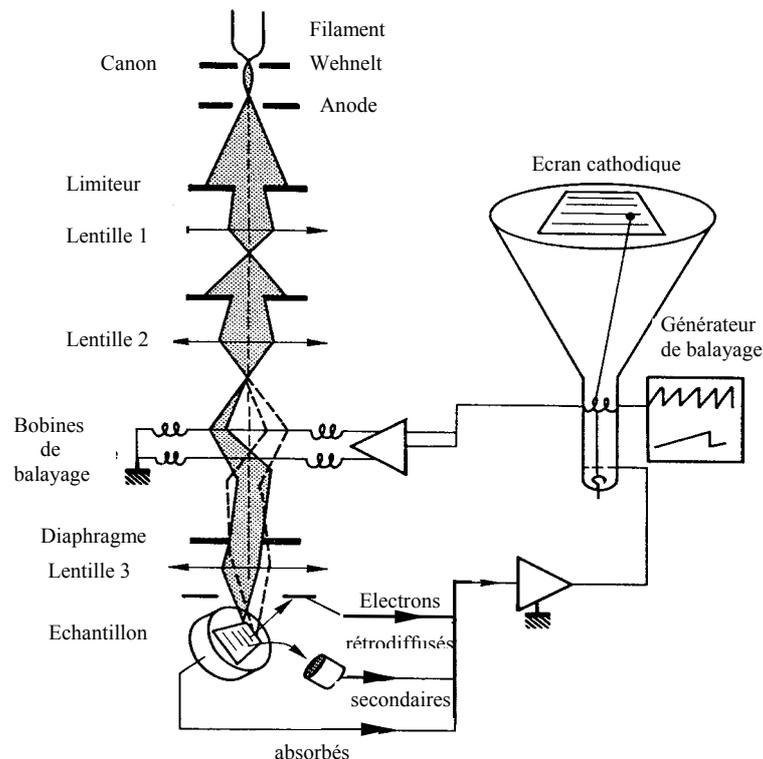


Figure 3.14. Schéma de principe d'un MEB.

Le MEB est composé :

- d'une colonne électronique,
- d'une pompe à palette (vide primaire) et d'une pompe à diffusion (vide secondaire). Ce vide est nécessaire pour l'isolation électrique de l'accélérateur, la conservation du filament à haute température, la préservation de l'échantillon contre l'oxydation...
- d'une platine porte-échantillon qui permet des déplacements dans les directions x et y pilotés par un moteur pas à pas, et effectués manuellement dans la direction, ainsi qu'une rotation θ de 360° avec des graduations de $0,1^\circ$.

a) La colonne électronique

La colonne électronique est constituée :

- *d'un canon à électrons* qui est la source d'électrons par émission de champ ou par diffusion thermoélectrique. Dans le premier cas, la libération des électrons est obtenue par application d'un champ électrique intense. Dans le deuxième cas (cas du XL 20), le filament en tungstène en forme de V est chauffé à environ 2700°K . Le wehnelt possède une ouverture pour laisser passer le faisceau et est porté à une tension positive de quelques centaines de volts, et placé à proximité de la pointe du filament,
- *d'une anode* reliée à la masse qui permet d'accélérer les électrons grâce au champ qui règne entre cette dernière et le filament polarisé négativement,
- *de lentilles électromagnétiques* qui permettent de réduire la dimension de la source apparente d'électrons. Elles ont la fonction de condenseur,
- *de bobines de balayage* de la surface de l'échantillon et de l'écran cathodique,
- *d'une autre lentille électromagnétique* qui focalise le faisceau sur l'échantillon (objectif),
- *de diaphragmes et de limiteurs* qui permettent de minimiser les aberrations de l'objectif.

Un signal, émis par la cible et recueilli par les détecteurs appropriés, module l'émission d'un tube cathodique dont le balayage est synchronisé avec celui du faisceau électronique. Chaque point de l'écran correspond à un point de la cible. L'intensité lumineuse est associée à l'intensité du signal.

b) Grandeurs caractéristiques de l'émission électronique du MEB

• Densité de courant

La densité de courant est l'intensité émise par unité de surface. Pour un canon à électrons à émission thermoélectrique, elle est régie par la relation de Dushman-Richardson :

$$J_0 = AT^2 \exp\left(-\frac{W_s - \Delta W_s}{kT}\right) \quad \text{A/cm}^2$$

avec $A = 120 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$

T : température

W_s : travail de sortie du filament

ΔW_s : diminution du travail de sortie due au champ électrique E (effet Schottky)

k : constante de Boltzmann

• Brillance

La brillance β est la densité de courant d'émission par unité d'angle solide. Cette grandeur est invariable dans un espace équipotentiel, ce qui est le cas dans une colonne électronique.

$$\beta = \frac{J}{\Omega} \quad (\text{en A/cm}^2 \cdot \text{sr})$$

avec $\Omega = 2\Pi(1 - \cos \alpha) \approx \Pi \alpha^2$

soit
$$\beta = \frac{J_0}{\Pi} \frac{eU}{kT}$$

or la brillance dépend de l'intensité électronique i et du diamètre d de la sonde puisque $J = \frac{i}{S}$, S étant la surface de la sonde.

$$\text{donc } \beta = \frac{J}{\Pi\alpha^2} = \frac{4i}{\Pi^2\alpha^2d^2}$$

avec α : demi-angle d'ouverture

3.1.4. Le MEB Philips XL 20 et son logiciel de pilotage [Phi-92, Duc-99]

a) L'appareil



Figure 3.15. Photographie d'un MEB XL20

Le MEB dont nous disposons, commercialisé par FEI (ex société Philips), est contrôlé par l'intermédiaire d'un PC équipé d'un logiciel de commandes (XL Control). Il est constitué d'un canon à électron à émission thermoélectrique avec un filament en tungstène.

Les principaux paramètres à régler ainsi que leur plage de valeurs et leurs caractéristiques sont énumérés ci-dessous :

⇒ la tension d'accélération des électrons, comprise entre 0,2 et 30 kV.

⇒ le diamètre du spot électronique qui peut prendre des valeurs prédéfinies :

5, 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1000 nm.

⇒ le grandissement dont la valeur maximale est 400 000. Ce paramètre est le rapport entre les dimensions de l'écran du moniteur et les dimensions de la surface balayée par le faisceau.

⇒ la durée de balayage par ligne, comprise entre 0,21 et 240 ms/ligne.

⇒ le type de balayage :

- balayage de toute la fenêtre visualisée (mode "full frame")
- balayage d'une aire sélectionnée (mode "selected area ")
- balayage d'une ligne horizontale (mode "horizontal line")
- suppression du balayage qui permet de fixer le faisceau en un point (mode "spot")

⇒ la position de la platine porte-échantillon (x, y, z et θ). Elle peut se déplacer de façon motorisée dans les directions x, y et effectuer des rotations de 0 à 360°. Le déplacement en z est manuel.

⇒ la distance de travail ("Working Distance"), c'est à dire la distance entre la lentille objectif et la surface de l'échantillon. Elle correspond à la distance de mise au point sur l'échantillon. On peut défocaliser le faisceau, si nécessaire, en jouant sur ce paramètre.

Le MEB est également équipé d'un picoampèremètre qui permet de mesurer l'intensité du courant reçu par l'échantillon (courant de cage, utilisé comme courant de référence), mesuré grâce à une cage de Faraday et du courant d'échantillon (figure 3.16). Ces deux courants ont une intensité différente : en effet, la valeur du courant de cage prend en compte les électrons délivrés par le faisceau incident alors que la valeur du courant d'échantillon prend en compte les électrons transmis (figure 3.11) lors de l'irradiation. C'est pour cette raison que le courant de cage est supérieur au courant d'échantillon.

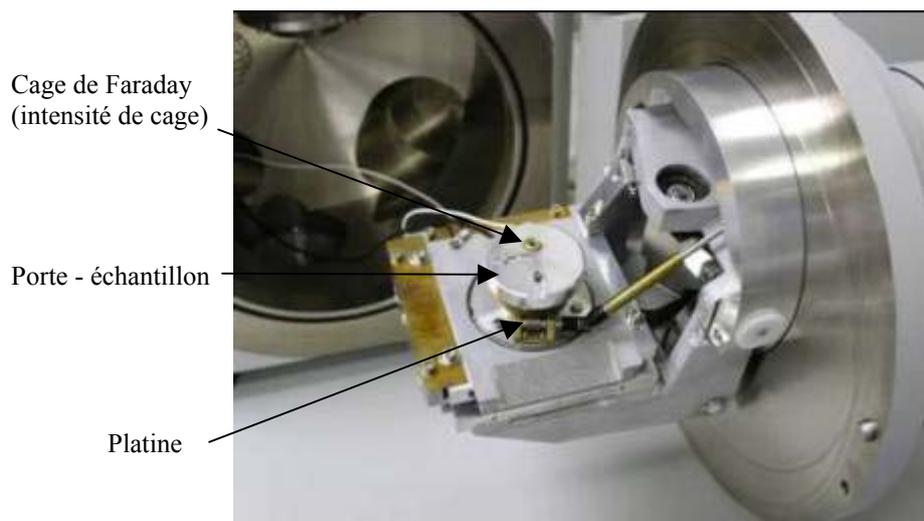


Figure 3.16. Photographie de la porte de la chambre du MEB, de la platine et du porte - échantillon.

b) Les structures élémentaires

Afin de graver des structures optiques complexes de dimensions micrométriques ou submicrométriques, par irradiation directe, un logiciel de pilotage du faisceau a été développé dans l'équipe C2M par Philippe Ducourtieux dans le cadre d'un mémoire d'ingénieur du CNAM [Duc-99]. Les différentes structures élémentaires disponibles sont citées ci-dessous.

• La ligne

Deux modes de gravure de lignes sont possibles :

- soit la platine se déplace et le faisceau reste fixe (mode spot),
- soit la platine est fixe et le faisceau balaie la surface des échantillons (mode horizontal line).

• L'aire homogène

Seule une fraction sélectionnée de l'écran est balayée par le faisceau.

• Les réseaux

C'est la reproduction d'une aire homogène ou d'une ligne. Ils peuvent être de pas variable.



• Le disque, qui est réalisé en mode spot. Le diamètre du disque à la surface de l'échantillon est réglé en fonction de la dimension de la sonde et de la défocalisation du faisceau.

c) Les structures composées

L'application de pilotage du faisceau permet également de réaliser la combinaison des structures élémentaires décrites précédemment. Le logiciel XL génèse est utilisé pour obtenir une structure composée. XL génèse est une représentation graphique, uniquement symbolique et visuelle car elle n'est pas réalisée à l'échelle. La figure 3.17. représente cette interface graphique.

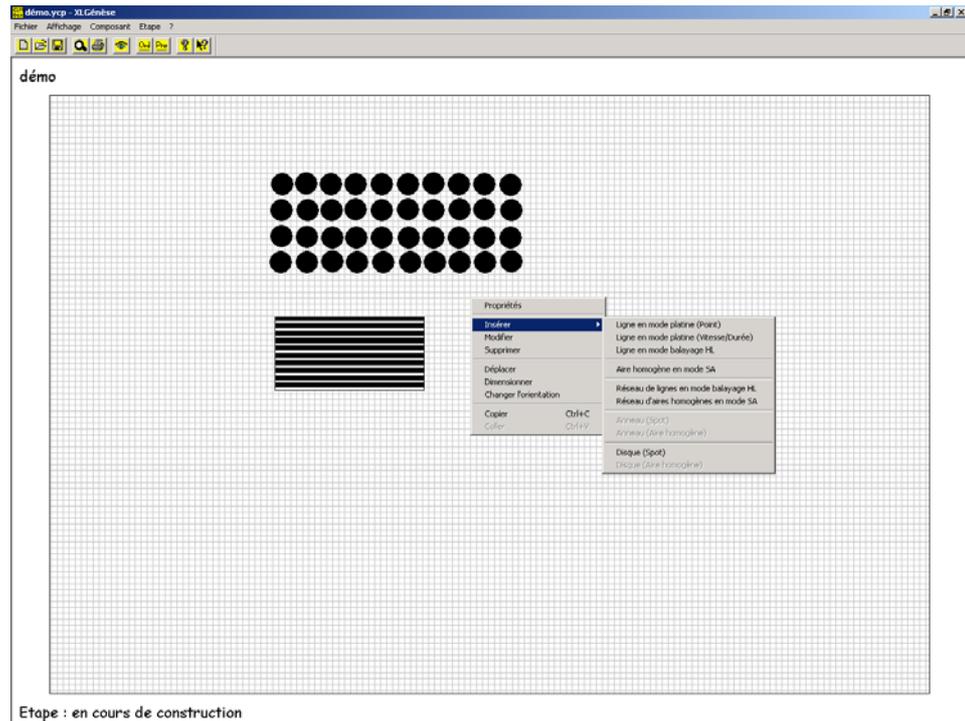


Figure 3.17. Représentation de l'interface graphique permettant de concevoir des composants. Un réseau de disques ainsi qu'un réseau d'aires homogènes y sont représentés ainsi que les différentes possibilités pour la conception.

La préparation à l'irradiation d'une structure composée comporte 2 étapes principales :

- On procède d'abord à la définition et à l'insertion des structures élémentaires.

Les différentes structures élémentaires sont insérées, les attributs de chacune d'entre elles sont définis :

- ✓ pour les disques
 - durée d'irradiation,
 - distance de travail,
 - dimensions de la fenêtre globale,
 - diamètre de la sonde,
- ✓ pour les réseaux d'aires homogènes
 - durée d'irradiation par aire homogène,
 - nombre de lignes par fenêtre globale,
 - dimensions de l'aire homogène,

- distance de travail,
- dimensions de la fenêtre globale,
- diamètre de la sonde,
- orientation.

La durée d'irradiation t sera calculée en fonction de la fluence Φ désirée (et réciproquement), ces deux paramètres étant liés par l'expression :

$$t = \frac{\Phi \times S}{6.25 \times 10^9 \times I} \quad \text{avec } \Phi \text{ en e.cm}^{-2}$$

t en s
S en cm^2
I en nA

- on procède ensuite à l'ordonnement des structures.

Chaque structure élémentaire est repérée par rapport au centre de la première structure suivant les axes d'abscisse et d'ordonnée.

Une fois les étapes de conception et d'ordonnement effectuées, une procédure du programme permet de définir, compte tenu des dimensions globales de la structure, si un déplacement de la platine est nécessaire. Le composant est prêt à être gravé. L'opération de gravure est commandée par l'application de pilotage (XL pilote).

Le diagramme donné figure 3.18 résume les différentes étapes qu'un utilisateur doit suivre pour réaliser un composant.

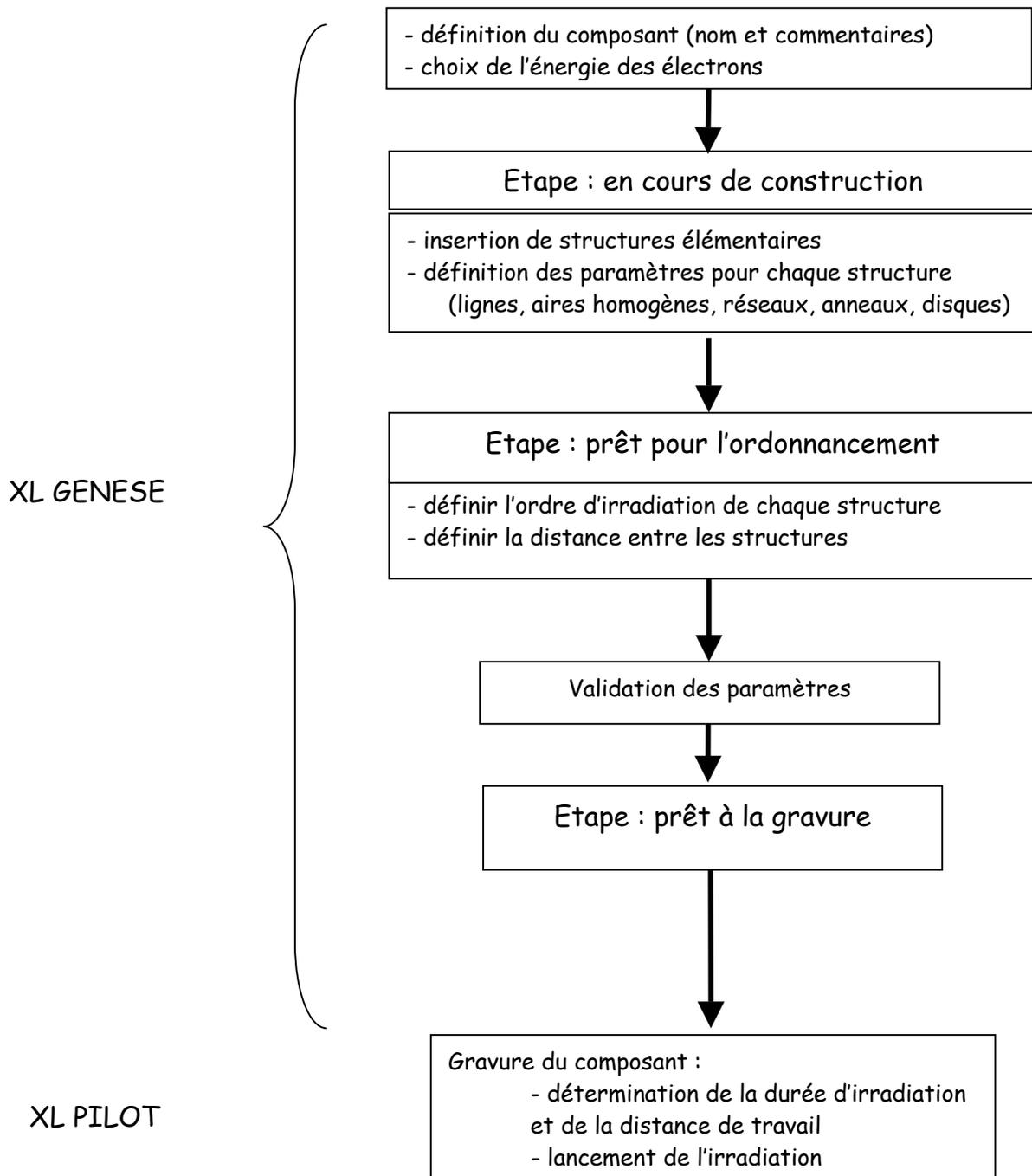


Figure 3.18. Schéma résumant les différentes étapes pour graver un composant.

Dans le cadre de l'étude effectuée, le MEB sera utilisé pour réaliser des réseaux périodiques bidimensionnels de motifs cylindriques sur LiNbO_3 . Les irradiations seront donc réalisées en mode spot qui est un déplacement ponctuellement à la surface de l'échantillon.

Les différents paramètres (tension d'accélération, diamètre de la sonde, grandissement, distance de travail) seront réglés en fonction de chaque échantillon (LiNbO_3 , $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$) afin d'obtenir des réseaux dont les dimensions nous permettront de réaliser des structures à BIP.

3.2. Etude expérimentale

3.2.1. Configuration expérimentale

Dans cette partie, nous étudions l'optimisation des paramètres d'irradiation du MEB pour réaliser un réseau périodique bidimensionnel de motifs sur LiNbO_3 . Des études sur la préparation de l'échantillon, l'intensité du courant reçue par l'échantillon, la durée d'irradiation et l'attaque chimique ont été effectuées afin d'optimiser le diamètre des motifs.

Les wafers utilisés pour cette étude proviennent de *Crystaltech* ; leurs caractéristiques sont décrites dans le tableau 1 du premier chapitre.

a) Préparation des échantillons

Les wafers de LiNbO_3 sont découpés en échantillons de $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Le matériau est recouvert d'une résine de lithographie afin que les éclats projetés lors de la découpe ne détériorent pas sa surface, puis fixé à un support métallique, par une colle. Le wafer est ensuite découpé grâce à un disque diamant.

Une fois la découpe effectuée, le support métallique est chauffé afin de faire fondre la résine. Chaque échantillon est trempé dans un bain d'acétone puis rincé à l'eau distillée pour supprimer les couches de résines.

Avant irradiation, la face z^+ de l'échantillon est métallisée, par pulvérisation cathodique, d'une couche d'au de 300 nm d'épaisseur [Ito-91, Res-00]. La pulvérisation cathodique ou « sputtering » consiste à bombarder une cathode par un faisceau d'ions obtenus par la décharge d'un gaz tel que l'argon, sous pression réduite (inférieure à 1 mbar) et sous haute tension.

Des études réalisées antérieurement au sein du groupe C2M [Res-001] ont montré que les couches d'au apparaissent les plus efficaces. En effet, l'étalement des domaines inversés est moins important qu'avec des métallisations au carbone, cuivre et titane. Cette couche fait ici office d'électrode.

Une fois métallisé, l'échantillon est prêt à l'irradiation. Le faisceau d'électrons est déplacé ponctuellement sur la face z^- (figure 3.20.b). Les différents paramètres d'irradiation telles que la distance de travail, la tension d'accélération des électrons, l'intensité reçue par l'échantillon, le diamètre du spot et la durée d'irradiation sont fixés. La distance de travail est à 12 mm qui correspond à la position eucentrique du MEB, c'est-à-dire la position pour laquelle l'axe d'inclinaison coupe l'axe optique de la colonne à la même hauteur (il existe deux positions eucentriques suivant la position en z de la platine : 12 et 34 mm). Cette distance correspond aux meilleures conditions de stabilité de l'image quelle que soit l'inclinaison de la platine. La position en z de l'échantillon est réglée afin que le faisceau soit focalisé sur la face z^- pour une distance de travail de 12 mm. En effet, dans le cas contraire, le diamètre du spot sera plus important à la surface de l'échantillon (figure 3.19).

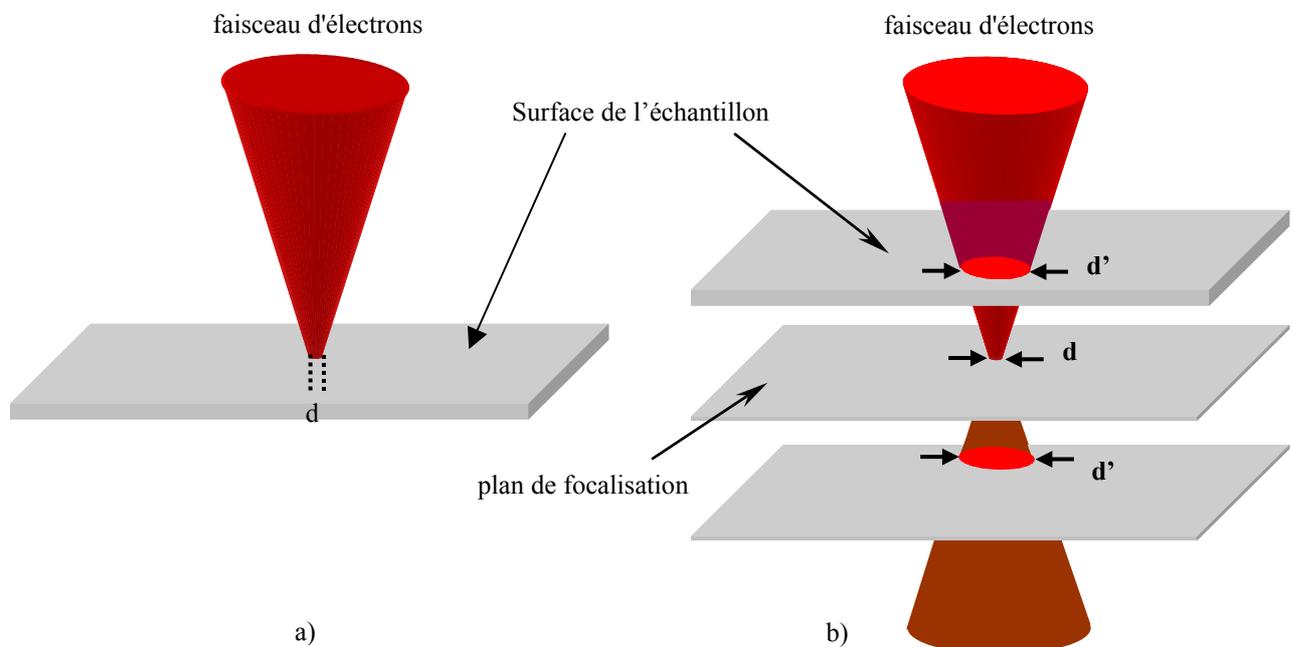


Figure 3.19. *Diamètre du spot à la surface de l'échantillon pour un faisceau focalisé a) et défocalisé b). Le diamètre du spot est plus large dans le cas d'un faisceau défocalisé ($d' > d$).*

Des études sur la profondeur de pénétration des électrons basées sur la méthode de Monte-Carlo ont été effectuées (EGS4-PRESTA [Bie-87, Duv-87]) pour un cristal de LiNbO_3 et ont montré que la profondeur maximale de pénétration est de l'ordre de $3 \mu\text{m}$ pour une tension d'accélération de 25 kV.

Après l'irradiation, afin de révéler les zones dont la polarisation a été inversée (cf chapitre 2 paragraphe 2.5), l'échantillon subit une attaque chimique sélective [Nas-66] à l'acide fluorhydrique (HF), à température ambiante. Les zones irradiées sont des domaines négatifs sur la face z^- or les ions fluore diffusent de préférence dans les domaines positifs :

elles seront donc gravées moins vite que les zones non irradiées donnant ainsi naissance à des tiges (figure 3.21).

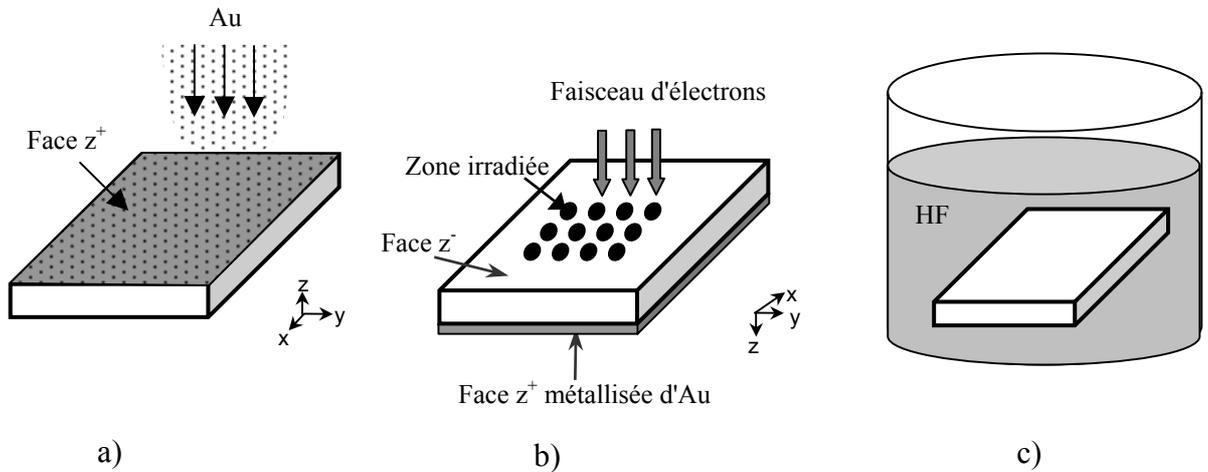


Figure 3.20. Configuration expérimentale.

- a) Métallisation de la face z^+ par pulvérisation cathodique
- b) Irradiation de l'échantillon
- c) Attaque chimique sélective dans HF

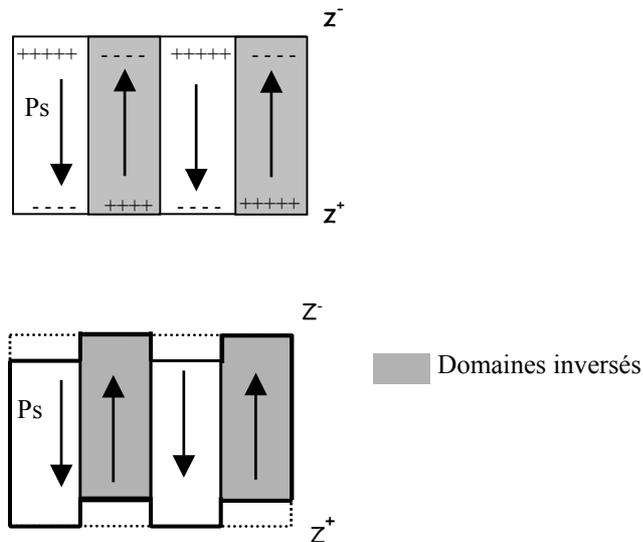


Figure 3.21. Représentation des domaines après irradiation, avant a) et après b) attaque chimique.

b) Résultats

Des réseaux périodiques bidimensionnels ont été réalisés par la technique du bombardement par faisceau d'électron associé à une attaque chimique sélective, décrite précédemment.

Différentes irradiations ont été effectuées avec des paramètres dont les plages de valeurs sont données dans le tableau 3.5.

Durée d'irradiation	1 à 180 s
Intensité reçue par l'échantillon	0,2 à 80 nA
Diamètre de spot	100, 200, 500 et 1000 nm
Tension d'accélération des électrons	25 kV

Tableau 3.5. *Valeurs des paramètres d'irradiation utilisées pour les irradiations de structures bidimensionnelles en mode ponctuel.*

Dans un premier temps, les études ont été réalisées uniquement sur le diamètre des motifs et non sur la période. En effet, la zone irradiée doit avoir des dimensions d'environ $100 \times 50 \mu\text{m}^2$ pour faciliter son repérage sur l'échantillon de $5 \times 5 \text{mm}^2$ lors de l'observation après attaque chimique. Deux possibilités s'offrent à nous : soit réaliser un réseau avec de nombreux motifs et une petite période, soit un réseau avec peu de motifs et une grande période. Lors de la programmation des réseaux par XL genèse, les paramètres d'irradiation sont définis motif par motif : un nombre élevé de structures élémentaires nécessite donc plusieurs heures de programmation. Pour l'étude de l'influence des paramètres d'irradiation sur les dimensions et la forme des motifs, nous avons donc préféré travailler sur des réseaux de « grande » période ($5 \mu\text{m}$). Un réseau de $5 \mu\text{m}$ de période de 20×10 motifs sera donc suffisant pour un repérage facile.

Les dimensions des réseaux topographiques ainsi obtenus sont mesurés grâce au MEB. L'erreur commise sur la mesure de chaque dimension est d'une dizaine de nanomètres. La méthode de mesure est imparfaite mais permet de mesurer des diamètres comparables d'un échantillon à l'autre.

Des motifs réalisés avec des tailles de spot de 500 nm et $1 \mu\text{m}$ (tableau 3.6) ont un diamètre, après attaque chimique, supérieur à $2 \mu\text{m}$. Etant données les dimensions requises par une structure à BIP à $1,55 \mu\text{m}$ (quelques centaines de nanomètres), ces spots semblent peu appropriés.

	Spot 500 nm	Spot 1 μm
Tension d'accélération des électrons	25 kV	25 kV
Durée d'irradiation par disque	De 10 s à 2 min	De 1 s à 3 min
Intensité reçue par l'échantillon	De 1 à 6 nA	De 5 à 80 nA
Gravure	15 min	15 min

Tableau 3.6. Paramètres d'irradiation utilisés pour les irradiations utilisant les diamètres de spot 500 nm et 1 μm .

Pour les irradiations réalisées avec le diamètre de spot de 50 nm, aucun réseau n'a été observé. En effet, comme nous le verrons dans la partie c) de ce paragraphe, il existe une valeur d'intensité de courant en dessous de laquelle il n'y a pas d'inversion de polarisation or la valeur de l'intensité du courant d'irradiation dépend de la taille du spot utilisé. Pour le spot de diamètre 50 nm, l'intensité du courant a une valeur maximale de 0,4 nA et ne permet pas cette inversion de polarisation.

Pour l'étude de l'influence des paramètres d'irradiation, les spots de diamètre 100 nm et 200 nm ont été utilisés.

Parmi les différents réseaux réalisés, nous avons choisi d'en présenter deux dans le détail, puis de les comparer. L'influence de la durée d'irradiation sera étudiée : les conditions d'irradiation sont les mêmes pour les deux structures, seule la valeur de la durée d'irradiation est différente.

- Premier réseau

La valeur des paramètres d'irradiation du réseau représenté figure 3.21 est donnée dans le tableau 3.7.

Tension d'accélération des électrons	25 kV
Durée d'irradiation par disque	4 s
Diamètre de spot	200 nm
Intensité reçue par l'échantillon	4 nA
Gravure	HF- 18 mn

Tableau 3.7. Principaux paramètres d'irradiation du réseau de la figure 3.22. La fluence indicative de cette irradiation est de $3,2 \cdot 10^{20} \text{ e/cm}^2$ soit $51 \mu\text{C/cm}^2$

Précisons qu'une approximation est effectuée pour le calcul de la fluence. Cette grandeur dépend de l'intensité reçue par l'échantillon, de la durée d'irradiation par disque et de la dimension de la surface irradiée, or la valeur réelle de cette dernière nous est inconnue. En effet, le diamètre des motifs est mesuré après irradiation et attaque chimique, et, comme on le verra plus tard, un étalement des charges à la surface de l'échantillon se produit. Cet étalement qui dépend des paramètres d'irradiation (tension d'accélération, durée d'irradiation), n'est donc pas quantifiable. De plus, nous ne pouvons pas vérifier si le diamètre des motifs obtenus après attaque est le même que celui de la zone réellement touchée lors de l'irradiation.

Pour la détermination de la surface réellement irradiée, deux incertitudes sont présentes : celle sur l'étalement des charges sur la face z^- de l'échantillon et celle de l'effet de l'attaque chimique. On a donc considéré que la surface irradiée correspond à la surface du faisceau sur la face z^- de l'échantillon.

Cette irradiation nous a permis d'obtenir une structure de tiges de $2 \mu\text{m}$ de diamètre moyen à la base du motif, $1,5 \mu\text{m}$ à mi-hauteur, de 500 nm de hauteur et de $5 \mu\text{m}$ de période. Ces dimensions ont été mesurées grâce à un microscope interférométrique.

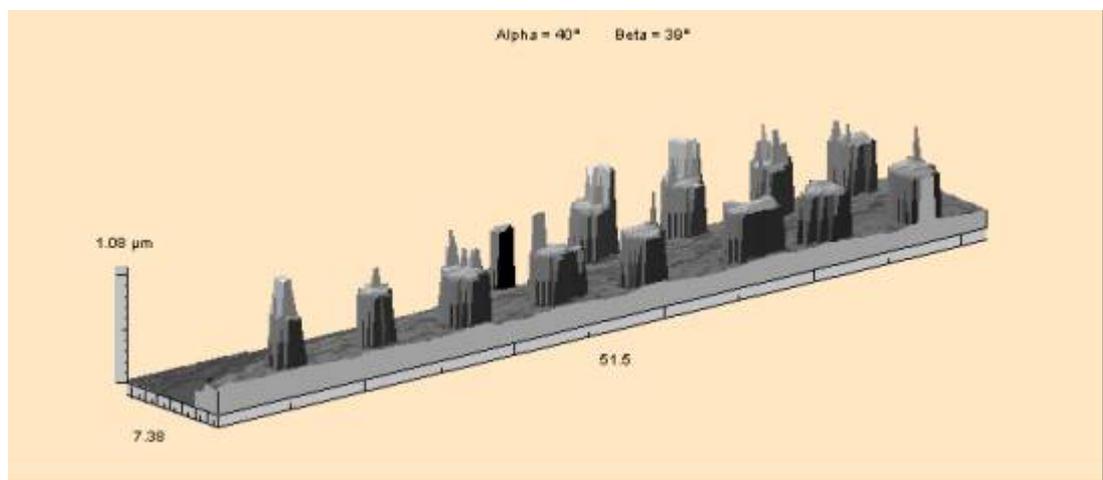


Figure 3.22. *Représentation 3D acquise avec un microscope interférométrique de la structure réalisée avec les paramètres d'irradiation du tableau 3.7*

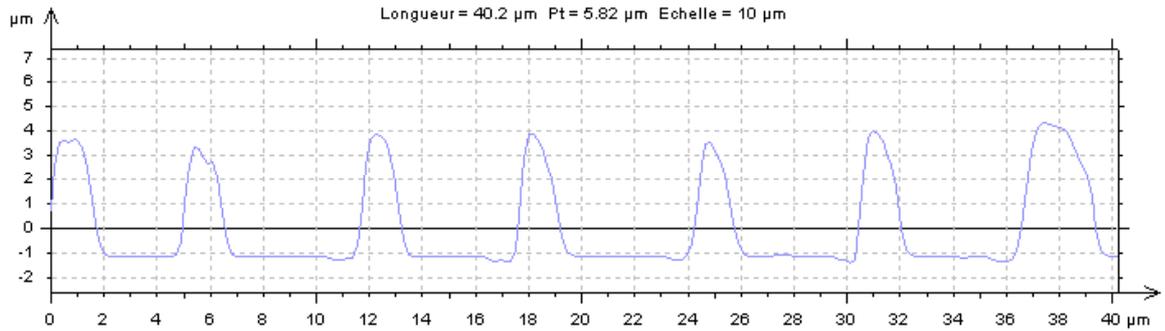


Figure 3.23. Profil de la structure irradiée avec les paramètres du tableau 3.7

Les pointes présentes sur la plupart des plots de la figure 3.22 sont des artefacts du programme qui réalise la représentation 3D du réseau et non des défauts des motifs. Ceci est confirmé par le profil de cette même structure figure 3.23.

Le diamètre des motifs est environ 10 fois plus élevé que le diamètre du spot (200 nm). Nous expliquerons cette différence dans la partie c. En revanche, la période du réseau a été respectée.

- Deuxième réseau

Le deuxième réseau présenté a été réalisé avec les conditions décrites dans le tableau 3.8. La durée d'irradiation est deux fois moins élevée que pour le réseau précédent. La photographie du réseau est donnée figure 3.24.

Tension d'accélération des électrons	25 kV
Durée d'irradiation par disque	2 s
Diamètre de spot	200 nm
Intensité reçue par l'échantillon	4 nA
Gravure	HF - 18 mn

Tableau 3.8. Principaux paramètres d'irradiation du réseau de la figure 3.24. La fluence significative $1,6 \cdot 10^{20} \text{e}/\text{cm}^2$ soit $25,5 \text{ C}/\text{cm}^2$

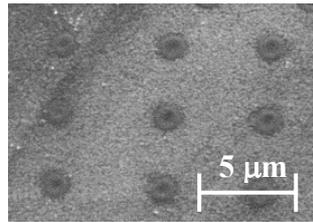


Figure 3.24. Réseau périodique bidimensionnel réalisé par bombardement par faisceau d'électrons sur LiNbO_3

Un réseau de motifs d'environ 800 nm de diamètre et de 5 μm de période a été obtenu. Cette fois, le diamètre, mesuré grâce au MEB, est « seulement » 4 fois plus élevé que le diamètre du spot (au lieu du facteur 10 fois plus pour le réseau précédent) : cela confirme que plus la durée d'irradiation est élevée plus le diamètre du motif est grand.

- Comparaison des deux réseaux

① Dans les deux exemples présentés ci-dessus, on constate que le diamètre des motifs est considérablement plus grand que celui du spot. Même si le faisceau est correctement focalisé, la zone touchée par les électrons est plus importante que l'aire du faisceau à la surface de l'échantillon (figure 3.25). On attribue ceci à un étalement des charges sur la face z^- de l'échantillon durant l'irradiation et à l'élargissement de la zone touchée dans le cristal.

Dans le cas du poling électrique classique, l'inversion n'a pas lieu uniquement sous les électrodes mais également de part et d'autre de chacune d'entre elles : il y a un étalement des domaines [Mil-96, Ros-98]. Les deux méthodes (poling classique et bombardement par faisceau d'électrons) conduisent à un élargissement de la zone touchée par le champ électrique dans le cristal.

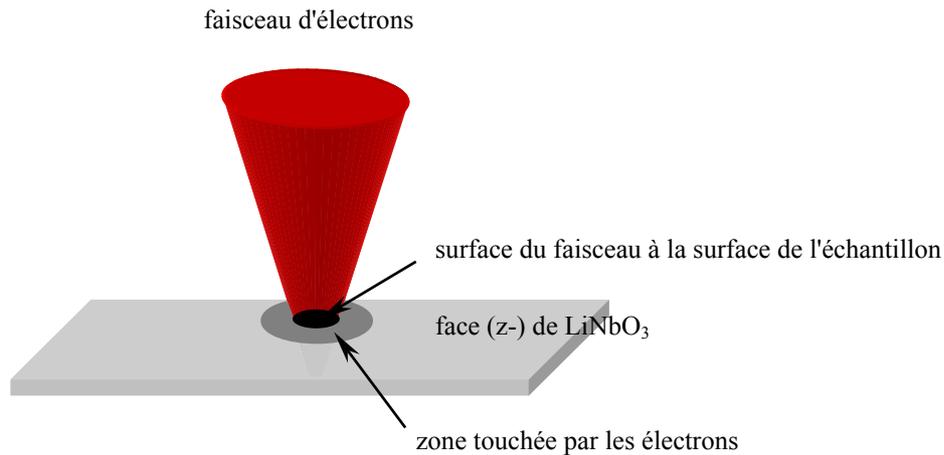


Figure 3.25. *Représentation de la zone touchée par les électrons sur la face z^+ de l'échantillon*

② Nous pouvons également constater que plus la durée d'irradiation est faible (donc une quantité d'électrons déposée faible), plus le diamètre des tiges est petit.

③ Enfin, la forme des tiges n'est pas la même pour les deux réseaux précédents. La figure 3.26 montre deux tiges du réseau, obtenues avec les paramètres exposés dans le tableau 3.8. (figure 3.26 a) et dans le tableau 3.7. (figure 3.26.b).

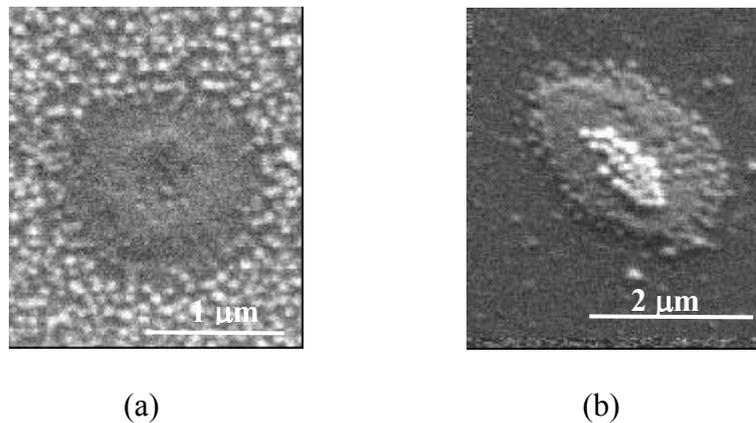


Figure 3.26. *Zoom et schématisation des profils des tiges obtenues avec les paramètres décrits dans les tableau 1 (a) et tableau 2 (b)*

Les motifs du premier réseau sont des tiges alors que ceux du deuxième sont des anneaux (figure 3.26) : on attribue cette différence au réglage du faisceau (focalisation du faisceau à la surface de l'échantillon).

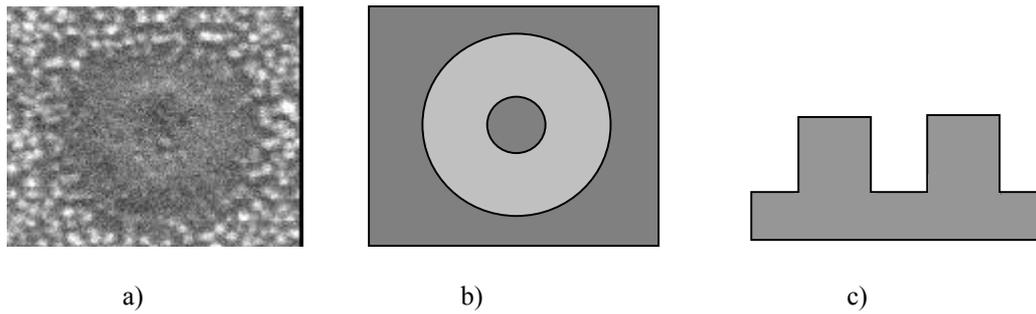


Figure 3.27. *a) zoom d'un motif b) représentation des deux niveaux de reliefs c) coupe d'un motif*

L'hypothèse émise pour expliquer l'obtention d'anneau est que la quantité d'électrons déposée au centre du disque n'est pas assez élevée pour créer une différence de potentiel (donc un champ électrique) suffisant pour provoquer l'inversion de polarisation. Celle-ci n'a lieu que sur les bords de la zone touchée par les électrons.

c) Problèmes rencontrés

- Domaines inversés non désirés

Lors de l'observation au MEB d'un échantillon avant ou après traitement chimique, des tiges d'environ $5 \mu\text{m}$ de diamètre sont observées (figure 3.28). Ces tiges sont plus ou moins nombreuses suivant l'échantillon observé. Leur position sur l'échantillon est aléatoire. On attribue cette inversion ponctuelle à l'étape de chauffe du wafer (environ 110°C) après découpe. Le wafer est en effet collé sur le support enduit de résine fondue : il subit donc un brusque changement de température (plusieurs dizaines de degrés Celsius par minute). Ce phénomène d'inversion de polarisation obtenue à une température inférieure à la température de Curie et sans application de champ électrique a déjà été observé pour des wafers portés à la température désirée rapidement (50°C par minute) [Nak-87].

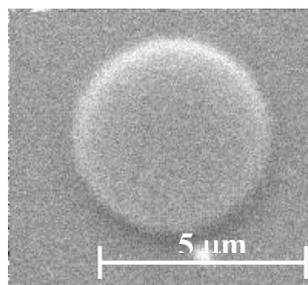


Figure 3.28. *Domaine inversé non désiré*

Afin de réduire, voire de supprimer ces domaines inversés, la température du wafer est donc augmentée progressivement. Pour cela, le support métallique sur lequel le wafer sera collé est tout d'abord chauffé puis recouvert de résine. L'ensemble est refroidi jusqu'à température ambiante. Le wafer est ensuite posé sur le support, face z^+ dessus. Le tout est chauffé par pas de 2°C par minute jusqu'à la température de fonte de la résine. Une fois la résine répartie de façon homogène sur la face z^- , l'ensemble est refroidi lentement (environ 2°C par minute) jusqu'à température ambiante.

- Influence de l'intensité du courant reçu par l'échantillon

Pour une taille de spot et une durée d'irradiation données, il existe deux valeurs critiques d'intensité reçue par l'échantillon : I_{min} et I_{max} . Pour une valeur inférieure à I_{min} , il n'y a pas d'inversion de polarisation : le champ électrique créé à la surface de l'échantillon n'est pas assez élevé pour induire une inversion de polarisation. Pour une valeur supérieure à I_{max} , des cassures, qui rendent inexploitable les structures réalisées, apparaissent à la surface de l'échantillon (figure 3.29) : le champ électrique créé est supérieur au champ de claquage du matériau ($\approx 5 \cdot 10^2 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$). Ces deux valeurs seuil dépendent exclusivement de la taille du spot et de la durée d'irradiation.

A titre d'exemple, pour une tension d'accélération de 25 kV, une durée d'irradiation de 2 secondes par structure, un diamètre de spot de 100 nm, l'inversion de polarisation se produit à partir de 2 nA et des cassures apparaissent à partir de 6 nA.

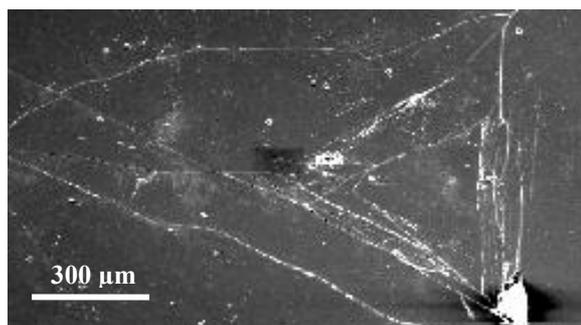


Figure 3.29. *Cassure sur la face z^- de l'échantillon.*

De plus, des zones de domaines inversés apparaissent autour de la zone irradiée (figure 3.30). En effet, lors de l'apparition de cassures ou de « griffures » à la surface de l'échantillon suivie d'une attaque chimique, de longues « chaînes » apparaissent : ce sont des dislocations [Nas-65].

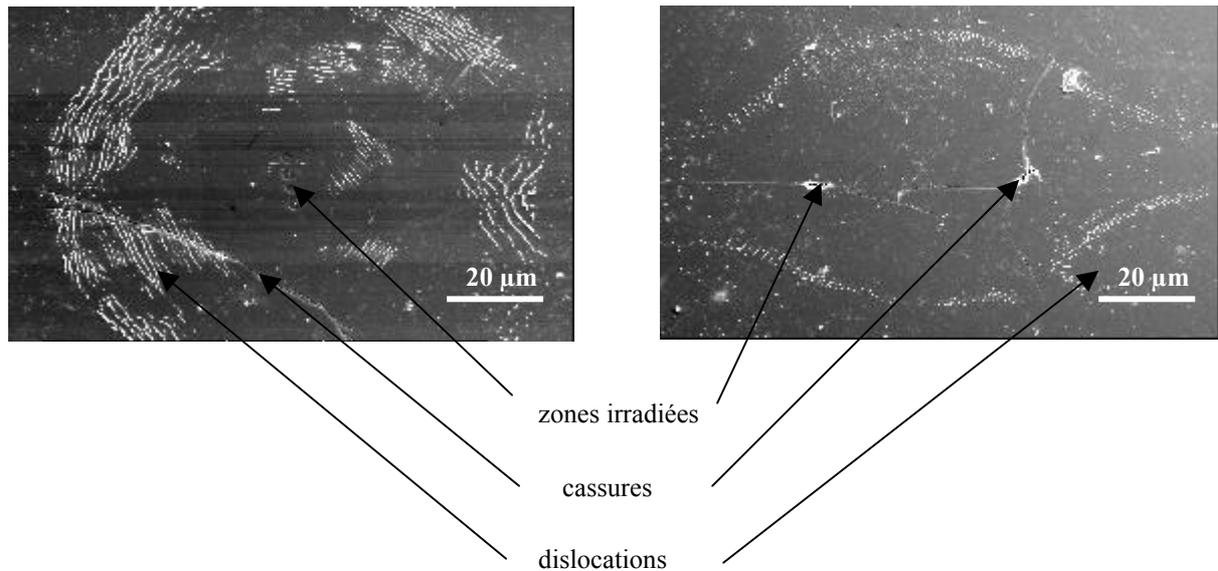


Figure 3.30. *Cassures et dislocations*

- Aspérités à la surface après attaque chimique

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.26.a, la surface de l'échantillon présente de nombreuses aspérités après attaque chimique. L'observation des structures est donc plus difficile.

En résumé, quatre problèmes principaux se posent :

- apparition de domaines inversés non souhaités avant irradiation,**
- élargissement de la zone touchée lors de l'irradiation sur la face z^- donc augmentation du diamètre des motifs programmé,**
- cassures de l'échantillon pour des valeurs d'intensité de courant trop élevées,**
- aspérités de la surface de l'échantillon.**

Le premier problème a été résolu en modifiant la technique de découpe du wafer. Afin de résoudre en partie ou totalement les trois derniers, une deuxième configuration expérimentale a été utilisée.

3.2.2. Deuxième configuration expérimentale

Pour résoudre les problèmes de cassures et d'étalement de la zone touchée pendant l'irradiation, l'accumulation de charges de surface sur la face z^- doit être diminuée. La solution envisagée est le dépôt d'une couche de métallisation sur cette face.

Des études ont montré que l'influence de la nature de la couche métallique se traduit en terme de contraintes agissant sur le cristal [Mil-97]. Pour cette configuration, la nature du métal déposé importe donc peu car les contraintes imposées sur les deux faces sont identiques. La métallisation doit donc avoir la même composition et la même épaisseur sur chaque face de l'échantillon. Les deux faces de l'échantillon sont donc recouvertes d'une couche de 20 nm d'Au/Pd par la même technique de dépôt et les mêmes paramètres que pour la première configuration expérimentale (figure 3.31).

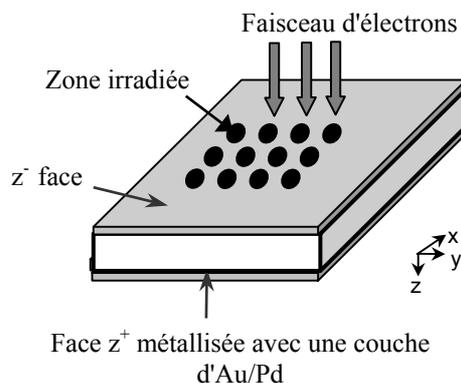


Figure 3.31. *Deuxième configuration expérimentale : les deux faces sont métallisées avec une couche d'Au/Pd*

Parmi les nombreuses études de gravure de LiNbO_3 [Pro-90], l'attaque chimique HF : HNO_3 (1 : 2 par volume) [Ber-98, Nas-65, Nas-66, Son-02] à température ambiante semble la plus efficace. Nos échantillons sont gravés pendant 15 min. Les photographies de la figure 3.34 ont été réalisées au même grandissement afin de pouvoir comparer la taille des aspérités pour les deux attaques. Grâce à la gravure HF : HNO_3 , il s'est avéré que les aspérités à la surface de l'échantillon après attaque étaient moins importantes voire inexistantes, pour tous les échantillons observés.

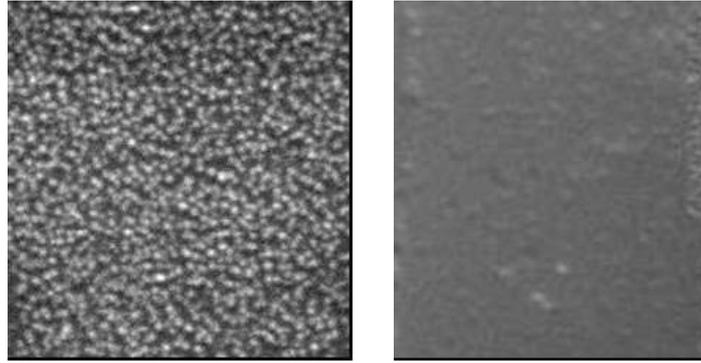


Figure 3.32. Photographie de la surface d'un échantillon après attaque chimique a) HF et b) HF : HNO₃ (1 : 2)

Comme le résume le tableau 3.9, cette nouvelle configuration expérimentale a permis de résoudre partiellement, ou totalement pour certains, les problèmes exposés dans la partie 3.2.1.c).

Problèmes rencontrés	Solutions envisagées	Résultats
Domaines inversés indésirables	Modification de le technique de découpe du wafer	Disparition des domaines inversés indésirables
Elargissement de la zone irradiée	Dépôt d'une couche métallique sur la face z ⁻	Diminution des diamètres des motifs
Cassures sur la face z ⁻ de l'échantillon après irradiation	Dépôt d'une couche métallique sur la face z ⁻	Disparition des cassures
Aspérités à la surface d'échantillon	Attaque chimique HF : HNO ₃ (1 : 2 par vol.)	Diminution des aspérités à la surface de l'échantillon

Tableau 3.9. Tableau récapitulant les différents problèmes rencontrés et les solutions apportées

a) Etude de l'influence des principaux paramètres expérimentaux sur le diamètre et la forme des motifs

Les résultats des premiers essais de structures réalisées avec une double métallisation ont montré que le diamètre des motifs était significativement réduit d'environ 15%. Cependant, pour obtenir des structures à bandes interdites photoniques à 1,55 μm , ces dimensions restent encore trop élevées. Ainsi, pour restreindre le diamètre et améliorer la forme des motifs, une étude systématique sur l'influence de l'épaisseur de la couche de

métallisation, de l'intensité du courant d'irradiation, de la durée d'irradiation et de la tension d'accélération des électrons a été réalisée.

La meilleure résolution est obtenue avec les spots de plus petits diamètres. Néanmoins, plus le spot est petit, moins la quantité de charges déposée est importante : les irradiations effectuées avec un spot de 50 nm n'ont donné aucun résultat l'intensité étant trop faible pour permettre tout phénomène physique dû à l'irradiation ponctuelle de LiNbO_3 . Un compromis doit donc être fait entre la résolution et la quantité de charges proposées par le spot. Des spots de diamètre 200 nm et 100 nm ont été utilisés.

Tous les échantillons irradiés seront gravés dans un mélange HF : HNO_3 (1 : 2 par volume).

Pour les mêmes raisons que pour la première configuration (facilité de repérage de la structure sur l'échantillon), la période des réseaux est fixée à 5 μm .

- Influence de la double métallisation

La couche de métallisation sur la face z^- évacuant une partie des charges durant l'irradiation, il est nécessaire d'accroître la quantité de charges déposées à la surface de l'échantillon. Cela est réalisable en augmentant l'intensité du courant d'irradiation ou en allongeant la durée d'irradiation. Pour une taille de spot donnée, il est difficile d'augmenter considérablement l'intensité du courant, nous avons donc choisi pour cette première irradiation, d'utiliser une longue durée d'irradiation.

Tension d'accélération des électrons	25 kV
Durée d'irradiation	45 s
Spot	100 nm
Intensité reçue par l'échantillon	0.83 nA
Épaisseur de métallisation	20 nm

Tableau 3.10. Valeurs des paramètres d'irradiation du réseau représenté figure 3.33. La fluence indicative est de $43,7 \cdot 10^{20} \text{e}^-/\text{cm}^2$ soit $700 \text{ C}/\text{cm}^2$

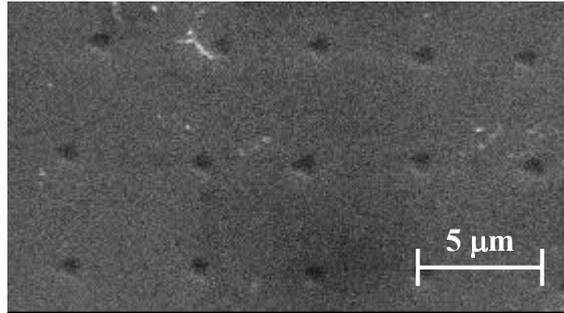


Figure 3.33. Photographie d'un réseau bidimensionnel réalisé avec les paramètres décrits dans le tableau 3.10

- ① Contrairement au cas des échantillons métallisés uniquement sur la face z^+ , les motifs obtenus ne sont plus des tiges mais des trous. L'inversion de polarisation ne serait donc plus le processus qui intervient dans ce cas. Nous apporterons les hypothèses permettant d'expliquer ce phénomène dans le paragraphe 3.2.3.
- ② On peut comparer le diamètre des trous (650 nm) à la valeur du diamètre des motifs (750 nm) qui a été obtenus dans les mêmes conditions d'irradiation mais sur un échantillon dont seule la face z^+ est métallisée. Même si le phénomène physique mis en jeu n'est pas le même dans les deux cas mais reste toute fois induit par les électrons, la zone touchée par les électrons avec cette double métallisation est réduite.
- ③ La période programmée de 5 μm a été respectée mais le diamètre des trous reste 6,5 fois plus élevé que le diamètre du spot. Pour réduire l'étalement des charges à la surface de l'échantillon donc diminuer le diamètre des motifs, l'étude sur les différents paramètres d'irradiation est poursuivie.
- ④ La profondeur des trous n'a pas pu être mesurée. En effet, à dimensions égales, un réseaux de trous est plus durs à repérer au microscope interférométrique. Il est donc nécessaire d'avoir une zone gravée de plusieurs centaines de microns de large afin de pouvoir mesurer les dimensions de la structure que ça soit grâce au microscope interférométrique ou à l'AFM (Atomic Force Microscopy). La profondeur est cependant estimée à 500 nm étant donné le contraste entre les trous et la surface de l'échantillon sur les images obtenues au MEB.

- Etude de l'influence de la durée d'irradiation sur le diamètre des motifs

Les irradiations ont été réalisées dans les conditions décrites dans le tableau 3.11. La valeur de l'intensité du courant reçue par l'échantillon dépend de la taille du spot. Pour

chaque irradiation, le motif obtenu après attaque chimique est un trou dont l'évolution du diamètre en fonction de la durée d'irradiation est représenté figure 3.34.

Tension d'accélération des électrons	25 kV
Spot	100 et 200 nm
Intensité reçue par l'échantillon	1,1 et 4,3 nA
Epaisseur de métallisation	20 nm

Tableau 3.11. Valeurs des paramètres d'irradiation pour l'étude sur l'influence de la durée d'irradiation

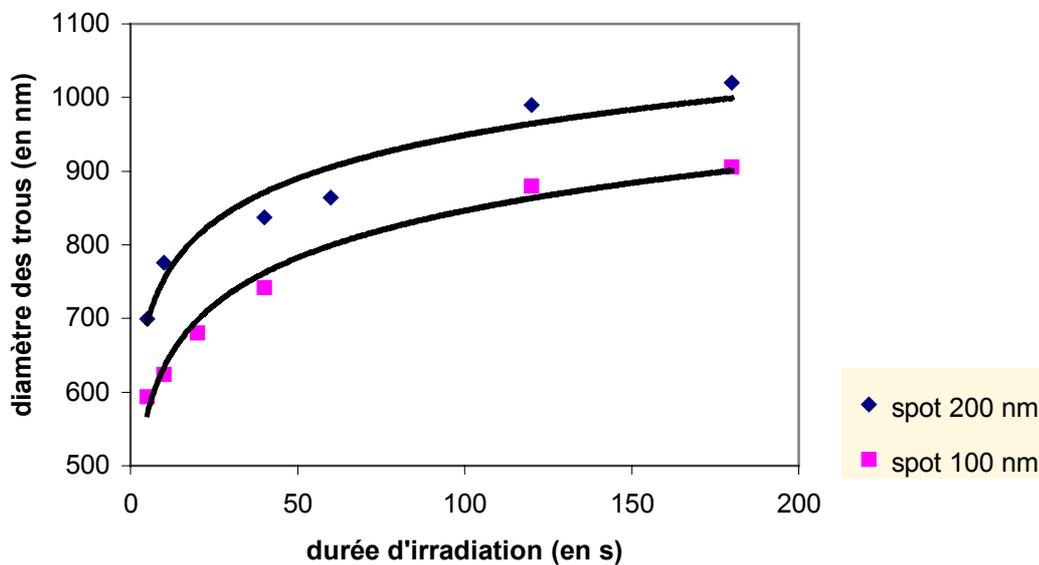


Figure 3.34. Evolution du diamètre des trous en fonction de la durée d'irradiation.

Il apparaît que plus la durée d'irradiation est courte, plus le diamètre des motifs est petit, la quantité d'électrons déposée étant plus faible. L'évolution du diamètre peut être décrite par les équations (3.1) et (3.2) pour les spots de diamètres 200 nm et 100 nm respectivement. Ces courbes sont tracées en trait plein figure 3.36.

$$y = 85 \ln(x) + 556 \quad (3.1)$$

$$y = 92 \ln(x) + 420 \quad (3.2)$$

avec y diamètre des trous en nanomètre,

x durée d'irradiation en seconde.

Le diamètre des trous augmente rapidement dans les premières secondes d'irradiation puis plus lentement à partir de 50 secondes. L'erreur sur la durée d'irradiation est donc moins critique pour des irradiations supérieures à 50 secondes.

- Influence de l'intensité du courant d'irradiation

Des irradiations réalisées avec le spot de diamètre 200 nm (cf tableau 3.12) n'ont pas montré d'influence significative de l'intensité sur le diamètre des motifs dans la plage de valeurs typiques du spot.

Tension d'accélération des électrons	25 kV
Durée d'irradiation	5 s
Intensité reçue par l'échantillon	1 à 6 nA
Spot	200 nm

Tableau 3.12. Paramètres d'irradiation pour l'étude de l'influence de l'intensité sur le diamètre des motifs

- Influence de la tension d'accélération des électrons sur le diamètre des trous

La plus petite valeur de diamètre de trous obtenue (600 nm) correspond à une durée d'irradiation de 5 s et un spot de diamètre 100 nm. Ces deux paramètres sont donc fixés et on fait maintenant varier la valeur de la tension d'accélération entre 5 kV et 30 kV (tableau 3.13). La valeur de la tension d'accélération varie entre 5 kV et 30 kV (valeur maximale du MEB).

Epaisseur de métallisation	20 nm
Spot	100 nm
Durée d'irradiation	5 s
Intensité reçue par l'échantillon	1 nA

Tableau 3.13. Valeurs des paramètres d'irradiation pour l'étude sur l'influence de la tension d'accélération des électrons

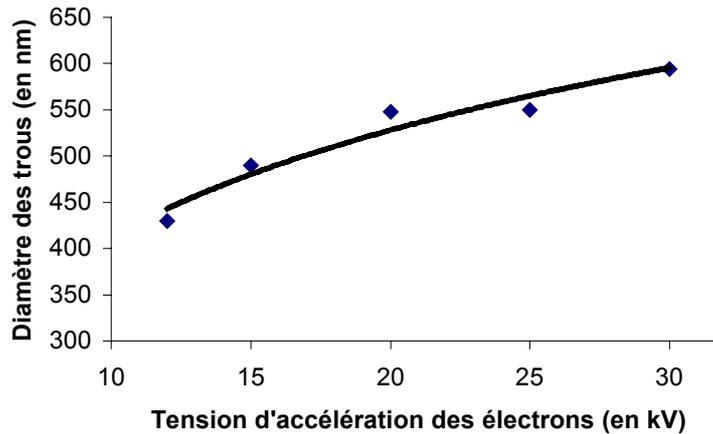


Figure 3.35. *Evolution du diamètre des trous en fonction de la tension d'accélération des électrons.*

Pour des tensions d'accélération inférieures à 12 kV, aucun motif n'est observé après attaque chimique, le courant, donc la quantité d'électrons, reçu par l'échantillon pour de telles valeurs de tensions n'étant pas assez élevé.

On constate que plus la tension d'accélération des électrons est faible, plus le diamètre des trous est réduit, avec une valeur minimale de 430 nm. En effet, pour des basses tensions d'accélération, les électrons ont une vitesse peu élevée lors de la collision avec le matériau, la pénétration des électrons dans la matière s'accompagnant d'une perte progressive d'énergie, la distance parcourue par celui-ci au sein du matériau est moindre. L'étalement des charges à la surface de l'échantillon est également réduit.

Pour un spot 100 nm, une durée d'irradiation de 5 s et une épaisseur de métallisation de 20 nm, l'évolution du diamètre du motif peut être décrite par l'équation (3.3).

$$y = 166 \ln(x) + 30,4 \quad (3.3)$$

avec y diamètre du trou en nanomètre,

x tension d'accélération des électrons en kV

Sur la plage de valeurs de tensions d'accélération accessibles, le diamètre des trous ne varie que de 150 nm : la valeur de la tension d'accélération influe donc peu sur le diamètre des trous.

- Influence de l'épaisseur de métallisation sur la nature du motif obtenu

Les irradiations ont été réalisées avec les conditions décrites dans le tableau 3.14. Les échantillons ont été métallisés par une couche d'Au/Pd d'épaisseur 7 nm, 12 nm, 20 nm et 35 nm (± 1 nm). Nous avons choisi de longues durées d'irradiation afin de déposer suffisamment de charges pour pouvoir observer le phénomène qui entre en jeu.

Epaisseur	7 nm	12 nm
Tension d'accélération des électrons	25 kV	25 kV
Intensité reçue par l'échantillon	0,65 nA	0,65 nA
Spot	100 nm	100 nm
Durée d'irradiation	20 s et 40 s	20 s et 40 s
Diamètre des motifs	3,21 μm et 3,85 μm	2,9 μm et 3,65 μm

Tableau 3.14. *Conditions d'irradiation pour l'étude de l'influence de l'épaisseur de la couche de métallisation.*

- Pour une métallisation d'épaisseurs 7 nm et 12 nm, les motifs obtenus sont des **tiges** dont les diamètres sont indiqués dans le tableau 3.14 pour une durée d'irradiation respectivement de 20 s et 40 s.

L'augmentation de l'épaisseur de la métallisation a permis d'évacuer plus de charges donc de diminuer le diamètre des motifs. Le phénomène physique rencontré dans les deux cas est donc le même que pour un échantillon métallisé uniquement sur la face z^+ : l'inversion de polarisation.

- En revanche, pour la métallisation d'épaisseur 20 nm, les motifs obtenus sont des **trous** de diamètre 680 nm et 740 nm pour des durées d'irradiation respectivement de 20 s et 40 s. Nous sommes donc en présence d'un phénomène qui vient supplanter l'inversion de polarisation.

- Pour la métallisation d'épaisseur 35 nm, aucune structure topographique n'apparaît sur la face z^- . L'épaisseur serait donc trop élevée, évacuant trop de charges de surfaces et empêchant ainsi l'inversion de polarisation ou autre phénomène.

L'ensemble des résultats dans les conditions d'irradiations choisies est résumé figure 3.36.

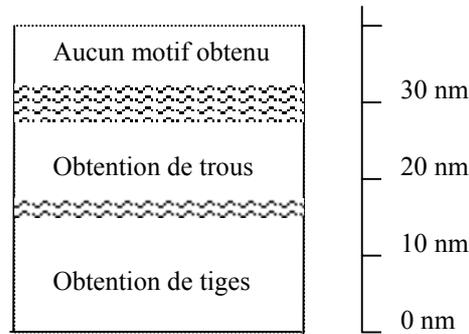


Figure 3.36. *Influence de l'épaisseur de la couche de métallisation sur la nature des motifs obtenus après irradiation et attaque chimique pour une tension d'accélération de 25 kV.*

Les épaisseurs de métallisation pour lesquelles on obtient des tiges, des trous ou aucun motif dépendent **exclusivement** des paramètres d'irradiation. En effet, pour une même épaisseur de métallisation, la nature des motifs peut être différente selon la tension d'accélération des électrons, la durée d'irradiation et l'intensité reçue par l'échantillon.

La nature du motif dépend donc de la quantité d'électrons déposés dans le matériau. En effet, plus la métallisation est épaisse, moins la quantité d'électrons présents à la surface de l'échantillon est élevée, donc le champ électrique auquel est soumis le matériau est plus faible. Pour une épaisseur de métallisation seuil ($\approx 35 \text{ nm}$), le champ électrique créé par les électrons est inférieur au champ coercitif de LiNbO_3 et l'inversion de polarisation n'est plus possible.

Remarque : Des tiges étant obtenues sur des échantillons avec double métallisation, l'hypothèse d'interaction entre les électrons et la couche de métallisation de la face z^- est exclue.

Pour confirmer l'hypothèse que cette différence de motifs dépend de la quantité d'électrons déposés, des irradiations ont été réalisées sur des échantillons métallisés sur la face z^+ pour des tensions d'accélération inférieures à 25 kV. A titre d'exemple, des réseaux de trous sont obtenus pour une tension de 17 kV, une durée d'irradiation de 2 s et un courant de cage de 0,6 nA.

3.2.3. Hypothèses avancées sur le phénomène d'obtention de trous

Parmi les différentes techniques de structuration de LiNbO_3 décrites dans la littérature, l'effet LIFE (Life Induced Frustrated Etching) [Bro-02, Mai-00] a attiré notre attention et nous permet d'avancer une hypothèse pour expliquer l'obtention de trous.

a) Effet LIFE

L'effet LIFE peut être traduit par la gravure des contraintes induites par la lumière. Cette technique consiste à illuminer un échantillon de niobate de lithium avec un laser UV : le rayonnement de ce dernier est absorbé mais sa puissance est inférieure au seuil d'ablation du matériau. La lumière incidente libère alors des porteurs de charges, qui migrent à la surface du cristal par effet photovoltaïque. L'échantillon subit ensuite une attaque chimique HF : HNO_3 (1 : 2 par volume). Une fois localisée à la surface de l'échantillon, la densité de charges accumulées à la surface crée un domaine positif : les zones irradiées sont donc gravées plus vite que les zones non irradiées, réduisant ainsi les réactions électrochimiques associées à la gravure « classique » de LiNbO_3 . Cette technique permet d'obtenir des trous d'une profondeur de quelques micromètres (environ $2 \mu\text{m}$).

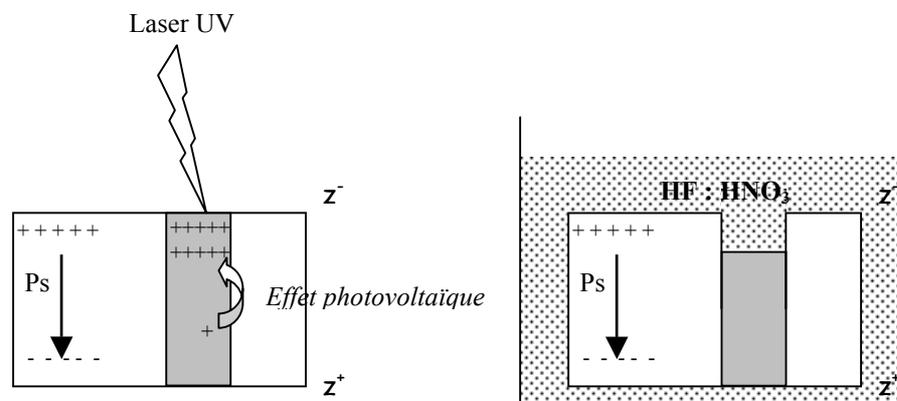


Figure 3.37. *Illustration schématique du phénomène LIFE*

En faisant l'analogie avec le phénomène LIFE, la quantité d'électrons n'est pas assez suffisante pour provoquer une inversion de polarisation mais provoquerait un déplacement de porteurs de charges qui migreraient à la surface de l'échantillon. Il y aurait donc une accumulation de charges positives créant un domaine positif. Ces zones positives étant gravées plus vite, des trous sont obtenus.

Pour confirmer cette hypothèse d'accumulation de charges positives à la surface de l'échantillon, un réseau obtenu dans des conditions d'irradiation donnant naissance à des trous (figure 3.39) est comparé **avant attaque chimique** à un réseau dont la polarisation a été inversée, avant attaque chimique (figure 3.38).

Dans les deux cas, la couche d'Au/Pd initiale (déposée avant l'irradiation) a été enlevée, puis l'échantillon a été de nouveau métallisé avant l'observation au MEB, afin de ne mettre en évidence uniquement les modifications du matériau et non celle de la couche métallique.

Dans le cas de l'inversion de domaines (figure 3.38), les zones irradiées apparaissent plus claires : ce sont des domaines négatifs.

Dans le second cas (figure 3.39), les zones irradiées apparaissent plus sombres : ce sont donc des domaines positifs.

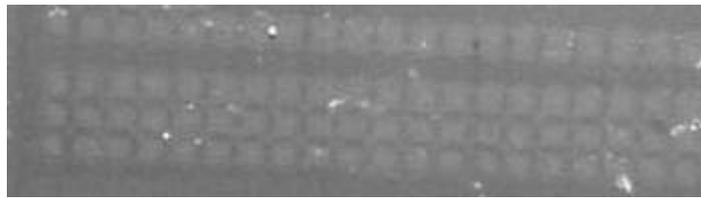


Figure 3.38. Photographie d'une zone irradiée sur la face z^- avant attaque chimique (inversion de domaines)

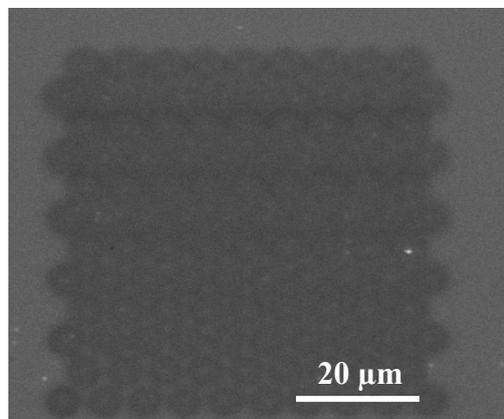


Figure 3.39. Photographie d'une zone irradiée sur la face z^- avant attaque chimique donnant naissance, après attaque chimique, à des trous

⇒ En résumé, on peut donc attribuer l'obtention de trous après irradiation électronique (dans certaines conditions d'irradiation) d'un échantillon de LiNbO_3 sur la face z^- , à une accumulation de charges positives se produit sur cette même face. Les domaines chargés positivement (sur la face z^-) étant gravés plus vite lors d'une attaque chimique HF : HNO_3 , des trous sont obtenus.

Par la suite, nous appellerons ce phénomène EBIFE (Electron Beam Induced Frustrated Etching) par analogie avec le phénomène LIFE.

3.2.4. Réseaux périodiques bidimensionnels sur LiNbO_3 avec guide d'onde protonique

Les réseaux périodiques bidimensionnels sur LiNbO_3 ont été réalisés lors de la première étape de l'étude pour vérifier la faisabilité de ces structures et définir des plages de valeurs pertinentes des paramètres expérimentaux.

Compte tenu de la nécessité d'avoir une structure guidante pour confiner la lumière dans la troisième dimension (direction z), les deux premières étant gérées par le réseau bidimensionnel, la deuxième étape consiste donc à réaliser des structures sur des échantillons de LiNbO_3 avec guide protonique plan obtenu par SPE (Soft Proton Exchange) au LPMC par Pascal Baldi. Ce sont des guides TM.

- Influence des paramètres d'irradiation

Etant donné que nous ne connaissons pas précisément l'influence des paramètres d'irradiation sur $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$, nous avons choisi de commencer par réaliser un réseau de $5 \mu\text{m}$ de période, pour mieux localiser la structure, en utilisant une tension d'accélération élevée pour obtenir des motifs de grand diamètre afin de mieux les visualiser (comme pour l'étude sur LiNbO_3). Dans les conditions décrites dans le tableau 3.15, le diamètre des motifs obtenus est de 860 nm pour une période de $5 \mu\text{m}$ (figure 3.40).

Compte tenu de la précision des mesures au MEB, nous avons mis en évidence que les paramètres d'irradiation ont la même influence pour un échantillon de LiNbO_3 avec ou sans guide. En effet, pour les mêmes conditions d'irradiation, on obtient des motifs de diamètres identiques.

Tension d'accélération des électrons	30 kV
Spot	100 nm
Durée d'irradiation	5 s
Intensité	1 nA

Tableau 3.15. Valeurs des paramètres d'irradiation de la figure 3.43.
Fluence indicative : 4.10^{20} e/cm^2 soit $63,7 \text{ C/cm}^2$

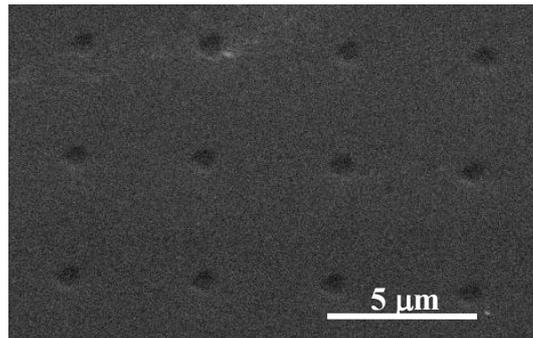


Figure 3.40. Photographie d'un réseau bidimensionnel réalisé sur $H_xLi_{1-x}NbO_3$.
Le diamètre obtenu est d'environ 860 nm pour une période de $5 \mu\text{m}$

- Réalisation d'une structure de période 946 nm et de motifs de diamètre 756 nm

Pour obtenir un filtre à $1,55 \mu\text{m}$, il est nécessaire de réaliser une structure de 946 nm de période composée de trous d'air de diamètre 756 nm (comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.3, sur une longueur de plusieurs centaines de micromètres (du même ordre de grandeur que la largeur du faisceau pour pouvoir caractériser optiquement la structure).

Pour réaliser une structure d'environ $300 \mu\text{m}$ de largeur en une seule irradiation, il faudrait travailler à un grandissement $\gamma = 230$. Or, à ce grandissement, la précision sur le déplacement du faisceau mesuré sur l'écran de contrôle du MEB est d'environ 800 nm , il est donc préférable de réaliser plusieurs réseaux juxtaposés à des grandissements plus forts. Pour cela, 20 réseaux à un grandissement $\gamma = 7800$ (soit un taille de fenêtre de $14,9 \times 11,8 \mu\text{m}^2$) ont été réalisés côte à côte afin d'obtenir une structure de $300 \mu\text{m}$ de largeur. A ce grandissement, la précision des déplacements (donc sur la période) est d'environ 25 nm .

L'équation (3.3) du chapitre 3.2.2.d. décrivant l'évolution du diamètre des trous en fonction de la durée d'irradiation, les conditions d'irradiation ont été extrapolées à partir de cette relation. L'irradiation a été effectuée dans les conditions expérimentales décrites dans le tableau 3.16.

Tension d'accélération	25 kV
Spot	100 nm
Durée d'irradiation	10 s
Intensité de cage	2,57 nA

Tableau 3.16. Paramètres d'irradiation utilisés pour la réalisation du réseau de période 946 nm et de motifs de diamètre 756 nm.

Nous n'avons pas obtenu les dimensions souhaitées, calculées par simulation. La période mesurée est de 920 nm et les motifs ont un diamètre d'environ 740 nm : le rapport r/a est donc de 0,40347. Des simulations ont été de nouveau effectuées pour étudier les conséquences de cette variation de dimensions. Le tableau 3.17 indique les différentes bandes interdites TM de la structure.

N° de bande	Fréquence centrale	Largeur de BI (en nm)
bande 1	0,15945873	0,77056001
bande 2	0,24131979	42,3839421
bande 3	0,27138973	5,69206791
bande 4	0,33413884	1,73910878
bande 5	0,38277948	5,66313766
bande 6	0,41242789	70,3256077
bande 7	0,45662908	72,4917529
bande 9	0,51041028	20,1778333
bande 11	0,55823437	62,5004403
bande 12	0,59070454	15,042959
bande 13	0,61721491	75,2810377
bande 15	0,66207082	71,9786105
bande 17	0,69021553	2,92733288
bande 19	0,7527747	3,64699942
bande 23	0,83332797	4,87892832
bande 25	0,86703104	0,20969799
bande 34	1,00414284	0,71676226
bande 46	1,16117927	0,73080378
bande 49	1,21311553	0,72604677
bande 93	1,66958328	4,17812983
bande 99	1,73164	0,81710621

Tableau 3.17. Différentes bandes interdites TM d'un réseau triangulaire de trous d'air dans LiNbO_3 avec un rapport $r/a = 0,40347$.

Pour avoir un filtre à $1,55 \mu\text{m}$, il faut avoir une fréquence normalisée f_n dans une bande interdite. Etant donnée la période du réseau, la fréquence normalisée est :

$$f_n = 920 \cdot 10^{-9} / (1,55 \cdot 10^{-6}) = 0,593$$

Cette valeur appartenant à la BI n° 12, la structure possède donc une bande interdite à $1,55 \mu\text{m}$ de 15 nm .

- Prise en compte de la présence de défauts dans la structure

Etant donnée l'imprécision sur la période et sur le diamètre des trous lors de la réalisation (quelques dizaines de nanomètres) et de la mesure (quelques dizaines de nanomètres aussi), la moyenne des marges d'erreurs pour le rapport r/a est d'environ 5%. Nous avons donc choisi d'appliquer un défaut de 5% sur le rayon des motifs (soit environ 20 nm) sur 11% des motifs de la structure.

Le résultat des simulations est synthétisé dans les tableaux 3.18 et 3.19 . Il apparaît que le nombre de bandes interdites est beaucoup moins important : il est donc nécessaire de simuler la structure sur 200 bandes pour obtenir des fréquences centrales du même ordre de grandeur que celles obtenues pour un réseau sans défaut, simulé sur 120 bandes. Si on se place à une longueur d'onde entre 1 et $1,6 \mu\text{m}$, un décalage de la fréquence centrale de 20 nm à 70 nm est observé.

L'imprécision lors de la réalisation des structures peut donc entraîner, lors des caractérisations optiques, un décalage de la fréquence filtrée de plusieurs dizaines de nanomètres par rapport à la théorie.

sans défaut		avec défaut ($r = 0,38$)		décalage
fn	long.d'onde (μm)	fn	long. d'onde (μm)	(en nm)
0,1594	5,771643664	0,142	6,478873239	707
0,2413	3,81268131			
0,2713	3,391079985			
0,3341	2,753666567			
0,3827	2,403971779			
0,4124	2,230843841	0,417	2,206235012	24
0,4566	2,014892685	0,437	2,105263158	90
0,5104	1,802507837			
0,5582	1,648154783			
0,5907	1,557474183	0,5825	1,579399142	22
0,6172	1,490602722			
0,662	1,389728097			
0,6902	1,332946972	0,7011	1,312223649	21
0,752	1,223404255			
0,833	1,104441777	0,8568	1,073762838	30
0,867	1,061130334			

Tableau 3.18. *Décalage de la longueur d'onde due à l'insertion de 11% de défauts sur l'ensemble des motifs. Chaque défaut présente -5% d'erreur sur le diamètre*

sans défaut		avec défaut		décalage
fn	long.d'onde (en μm)	fn	long. d'onde (μm)	(en nm)
0,1594	5,771643664	0,143	6,433566434	707
0,2413	3,81268131			
0,2713	3,391079985			
0,3341	2,753666567			
0,3827	2,403971779			
0,4124	2,230843841	0,42	2,19047619	24
0,4566	2,014892685	0,4645	1,980624327	90
0,5104	1,802507837	0,516	1,782945736	20
0,5582	1,648154783			
0,5907	1,557474183			

Tableau 3.19. *Décalage de la longueur d'onde due à l'insertion de 11% de défauts sur l'ensemble des motifs. Chaque défaut présente +5% d'erreur sur le diamètre*

4. Caractérisations optiques

La structure réalisée dans le chapitre précédent doit maintenant être caractérisée optiquement pour tester ses fonctions de filtrage.

4.1. Dispositif expérimental : mesure de puissance en transmission en fonction de la longueur d'onde

Le dispositif utilisé pour caractériser le comportement du filtre est représenté sur la figure 3.42. Il permet une mesure de puissance en transmission de la puissance guidée. Il est composé d'une source accordable en longueur d'onde, d'un système de mise en forme du faisceau pour un couplage optimal de la puissance dans le guide planaire et d'un système de détection bas flux pour les mesures de variations de la réflectivité. La source laser (de type HP 8168C) délivre un rayonnement continu entre 1500 et 1630 nm avec une largeur de raie de l'ordre du MHz avec un pas d'accordabilité de 1 pm. Le système de mise en forme spatiale du faisceau est réalisé avec plusieurs lentilles sphériques et cylindriques. Le faisceau possède un profil de type gaussien avec une largeur (FWHMI) de 4 μm suivant l'épaisseur du guide et de 300 μm dans sa dimension non guidée (figure 3.42). Un polariseur P placé à la sortie de la source laser permet une sélection d'un état de polarisation linéaire du faisceau incident. Un couple de détecteurs mesurant simultanément la puissance incidente et la puissance en sortie du guide permet d'éliminer les fluctuations en énergie issues de la source laser.

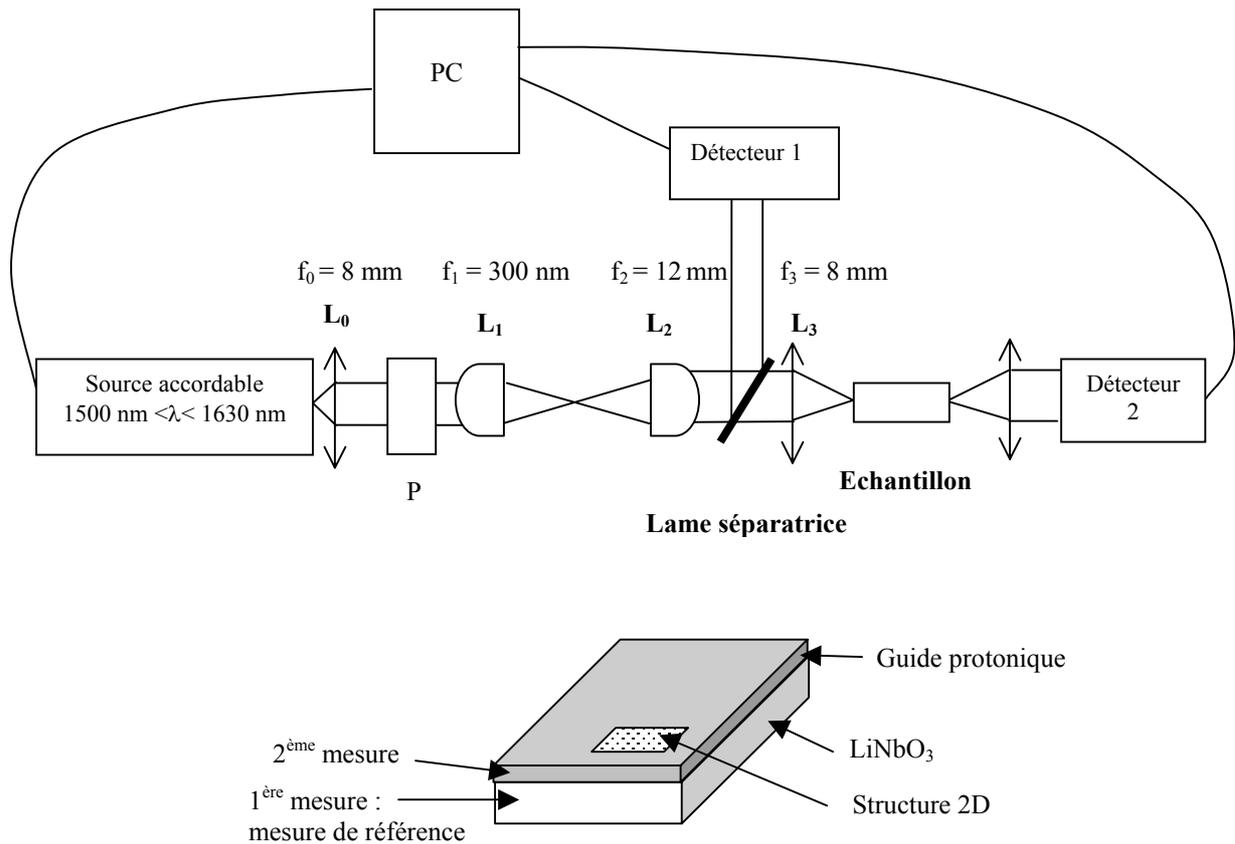


Figure 3.41. Schéma expérimental du montage utilisé pour mesurer la puissance transmise par la structure périodique bidimensionnelle.

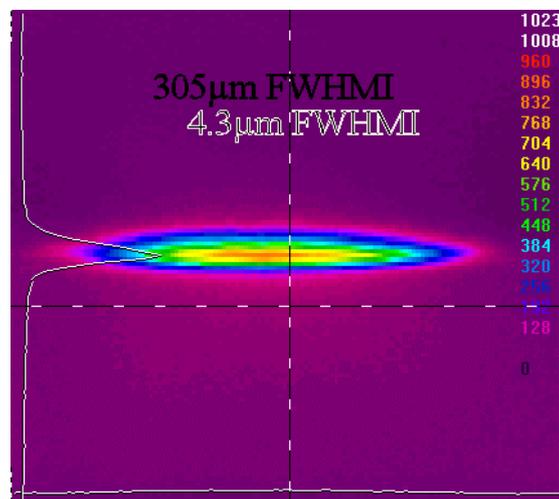


Figure 3.42. Mesure de la taille du faisceau incident

Pour déterminer l'influence de la structure sur la puissance transmise en fonction de la longueur d'onde, deux mesures sont réalisées.

Tout d'abord, on focalise la lumière incidente dans le matériau massif (mesure de référence), puis dans le guide protonique. Un programme réalisé par Ludovic Grossard de

l'équipe Optique Cohérente et Non Linéaire de l'IRCOM, pilote la source accordable en fréquence et nous donne le rapport de la puissance mesurée par le détecteur 2 par rapport à la puissance incidente mesurée par le détecteur 1, pour chaque longueur d'onde délivrée par la source. La différence entre la puissance transmise lorsque le faisceau est focalisé dans le guide et la mesure de référence permet de visualiser l'influence réelle de la structure.

4.1.1. Résultats

Cette procédure expérimentale est appliquée en plusieurs points de l'échantillon : le faisceau est déplacé à proximité, sur et en dehors de la structure périodique. En théorie, plus le faisceau s'approche de la zone nanostructurée, plus la puissance filtrée doit être importante.

Un calcul approximatif de la différence de réflectivité a été réalisé pour avoir un ordre d'idée sur l'influence de la structure sur la puissance. L'équation 3.4 décrit la relation entre la variation d'indice du matériau ($\Delta n = n - n_{\text{eff}}$) et la variation de la puissance (ΔP) induite par une rangée de défauts.

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta P}{P} \quad (3.4)$$

Nous allons donc calculer l'indice effectif du matériau percé de trous d'air.

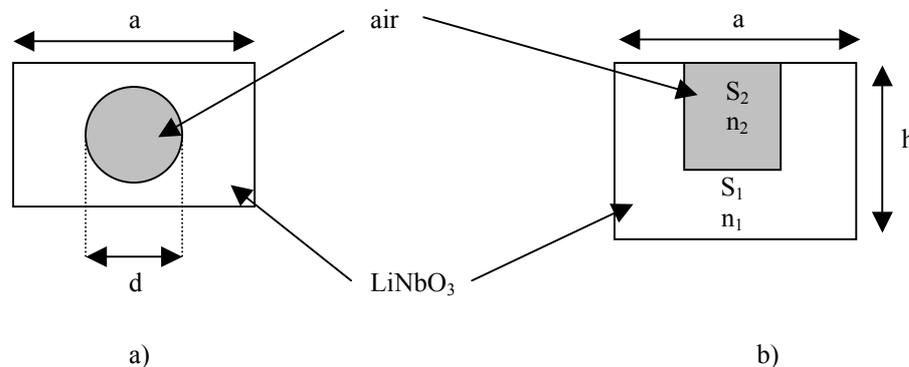


Figure 3.43. Représentation d'une cellule d'un trou d'air dans LiNbO_3 a) vue du dessus et b) vue en coupe

L'équation (3.5) décrit la relation entre l'indice effectif et S_1 et S_2 (surfaces), n_1 et n_2 (indices respectivement de LiNbO_3 et de l'air), d (diamètre d'un trou), h (hauteur du guide protonique) et a (période).

$$n_{\text{eff}} = \frac{n_1 S_1 + n_2 S_2}{S_1 + S_2} \quad (3.5)$$

Etant donné le nombre de lignes de notre structure, la variation de puissance transmise attendue est d'environ 20 %.

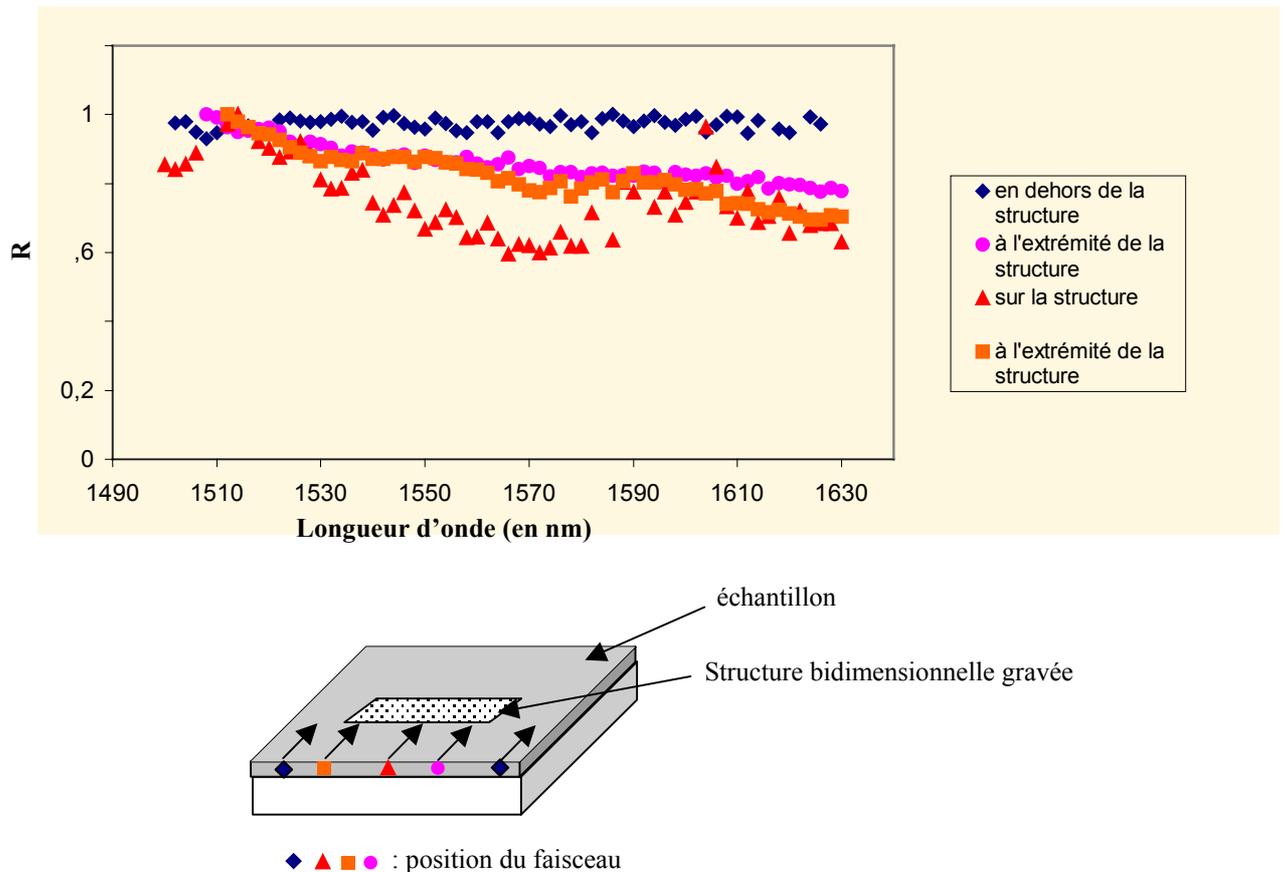


Figure 3.44. Evolution du rapport R en fonction de la longueur d'onde (en transmission) pour différentes positions du faisceau sur l'échantillon

Afin de comparer l'allure des différentes courbes, les valeurs de chaque mesure sont normalisées (figure 3.44). Une seule mesure réalisée sur la structure est prise en compte sur le graphe de la figure 3.44.

En dehors de la structure, le rapport R entre la puissance transmise dans le guide et dans le matériau est constant : il n'y a donc aucune modification de la puissance dans cette zone. Plus on se rapproche de la structure, plus R varie en fonction de la longueur d'onde. Lorsque le recouvrement entre le faisceau incident et la structure est optimal, on observe une diminution de la puissance transmise en fonction de la longueur d'onde. Cette variation de puissance d'environ 40% a lieu (perte de puissance) : un filtrage de la puissance a donc lieu sur la plage de longueur d'onde 1500 nm-1630 nm.

Plusieurs mesures ont été réalisées sur la structure et deux types de mesures sont obtenues : les courbes de la figure 3.45 présentent un minimum de puissance vers 1560 nm et

les courbes de la figure 3.46, vers 1570 nm. Si l'on compare l'allure des deux types de profil (figure 3.47), les différentes courbes montrent des évolutions similaires, la puissance filtrée est donc la même mais il y a un décalage de la longueur d'onde centrale de 30 nm. La lumière ne « voit » pas la même structure à chaque mesure. Une perte de puissance entre 20% et 40 % est observée selon les mesures.

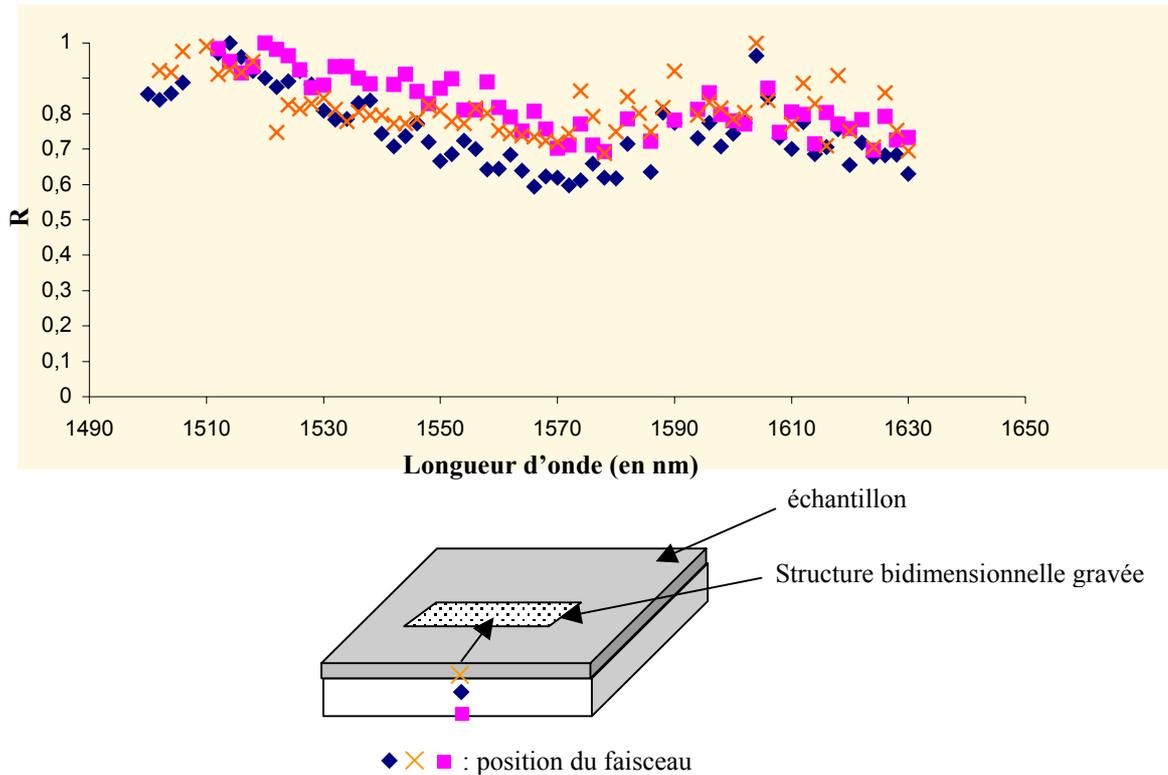


Figure 3.45. *Premier profil : évolution des courbes de puissance (en transmission) lorsque le faisceau est sur la structure*

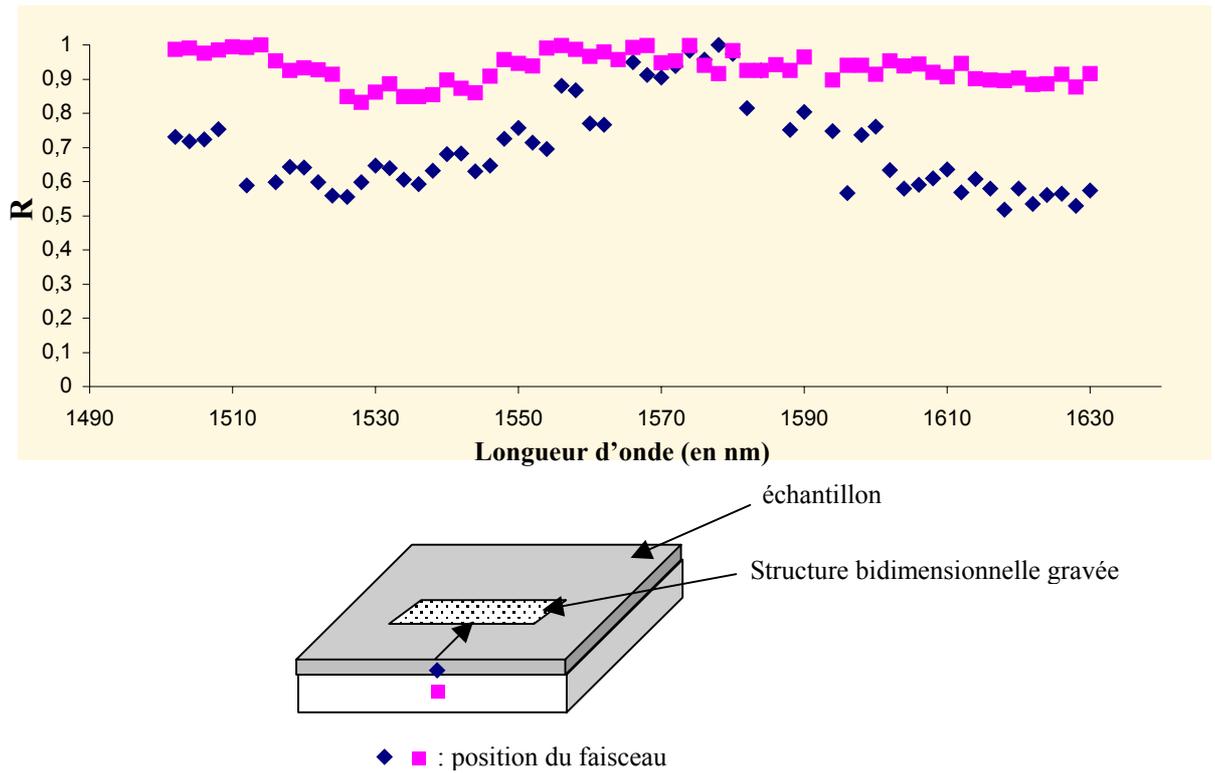


Figure 3.46. *Deuxième profil : évolution des courbes de puissance (en transmission) lorsque le faisceau est sur la structure*

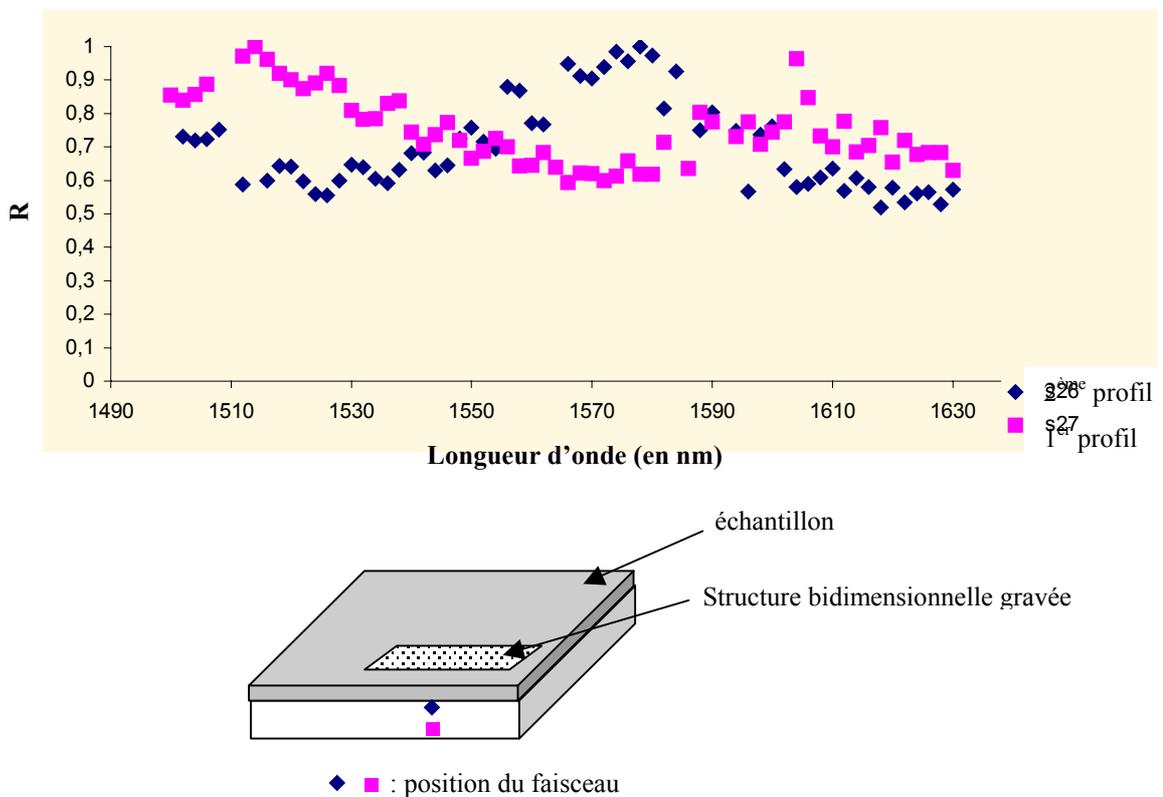


Figure 3.47. *Comparaison des deux profils de courbes pour les mesures en puissance lorsque le faisceau est sur la structure*

⇒ Lorsque le recouvrement entre le faisceau incident et la structure est optimale, des variations de puissance sont observées. Cependant, pour un même point de mesure, elles ne sont pas identiques. Pour confirmer que cette variation de puissance est bien due à la présence de la structure périodique, nous avons réalisé une mesure en réflexion afin d'augmenter le contraste. En effet, la variation de puissance en transmission étant d'environ 20 %, la variation de puissance sera plus importante en réflexion, il en découlera une mesure plus précise.

4.1.2. Dispositif utilisé pour une mesure de la puissance en réflexion en fonction de la longueur d'onde

Le dispositif utilisé pour caractériser le comportement du filtre en réflexion est représenté figure 3.48. Pour cette mesure, deux lames séparatrices polarisantes (P_1 et P_2), ainsi qu'une lame de phase $\lambda/2$ (L_0) sont ajoutées au montage précédent. Une lame séparatrice est insérée entre les lentilles L_1 et L_2 pour mesurer, grâce au détecteur 1, la puissance du faisceau incident. La puissance réfléchie est mesurée par le détecteur 2.

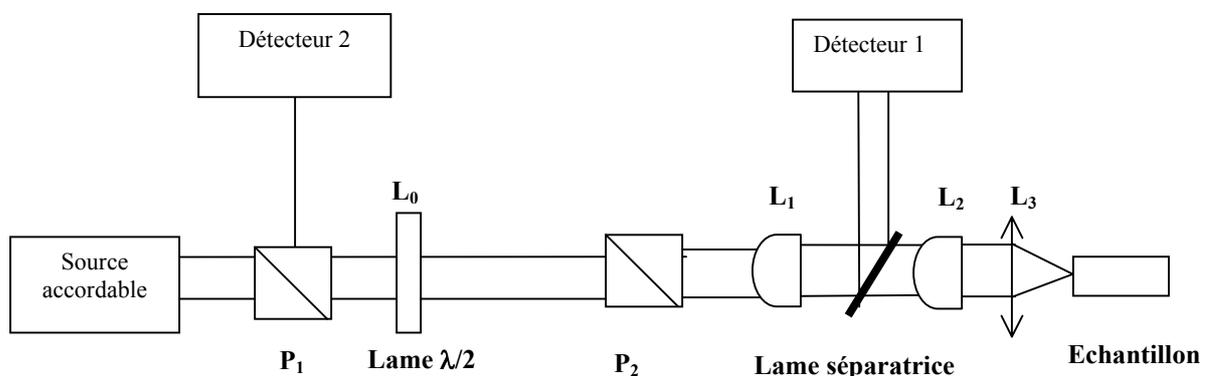


Figure 3.48. Schéma expérimental du montage utilisé pour mesurer la puissance transmise par la structure périodique bidimensionnelle.

Des boucles de Lefèvre permettent d'aligner la direction de vibration de l'onde optique issue de la source afin d'obtenir le maximum de puissance du polariseur P_1 qui ne laisse passer que la polarisation verticale. La polarisation résiduelle est alors rejetée. Au passage dans la lame demi-onde, la polarisation rectiligne incidente subit une rotation de 45° . Le passage dans le polariseur P_2 supprime la composante horizontale (la valeur de la puissance à la sortie du polariseur P_2 est alors environ 0,5 fois celle de la puissance d'entrée). La polarisation de la lumière est conservée jusqu'à l'échantillon. Une partie de la lumière est réfléchie par la structure : elle garde la même polarisation verticale. La lumière réfléchie

traverse L_3 , L_2 , la lame séparatrice, L_1 puis le polariseur P_2 tout en conservant sa polarisation. La lame $\lambda/2$ fait subir à nouveau une rotation à la polarisation rectiligne incidente. La lumière traverse ensuite le polariseur P_1 : le détecteur 2 mesure la puissance qui provient de la composante horizontale (soit environ 0,5 fois la puissance réfléchie) (figure 3.49).

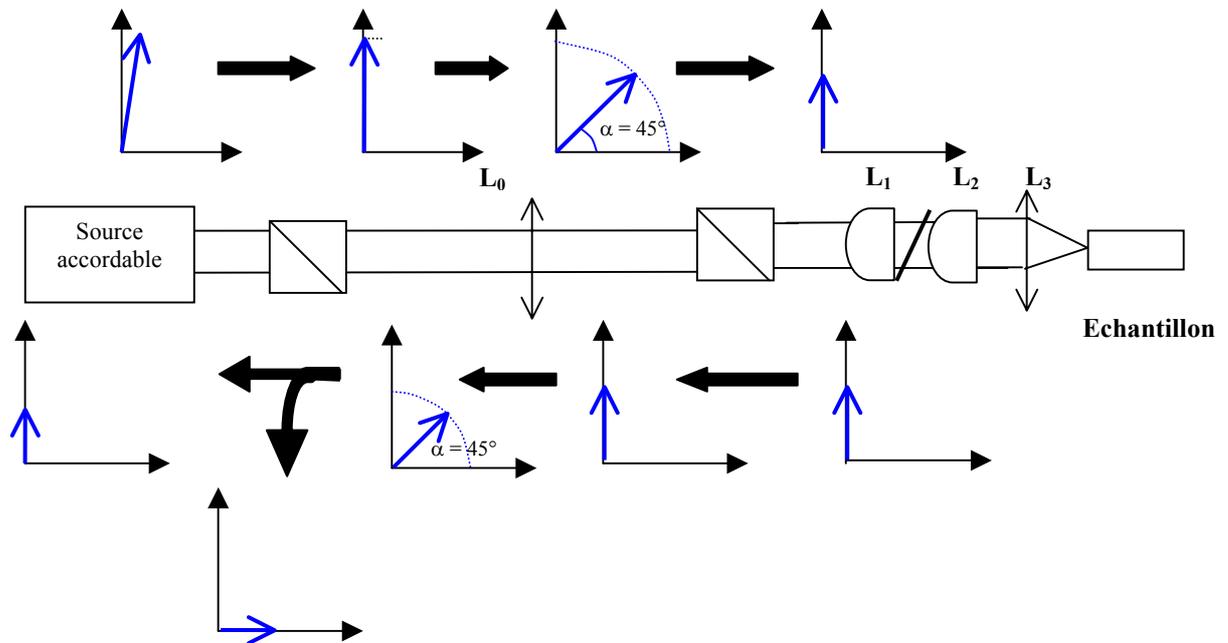


Figure 3.49. Représentation de la polarisation de la lumière dans le dispositif de mesure en réflexion

4.1.3. Résultats

L'évolution des courbes de puissance en fonction de la position du faisceau sur l'échantillon est représenté figure 3.50. Les courbes sont normalisées. Dans ce cas aussi, en dehors de la structure, le rapport R entre la puissance réfléchie dans le guide et dans le matériau est constant : il n'y a donc aucune modification de la puissance dans cette zone. Lorsque le faisceau est sur la structure, on observe une forte variation de R en fonction de la longueur d'onde : un filtrage de la puissance a lieu dans la zone 1500 nm - 1630 nm. La puissance réfléchie augmente de 20 % à 50 %. La figure 3.50 confirme donc la fonction de filtrage de la structure périodique bidimensionnelle gravée sur l'échantillon. Dans le cas de mesure en réflexion, il n'y a qu'un type de profil : il n'y a plus de décalage de la fréquence centrale en fonction de la mesure réalisée sur un même point (figure 3.51).

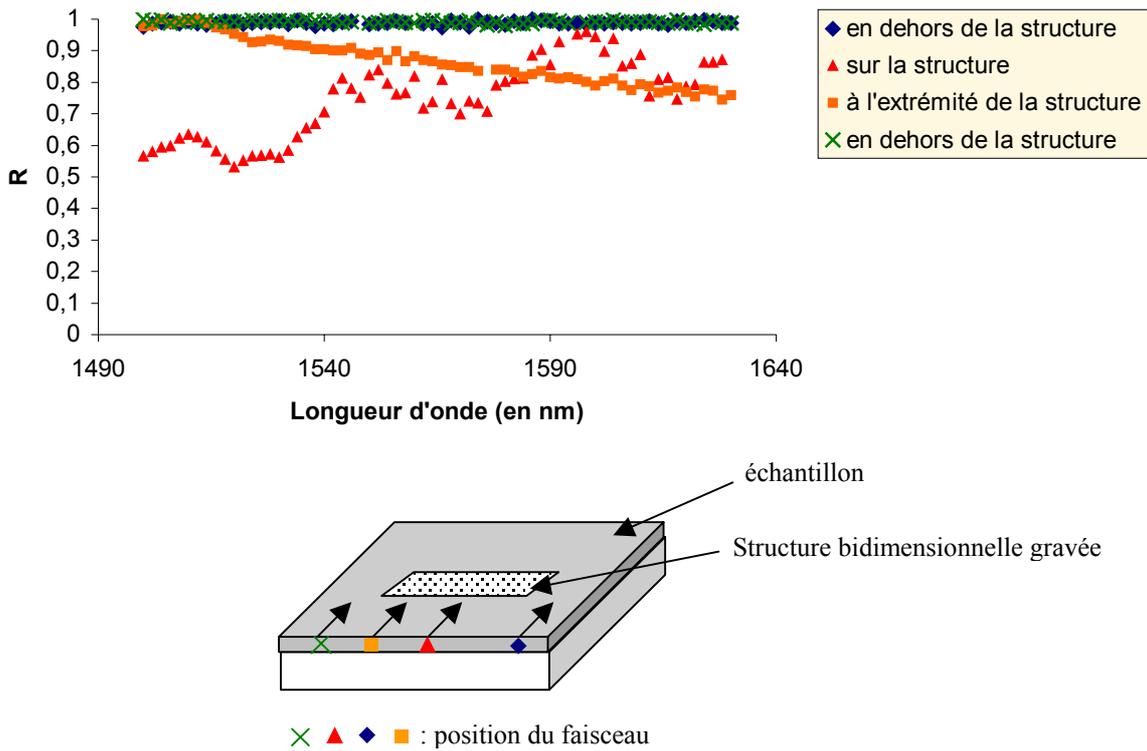


Figure 3.50. Evolution du rapport R en fonction de la longueur d'onde pour une mesure en réflexion pour différentes positions du faisceau sur l'échantillon

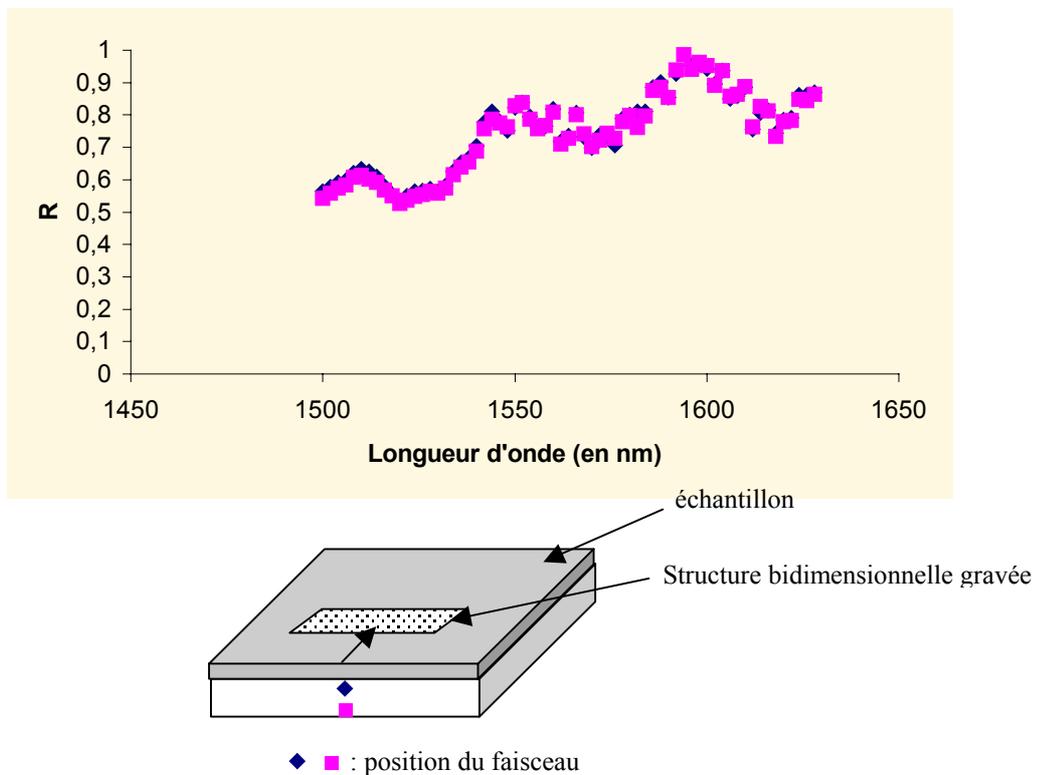


Figure 3.51. Evolution du rapport R en fonction de la longueur d'onde pour une mesure en réflexion lorsque le faisceau est sur la structure

Ces courbes sont le résultat de mesures en réflexion : le filtrage a donc lieu lorsque le rapport R est maximal. Nous sommes donc en présence d'un filtrage autour de 1550 nm et 1600 nm.

Les faces de l'échantillon n'étant pas parfaitement polies parallèlement, la lumière est réfléchiée aux interfaces air/matériau dans différentes directions (non parallèles au faisceau incident) (figure 3.53). Il est donc difficile de mesurer l'intégralité de la puissance réfléchiée.

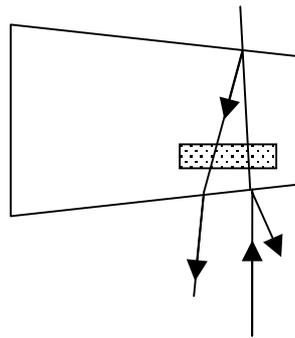


Figure 3.52. *Représentation des différentes directions de réflexion due aux faces d'entrée et de sortie, ainsi que de la diffraction due à la structure*

Les courbes des mesures en réflexion et en transmission sont comparées sur le graphe de la figure 3.54. On observe bien un effet miroir entre les deux courbes. La symétrie entre ces courbes n'est pas parfaite à cause des différentes pertes présentes lors des mesures.

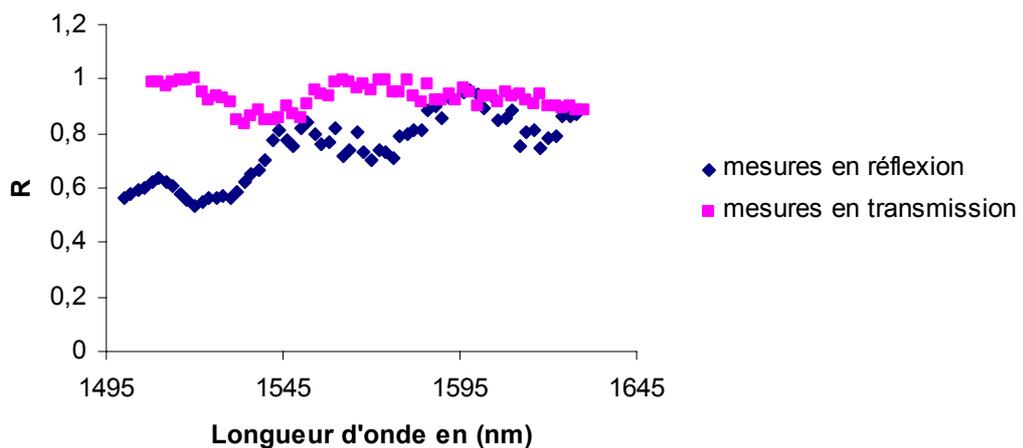


Figure 3.53. *Comparaison des mesures en réflexion et en transmission*

4.2. Conclusion

Les mesures en réflexion confirment donc la présence du filtrage en longueur d'onde opéré par la structure gravée dans $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$ déjà observé pour les mesures de puissance en transmission.

La structure réalisée dans le paragraphe 3.2.4. permettait théoriquement de réaliser un filtre à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Etant données les imprécisions de réalisation du composant (environ 5% sur la période et le diamètre des trous), un décalage de la fréquence centrale théorique du filtre de plusieurs dizaines de nanomètres peut survenir.

\Rightarrow Nous avons démontré la faisabilité d'une nanostructure périodique sur guide d'onde niobate de lithium (PE) par bombardement par faisceau d'électrons piloté. Un comportement sélectif en longueur d'onde autour de $1,55 \mu\text{m}$ a été observé sur une première réalisation constituée de 6 rangée de trous submicroniques dans une géométrie de maille triangulaire. Après ce premier pas, il reste des améliorations substantielles à apporter pour atteindre la fonction de filtrage attendue telles la longueur de la structure ou la profondeur des trous, de même que la précision pour le déplacement du faisceau (période du réseau) et la durée d'irradiation (diamètre des motifs).

5. Bibliographie

- [Ber-98] **V. Bermudez, F. Caccavale, C. Sada, F. Segato, E. Dieguez**
J. of Crystal Growth, 191, 589-593 (1998)
- [Bie-87] **A.F. Bielajew, D.W.O. Rogers**
Nucl. Instrum. Meth. B 18, 165 (1987)
- [Bin-99] **V. Binsangou**
Thèse n° 6 de l'Université de Limoges (1999)
- [Bol-63] **R.O. Bolt, J.G. Carrol**
Radiations effects on organic materials, Academic Press, New York (1963)
- [Bro-02] **P.T. Brown, S. Mailis, I.Zergioti, R.W. Eason**
Opt. Mat., 20, 125-134 (2002)
- [Duc-99] **P. Ducourtieux**
Mémoire d'ingénieur CNAM, Limoges (1999)
- [Duv-87] **E. Duverger, R. Isabey, M. Huguet, L. Makovicka**
Radioprotection, 32, 2, 229-235 (1987)
- [Gre-85] **C. Le Gressus**
Microscopie électronique à balayage, Techniques de l'Ingénieur, P1, 865 (1985)
- [Ito-91] **H. Ito, C. Takyu, H. Inaba**
Elec. Lett., vol.27, 14 (1991)
- [Mai-00] **S. Mailis, G.W. Ross, L; Reekie, J.A. Abernethy, R.W. Eason**
Electron. Lett., 36, 1801 (2000)
- [Mil-96] **G.D. Miller, R.G. Batchko, M.M. Fejer, R.L. Byer**
Proc. SPIEE, 2700, 34 (1996)
- [Mil-97] **G.D. Miller, R.G. Batchko, W.M. Tulloch, D.R. Weist, M.M. Fejer, R.L. Byer**

Opt. Lett. 22, 1834 (1997)

[Nak-87] **K. Nakamura, H. Ando, H. Shimizu**

Appl. Phys. Lett. 50, 20 (1987)

[Nas-65] **K. Nassau, H.J. Levinstein and G.M. Loiacono**

Appl. Phys. Lett., vol.6, 318 (1965)

[Nas-66] **K. Nassau, H.J. Levinstein and G.M. Loiacono**

J. Phys. Chem. Solids, vol. 27, 983 (1966)

[Phi-92] Philips Electron Optics

Microscope électronique à balayage série XL, manuel d'utilisation, Eindhoven (1992)

[Pro-90] **A.M. Prokhorov, Y.S. Kuz'minov**

Phys. And chemistry of Lithium Niobate, Adam Hilger, Bristol (1990)

[Res-00] **C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J.L. Decossas, J.C. Vareille, J. Hauden,**

A. Martinez

J. Appl. Phys., vol.88, 11 (2000)

[Res-001] **C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J.L. Decossas, J.C. Vareille, J. Hauden,**

A. Martinez

Materials Semiconductor Processing, 3, 405, 2000

[Ros-98] **G. Rosenman, Kh. Garb, A. Skliar, M. Oron, D. Eger, M. Kartz**

Appl. Phys. Lett., 73, 865 (1998)

[Son-02] **C.L. Sones, S. Mailis, W. S. Brocklesby, R.W. Eason, J.R. Owen**

J. Mater. Chem., 12, 295-298 (2002)

[Tre-81] **P. Trebbia**

Microscopie électronique en sciences des matériaux, Ecole d'été du CNRS

Bombannes (1981)

Chapitre 3 – Etudes théoriques et expérimentales de structures bidimensionnelles pour la réalisation d' un filtre à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

[Tro-81] **M. Troyon**

Microscopie électronique en sciences des matériaux, Ecole d'été du CNRS
Bombannes (1981)

[Vic-85] **E. Viccario**

Pratique de la microscopie électronique à balayage,
Les éditions de Physique , A1 (1985)

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'objet de cette thèse est la conception de structures périodiques bidimensionnelles sur niobate de lithium afin de réaliser des structures à Bandes Interdites Photoniques pour des applications optiques à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Les premiers travaux présentés dans ce mémoire se sont basés tout d'abord sur le caractère ferroélectrique du niobate de lithium. L'inversion de polarisation sur LiNbO_3 par faisceau d'électrons est une technique bien maîtrisée dans l'équipe C2M. Nous avons ainsi réalisé des réseaux périodiques bidimensionnels de tiges de diamètre de l'ordre du micromètre.

Un nouveau phénomène physique concernant la modification des propriétés du matériau a ensuite été mis en évidence sur LiNbO_3 et $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$: l'« EBIFE » (Electron Beam Induced Frustrated Etching). Ce phénomène consiste en une migration de charges positives à la surface de l'échantillon, lors du bombardement électronique. Cette technique nous a permis d'obtenir des réseaux bidimensionnels de trous d'environ 950 nm de période avec des motifs d'environ 380 nm de rayon. A notre connaissance, jamais des motifs de dimensions aussi petites n'avaient été obtenus sur niobate de lithium.

Des études sur l'influence des différents paramètres d'irradiations ont été réalisées pour optimiser les dimensions des structures :

- l'épaisseur (e) de la couche de métallisation influe sur le phénomène physique mis en jeu lors de l'irradiation. A une tension d'accélération donnée, il existe deux épaisseurs critiques e_1 et e_2 . Pour une épaisseur de métallisation inférieure à e_1 , une inversion de polarisation a lieu lors de l'irradiation. Pour $e_1 < e < e_2$, c'est le phénomène EBIFE qui se produit et pour $e > e_2$, il n'y a aucune modification du matériau.
- L'intensité du courant a peu d'influence sur le diamètre des motifs pour des irradiations d'échantillons métallisés sur les deux faces. Cependant, pour un échantillon non métallisé sur la face z^- , il existe une valeur de courant seuil au-dessus de laquelle il y a cassure du matériau.
- La durée d'irradiation agit sur le diamètre des motifs (trous ou tiges selon le phénomène mis en jeu) : plus la durée d'irradiation augmente, plus les trous sont larges.
- La tension d'accélération influe aussi sur le diamètre des trous lors d'un phénomène « EBIFE » et sur le processus mis en jeu lorsqu'un échantillon non métallisé sur la face z^- est irradié.

Le programme MIT Photonic Band Gap nous a permis de calculer les dimensions de la structure requises pour obtenir un filtre réjecteur de bande à 1,55 μm . Il nous a aussi permis de quantifier les variations dues aux imprécisions de fabrication du composant.

Pour résoudre ce problème d'imprécision (quelques nanomètres par dimension), l'équipe a fait l'acquisition d'un logiciel de pilotage de faisceau Elphy Quantum. L'irradiation d'un motif se faisant par pulses, les paramètres d'irradiation n'ont pas la même influence sur la présence et les dimensions des motifs que lorsque le faisceau est émis continûment. Une étude technologique de paramétrage du faisceau est donc en cours actuellement. Des trous d'environ 300 nm de diamètre ont été obtenus (figure 4.1). Cette étude pourra être appuyée par des plans d'expérience (méthode d'optimisation : plans à surface de réponse ou simplexe) et de l'analyse de données (ACP : analyse en composantes principales) développés dans l'équipe C2M [Kar-03]. Cette dernière a déjà été expérimentée et a permis de confirmer les corrélations entre les différents paramètres (paramètres d'irradiation, diamètres des motifs) pour les résultats présentés dans ce manuscrit.

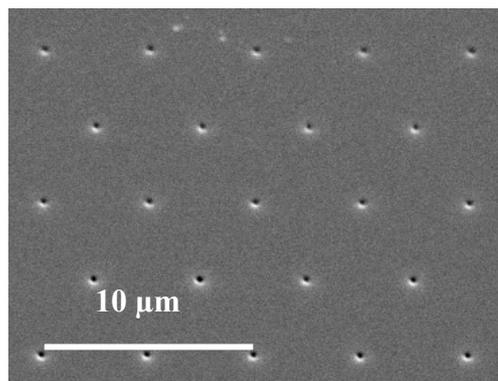


Figure 4.1. Photographie d'un réseau bidimensionnel dont les motifs ont un diamètre d'environ 300 nm

Pour réaliser une structure de plusieurs centaines de micromètres carrés, il est nécessaire de juxtaposer plusieurs réseaux élémentaires. Le logiciel Elphy Quantum nous permettra d'automatiser cette étape. Il sera ainsi possible d'effectuer des mesures à l'AFM ou au microscope interférométrique qui permettront de confirmer les dimensions de la structure ou de déterminer la profondeur des trous. Une étude de la gravure chimique pourra donc être mise en place (gravure chauffée, mélange d'acide dans différentes proportions,...).

Des filtres composés de plusieurs dizaines de lignes de trous pourront être réalisés permettant ainsi un filtrage de longueur d'onde plus efficace, différentes fonctions optiques nécessitant d'introduire des défauts dans une structure périodique bidimensionnelle (guide d'onde, cavité,...). Il est aussi envisageable de combiner les deux techniques de modification

du matériau (inversion de polarisation et EBIFE) afin d'associer les propriétés des réseaux unidimensionnels (réseaux de Bragg, réseaux appodisés) et des réseaux bidimensionnels (guide, filtre, cavité).

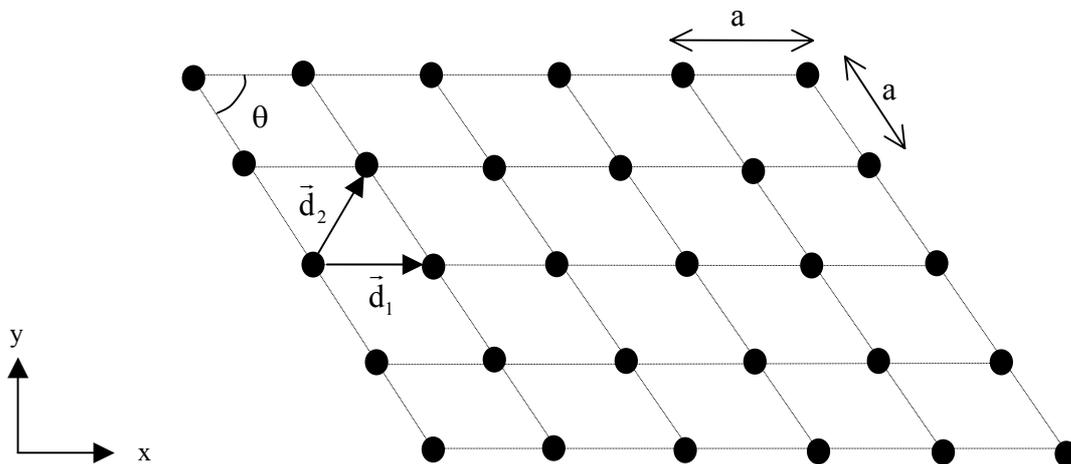
[Kar-03] S.Karam, S. Liébus, A. Bessaudou
JNRDM 2003, Toulouse (2003)

ANNEXE 1

La zone de Brillouin d'un réseau triangulaire.

• Réseau direct et réseau réciproque

Soit un réseau à deux dimensions, formés de particules identiques et disposées à égale distance les unes des autres suivant des droites parallèles à deux directions Δ_1 et Δ_2 faisant un angle de 60° (cf. fig. I). Ce réseau triangulaire est invariant par translation suivant la direction orthogonale à son plan (xy). On note d la distance séparant deux particules consécutives. Les vecteurs de base \vec{d}_1 et \vec{d}_2 définissent le réseau direct.



$$\begin{array}{l}
 - \left| \begin{array}{c} a \\ 0 \end{array} \right. \\
 \vec{d}_2 \left| \begin{array}{c} \frac{a}{2} \\ a\sqrt{3} \\ 2 \end{array} \right.
 \end{array}$$

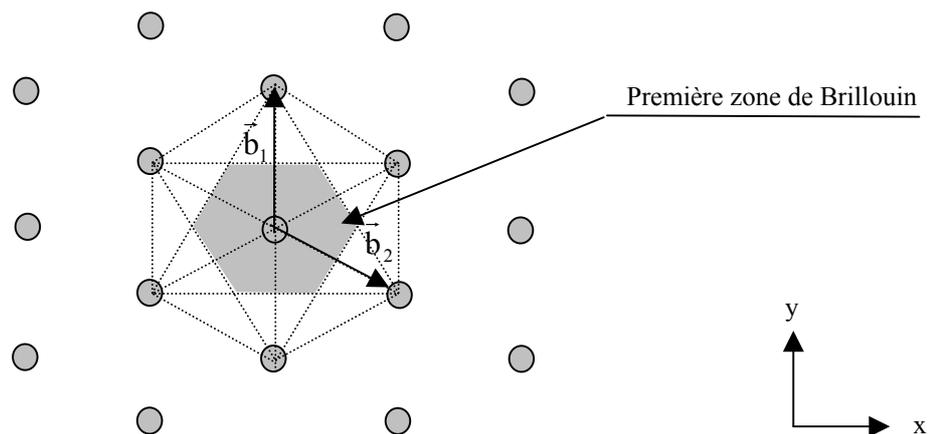
Figure I- Représentation des vecteurs de base du réseau direct et du réseau réciproque

A tout réseau direct, on peut faire correspondre un réseau réciproque [Bri-56]. Ce réseau réciproque a un système de base constitué par deux vecteurs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 définis par les produits scalaires :

$$(\vec{b}_i \cdot \vec{d}_k) = \delta_{ik} \quad \left| \begin{array}{l} i = 1, 2 \\ j = 1, 2 \end{array} \right.$$

dans lesquels δ_{ik} représente le symbole de Kronecker, c'est à dire $\delta_{ik} = \begin{cases} 0 & \text{si } i \neq k. \\ 1 & \text{si } i = k \end{cases}$

Les vecteurs \vec{G} du réseau réciproque sont donc définis par $\vec{G} = h\vec{b}_1 + l\vec{b}_2$, h et l étant des entiers.



$$\vec{b}_1 \left| \begin{array}{c} 0 \\ 2 \\ a\sqrt{3} \end{array} \right. \quad \vec{b}_2 \left| \begin{array}{c} 1 \\ a \\ -1 \\ a\sqrt{3} \end{array} \right.$$

Figure II- Réseau réciproque d'un réseau triangulaire

• zones dans les réseaux à deux dimensions

Soit \vec{a} le vecteur définissant la direction de propagation, sa grandeur est inversement proportionnelle à la longueur d'onde $\|\vec{a}\| = \frac{1}{\lambda}$.

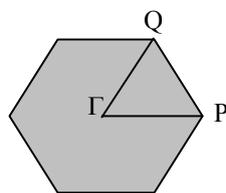
Il a été démontré que la fréquence des ondes dans un réseau à deux dimensions est une fonction périodique de vecteur \vec{a} dans le réseau réciproque rapporté aux vecteurs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 [The-99].

$$\vec{a}' = \vec{a} + m_1 \cdot \vec{b}_1 + m_2 \cdot \vec{b}_2$$

\vec{a}' : vecteur définissant une nouvelle direction de propagation.

La fréquence étant une fonction périodique du vecteur \vec{a} , le domaine fondamental dans lequel on doit choisir ce vecteur \vec{a} doit imposer l'emploi de la longueur d'onde la plus grande possible (la plus petite fréquence). Toutes les ondes d'ordre supérieur se déduiront par translation périodique sur l'axe du nombre d'onde. Ce domaine fondamental s'appellera première zone de Brillouin.

Pour obtenir les frontières, on place tout d'abord l'origine au centre de la cellule élémentaire du réseau réciproque puis on trace les médiatrices des segments joignant l'origine aux divers points du réseau.



$$\begin{aligned} &\Gamma (0 ; 0) \\ &Q \left(\frac{1}{2a} ; \frac{1}{2a\sqrt{3}} \right) \\ &P \left(\frac{2}{3a} ; 0 \right) \end{aligned}$$

Figure III– Représentation de la première zone de Brillouin

• condition de diffraction

Théorème [Kit-76]. L'ensemble des vecteurs \vec{G} du réseau réciproque détermine les réflexions de rayons X possibles. On peut voir à la figure IV que la différence de facteurs de phase entre les rayons diffusés par des volumes élémentaires situés à l'origine et en r est égale à $\exp[i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}]$. Les vecteurs d'onde du rayon incident et du rayon émergent sont \vec{k} et \vec{k}' . L'amplitude de l'onde diffusée par un élément de volume est proportionnelle à la densité électronique locale. L'amplitude totale de l'onde diffusée dans la direction \vec{k}' est proportionnelle à l'intégrale étendue à tout le cristal de la quantité $n(r) dV$ multipliée par le facteur de phase $\exp[i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}]$.

L'amplitude diffusée est déterminée par l'intégrale :

$$A = \int dV n(r) \exp(-i \Delta k \cdot r) \quad (a),$$

où $k + \Delta k = k'$.

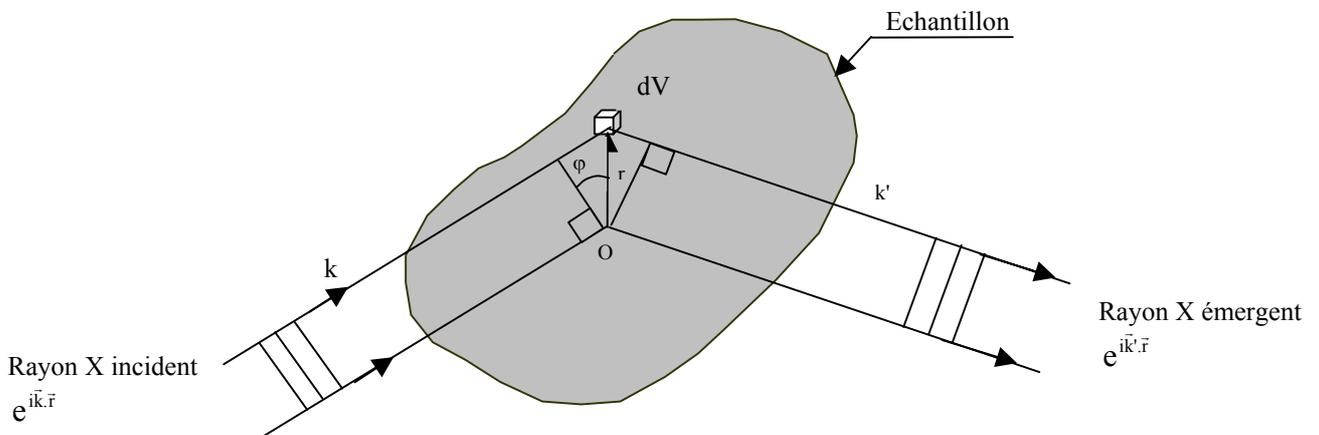


Figure IV- La différence de marche de l'onde incidente \mathbf{k} aux points \mathbf{O} et \mathbf{r} est $r \sin \varphi$ et la différence de phase est $(2\pi \sin \varphi) / \lambda$ soit encore $\vec{k} \cdot \vec{r}$. Pour l'onde diffractée, la différence de phase est $-\vec{k}' \cdot \vec{r}$. La différence de phase totale est $(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}$, et l'onde diffusée par un volume dV situé en \mathbf{r} a un facteur de phase $\exp[i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}]$ par rapport à l'onde diffusée par un volume élémentaire situé à l'origine \mathbf{O} .

D'après l'équation (a), quelques calculs et conditions sur l'énergie du photon, on obtient la condition de diffraction :

$$2\vec{k} \cdot \vec{G} + \vec{G}^2 = 0 \quad (b).$$

Si \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque, $-\vec{G}$ l'est aussi. On obtient donc la condition :

$$2\vec{k} \cdot \vec{G} = \vec{G}^2 \quad (c).$$

• interprétation géométrique

La zone de Brillouin donne une interprétation géométrique simple de la condition de diffraction $\vec{k} \cdot (\frac{1}{2}\vec{G}) = (\frac{1}{2}\vec{G})^2$.

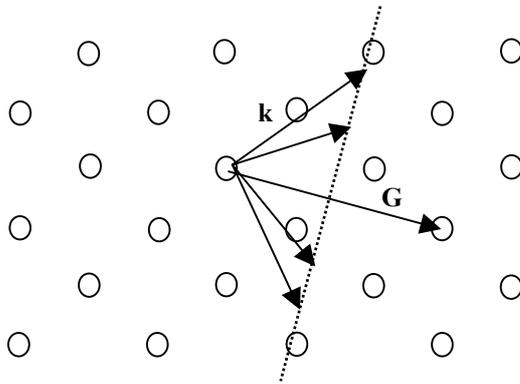


Figure V- Interprétation géométrique dans l'espace réciproque de la condition de diffraction

La construction de la figure faisant intervenir le plan orthogonal au vecteur \vec{G} en son milieu, permet de visualiser les vecteurs \vec{k} qui satisfont la condition de diffraction. Ainsi, tout vecteur \vec{k} mesuré de l'origine du réseau réciproque à l'un de ces plans convient [Kit-76].

Ainsi, une onde incidente sur le cristal sera diffractée si son vecteur d'onde a l'amplitude et la direction requise par la relation de diffraction. Le faisceau diffracté aura la direction du vecteur $\vec{k} - \vec{G}$.

ANNEXE 2

Commandes et fonctions du programme MIT Photonic-Bands.

<http://ab-initio.mit.edu/mpb>

Afin de décrire et définir les différentes fonctions et commandes du programme MIT Photonic Bands, la réalisation d'un programme permettant la réalisation d'une structure périodique triangulaire bidimensionnelle de trous d'air dans LiNbO₃ sera pris en exemple. Il faut tout d'abord créer un fichier de contrôle dans lequel nous devons spécifier les paramètres et la géométrie de la simulation, puis lancer les calculs et les données de sortie que l'on souhaite obtenir.

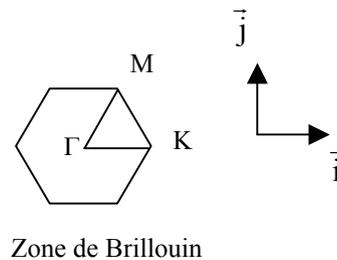
1. Définition des paramètres d'entrée

Tout d'abord, il est nécessaire d'indiquer le nombre de bandes (num-bands) que l'on désire simuler pour chaque point k :

(set ! num-bands 8) ; le calcul sera réalisé sur 8 bandes

Il faut ensuite fixer la liste des point k (vecteurs d'onde de Bloch) que l'on souhaite calculer sur les différentes bandes. Ceci est défini par la variable k-points qui est une liste de vecteurs à trois dimensions : ce sont les vecteurs qui décrivent le contour de la zone de Brillouin.

```
(set ! k-points (list (vector3 0 0 0) ; Gamma
                    (vector3 0.5 0 0) ; M
                    (vector3 (/ -3) (/ 3) 0) ; K
                    (vector3 0 0 0))) ; Gamma
```



Nous allons maintenant définir avec combien de points k sur chaque vecteur de la zone de Brillouin nous désirons réaliser la simulation.

```
(set ! k-points (interpolate 4 k-points)) ; 4 points sont pris sur chaque vecteur de la zone de Brillouin pour calculer les bandes.
```

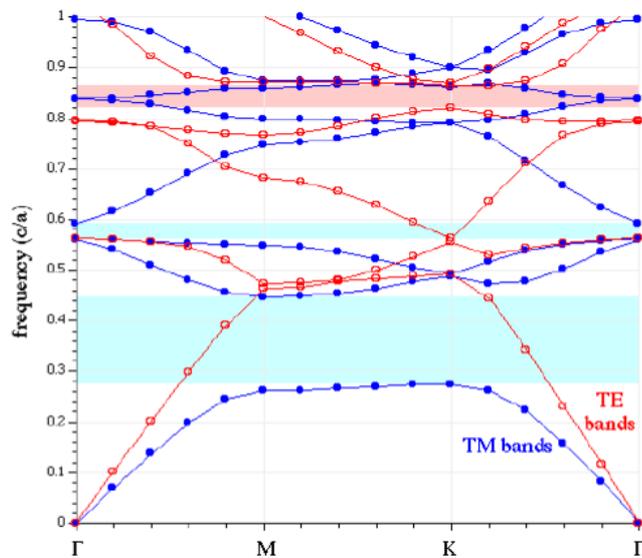


Tableau 3.1. Illustration d'une structure de bandes d'un réseau triangulaire simulé avec 4 points sur chaque vecteur de la zone de Brillouin.

Il faut à présent, définir la géométrie du système en décrivant le contenu d'une cellule du réseau et son origine, grâce à la variable `geometry` qui est une liste d'objets géométriques. Chaque objet est défini par son type, ses propriétés et leur valeur :

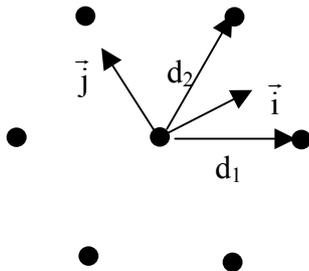
(`make type (property1 value1) (property2 value2)...`). Si le matériau est anisotropique (ce qui est le cas de LiNbO_3), sa permittivité est définie par la variable `epsilon-diag` qui est un vecteur à trois dimensions. Il y a plusieurs types d'objets géométriques : les cylindre, les sphères, les ellipsoïdes, les cônes... Dans l'exemple ci-dessous, nous définissons un réseau de tiges de LiNbO_3 dans l'air dont le rapport rayon/période est de 0,37.

```
(set ! geometry (list (make cylinder
    (center 0 0 0) (radius 0.37) (height infinity)
    (material (make dielectric-anisotropic
        (epsilon-diag 43 43 28))))))
```

Si le réseau à simuler est un réseau de trous d'air dans un matériau, on considère des défauts cylindriques dans un matériau, contrôlés par la variable `default-material`.

```
(set ! default-material (make dielectric-anisotropic (epsilon-diag 43 43 28)))
```

Il faut ensuite définir les dimensions du réseau contrôlées par la variable *geometry-lattice*, en fixant la taille de la cellule prise en compte pour le calcul et les deux vecteurs de base du réseau (voir annexe 1). Etant donné que MPB est un logiciel 2D, la troisième dimension de la cellule ne sera pas prise en compte (*no-size*), elle est considérée comme infinie. Il est sous-entendu que les coordonnées des vecteurs de bases dépendent de la variable *a*. Celle-ci n'est pas mentionnée dans la définition des vecteurs.



```
(set ! geometry-lattice (make lattice (size 1 1 no-size)
    (basis1 (/ (sqrt 3) 2) 0.5)
    (basis2 (/ (sqrt 3) 2) -0.5)))
```

Nous avons défini une cellule bidimensionnelle de taille 1×1 . Cette cellule est discrétisée en fonction de la variable *resolution*. Plus cette valeur sera élevée, plus le calcul sera précis.

```
(set ! resolution 32)
```

Tous les termes prédéfinis dans le programme MPB qui permettent de définir les caractéristiques d'un réseau sont listées dans le paragraphe 3.

2. Définition des paramètres de sortie

Maintenant que les variables d'entrées sont fixées, on désire calculer la structure de bande pour les deux modes TE et TM par les commandes (*run-te*) et (*run-tm*). Toutes les données de sortie sont stockées dans un fichier *nom.out* (l'utilisateur choisit le nom du fichier). Il faut donc trier ces données et les transférer dans un fichier qui sera exploité pour tracer les courbes, obtenir des images de champs...

Les différentes fonctions qui permettent de calculer certaines données de sortie sont décrites dans le paragraphe 3.

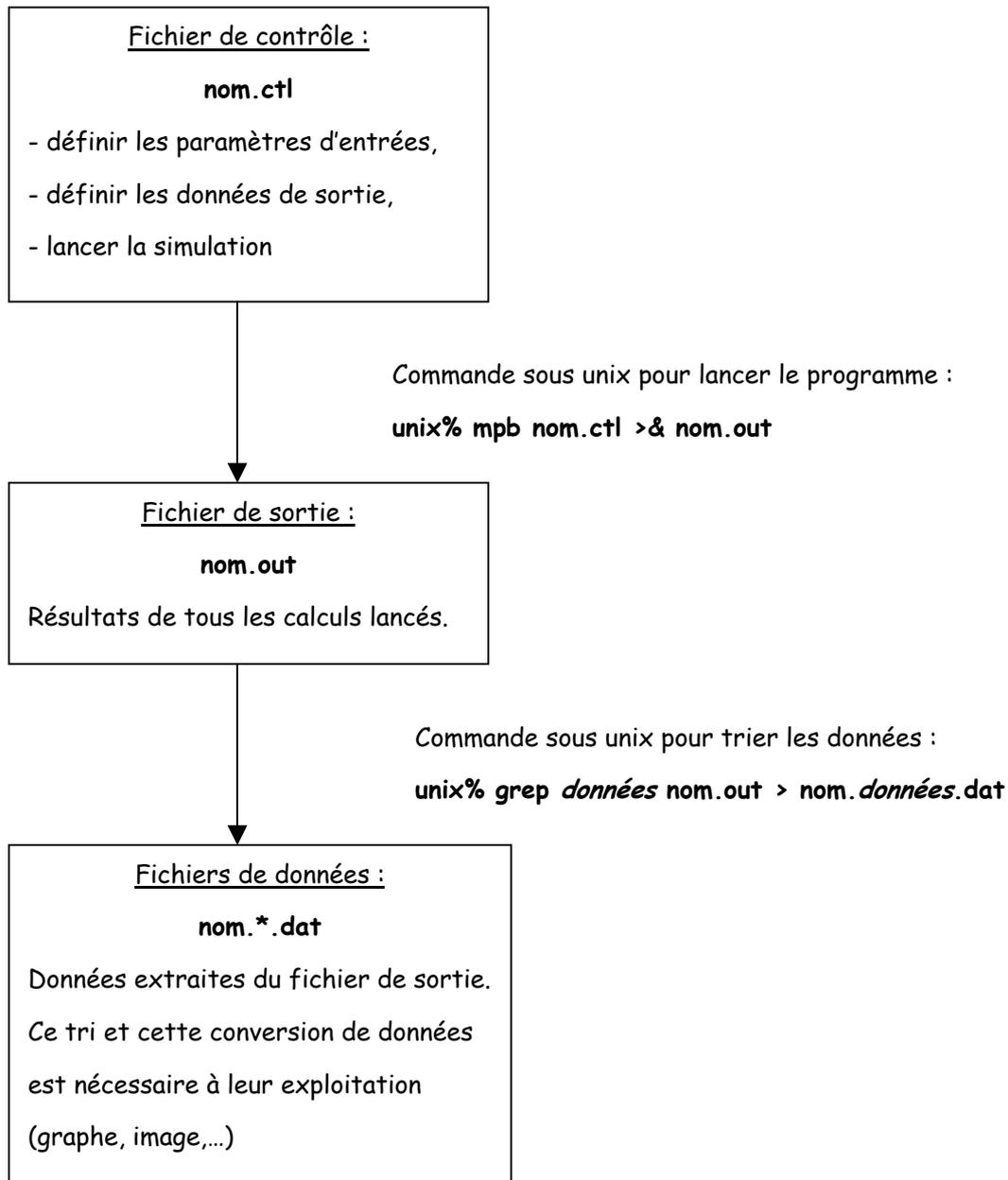


Figure 3.1. Principe de fonctionnement du programme MIT Photonic-Bands

3. Librairie

Dans cette partie les paramètres les plus utilisés pour la simulation d'un réseau sont décrites : les variables d'entrée, les variables prédéfinies, les variables de sortie, les caractéristiques du réseau, le type de matériau, les objets géométriques et différentes fonctions.

a) Variables d'entrée

geometry (list of geometric-object class)

Spécifie les objets de symétrie de la structure.

default-material (material-type class)

Permet de créer des défauts d'air dans un matériau.

geometry-lattice (lattice class)

Spécifie les vecteurs de base et la taille du réseau de la cellule simulée. Ces vecteurs forment une base pour tous les autres vecteurs à trois dimensions dans la géométrie.

resolution (number or vector3)

Spécifie la résolution du calcul, en pixels par réseau unitaire. Si resolution est un vector3, cette valeur définit une résolution différente pour chaque direction.

k-points (list of vector3)

C'est la liste des vecteurs d'onde de Bloch sur lesquels chaque bande sera calculée.

num-bands (integer)

Nombre de bandes sur lesquelles chaque point k va être calculé.

target-freq (number)

Si le number est différent de zéro, cette commande résout pour les états de num-bands quelles fréquences ont la plus petite différence absolue avec la fréquence cible.

b) Variables prédéfinies

air, vacuum (material-type class)

Définit un matériau de permittivité 1.

infinity (number)

Fixe la valeur à partir de laquelle une dimension devient infinie.

c) Variables de sortie

freqs (list of number)

Liste de fréquences issues de chaque bandes calculées pour le dernier point k qui est classée dans l'ordre croissant.

iterations(integer)

Nombre d'itérations requises pour la convergence du dernier point k.

d) Réseau

lattice

Propriétés :

basis1, basis2,basis3 (vector3)

Ce sont les trois bases du réseau (base cartésienne). Seule la direction de ces vecteurs importe.

basis-size (vector3)

Les composantes de basis-size sont les normes des trois vecteurs de bases.

size (vector3)

Taille du réseau. Les dimensions des vecteurs du réseau sont données par la valeur de size multipliée par les composantes de basis-size.

e) Type de matériau

Cette classe est utilisée pour décrire le matériau dont est composé chaque objet géométrique. Il y a trois sous classes : dielectric, dielectric-anisotropic et material-function.

dielectric

Matériau diélectrique uniforme, isotrope et linéaire, avec une propriété :

epsilon (number)

Constante diélectrique.

dielectric-anisotropic

Matériau diélectrique uniforme, linéaire et éventuellement anisotrope dont on doit spécifier le tenseur diélectrique

$$\epsilon = \begin{pmatrix} a & u & v \\ u^* & b & w \\ v^* & w^* & c \end{pmatrix}$$

Les composantes du tenseur sont définies grâce aux trois propriétés :

epsilon-diag (vector3)

Diagonale (a b c) du tenseur diélectrique.

epsilon-offdiag (cvector3)

Eléments hors de la diagonale du tenseur (u v w). Cette donnée est un cvector3 c'est à dire que les composantes de ce vecteur peuvent être imaginaire.

material-function

Permittivité du matériau en fonction de sa position.

f) Objets géométriques

Cette classe est utilisée pour caractériser les objets géométriques composant la structure diélectrique à simuler. La classe de base est :

geometric-object

Propriétés :

material (material-type class)

Matériau dont l'objet est composé.

center (vector3)

Point central de l'objet.

sphere

Sphère. Propriétés :

radius (number)

Rapport rayon/période du réseau.

cylinder

Cylindre, de section circulaire et de hauteur finie. Propriétés :

radius (number)

Rapport rayon/période de la section du cylindre.

height (number)

Longueur du cylindre le long de son axe.

axis(vector3)

Direction de l'axe du cylindre ; la longueur de ce vecteur est ignorée

cone

Cône ou cône tronqué. C'est une sous-classe de cylinder. Les propriétés sont les mêmes que pour le cylinder. Le rayon de la base est donnée par radius (défini dans cylinder) et le rayon de la base supérieure est donnée par radius2 (number) :

Radius2 (number)

block

Parallélépipède. Propriétés :

size (vector3)

Dimensions du parallélépipède le long des trois axes.

e1,e2, e3 (vector3)

Directions des axes du parallélépipède.

ellipsoid

Ellipsoïde. C'est une sous-classe de block. En fait, l'ellipsoïde est inscrite dans un parallélépipède :

(make ellipsoid (center 0 0 0) (matériau m)

(size 0.8 0.2 0.2)

(e1 1 1 1)

(e2 0 1 -1)

(e3 -2 1 1))

g) Fonctions

Ces fonctions permettent de dupliquer des objets géométriques ou lancer des simulations.

- Applications géométriques

(shift-geometric-object obj shift-vector)

Translation de obj d'un vecteur à trois dimensions shift-vector.

(geometric-objects-duplicates shift-vector min-multiple max-multiple obj)

Retourne d'une liste d'obj dupliqués, décalés d'un multiple de shift-vector (compris entre min-multiple et max-multiple)

(geometric-objects-lattice-duplicates obj-list (ux uy uz))

Duplication d'objets dans une obj-list par multiple des vecteurs de bases du réseau.

- Fonctions « run »

Ces fonctions permettent de lancer et contrôler les simulations.

(run band-func ...)

Cette fonction lance la simulation décrite par les paramètres d'entrée, avec aucune contrainte sur la polarisation de la solution. Elle lit les données d'entrées, initialise la simulation et résout les états requis pour chaque point k. Une fonction de bande (band-func) peut être une fonction d'un argument entier, l'indice de bande, donc (band-func which-band) réalise des opérations sur la bande which-band.

(run-te band-func ...) (run-tm band-func...)

C'est la même fonction que la précédente mise à part que les solutions dépendent de la polarisation. Ces fonctions sont équivalentes aux fonctions run-zeven et run-zodd.

h) Fonctions d'extraction

Ces fonctions extraient le champ désiré ou la fonction simulée.

(output-hfield which-band)

(output-hfield-x which-band)

(output-hfield-y which-band)

(output-hfield-z which-band)

Extraction du champ magnétique (H) de which-band ou d'une de ses composantes.

(output-dfield which-band)

(output-dfield-x which-band)

(output-dfield-y which-band)

(output-dfield-z which-band)

Extraction du champ de déplacement électrique (D) de which-band ou d'une de ses composantes.

(output-efield which-band)

(output-efield-x which-band)

(output-efield-y which-band)

(output-efield-z which-band)

Extraction du champ électrique (E) de which-band ou d'une de ses composantes.

(output-hpwr which-band)

Extraction la densité d'énergie du champ magnétique moyenné sur le temps pour which-band.

(output-dpwr which-band)

Extraction la densité d'énergie du champ électrique moyenné sur le temps pour which-band.

i) Fonctions de manipulation de champs

(get-hfield which-band)

Charge le champ magnétique (H) pour la bande which-band.

(get-dfield which-band)

Charge le champ de déplacement électrique (D) pour la bande which-band.

(get-efield which-band)

Charge le champ électrique (E) pour la bande which-band.

(get-epsilon)

Charge la fonction diélectrique.

Une fois chargé, le champ peut être transformé en un autre champ :

(compute-field-energy)

Calcule la fonction de densité d'énergie correspondant au champ H ou D donné.

(compute-energy-in-dielectric min-eps max-eps)

Retourne la fraction d'énergie qui réside dans les diélectriques avec un epsilon compris entre min-eps et max-eps.

(get-energy-point r)

Pour un vecteur de position, retourne la densité d'énergie interpolé à ce point.

(get-field-point r)

Pour un vecteur de position, retourne le vecteur champ (complexe) interpolé à ce point.

```
(get-bloch-field-point r)
```

Pour un vecteur de position, retourne le vecteur champ de Bloch (complexe) interpolé à ce point.

4. Exemples de programme

Pour illustrer, les différentes fonctions et variables décrites précédemment, quels exemples de simulations sont décrites.

a) Optimiser le premier gap TM

Nous cherchons la valeur r permettant d'optimiser la largeur du premier gap TM pour un réseau triangulaire de tiges dont la permittivité est 12 dans l'air.

```
(define (first-tm-gap r)
  (set ! geometry (list (make cylinder
                        (center 0 0 0) (radius r) (height infinity)
                        (material (make dielectric (epsilon 12))))))
  (run-tm)
  (retrieve-gap 1))
(set! num-bands 2)
(set ! mesh-size 7)
(define result (maximize first-tm-gap 0.1 0.1 0.5))
(print "radius at maximum:" (max-val result) "\n")
```

En sortie, nous obtenons un gap de 48.62 pour un rapport rayon/période de 0.1763 :

Radius at maximum : 0.1763

Gap size at maximum : 48.6252

b) Trouver un état de défaut ponctuel

Nous désirons trouver un état de défaut ponctuel dans un réseau carré de tiges de permittivité 12. Cet état de défaut est obtenu en créant un défaut ponctuel en supprimant une tige. Pour simuler cette structure, nous utilisons une cellule de 5 x 5 tiges. Il faut donc augmenter la taille du réseau initial par 5.

Taille du réseau :

```
(set ! geometry-lattice (make lattice (size 5 5 no-size)))
```

Définition de l'objet :

```
(set ! geometry (list (make cylinder  
                      (center 0 0 0) (radius 0.2) (height infinity)  
                      (material (make dielectric (epsilon 12))))))  
(set ! geometry (geometric-objects-lattice-duplicates geometry))
```

Création d'un défaut :

```
(set ! geometry (append geometry  
                      (list (make cylinder (center 0 0 0) (radius 0.2) (height infinity)  
                          (material air))))))  
  
(set ! resolution 16)  
(set ! k-points (list (vector3 0.5 0.5 0)))  
(set ! num-bands 1)  
(set ! target-freq (/ fréquence)) ;fréquence autour de laquelle on desire un défaut  
(set ! tolerance 1e-8)  
(run-tm)
```

En sortie, nous aurons la fréquence de l'état de défaut.

5. Programme utilisés pour les simulations du chapitre 3

5.1. Simulation d'un réseau carré de trous d'air dans LiNbO₃ de rapport $r = 0,43$

; structure 2D carrée de trous d'air dans LiNbO₃
; Définition des vecteurs du réseau et des points k :

```
(set! geometry-lattice (make lattice (size 1 1 no-size)  
                                   (basis1 0.5 0.5)  
                                   (basis2 0.5 -0.5)))
```

```
(set! k-points (list  
              (vector3 0 0 0)  
              (vector3 0.5 0 0)  
              (vector3 0.5 0.5 0)  
              (vector3 0 0 0)))
```

```
(set! k-points (interpolate 4 k-points))
```

; Définition de la géométrie

```
(define-param r 0.43);the hole radius
```

```
(set! default-material (make dielectric-anisotropic (epsilon-diag 43 43 28)))  
(set! geometry (list (make cylinder (center 0) (material air)  
                          (radius r) (height infinity))))
```

```
(set-param! resolution 32)
(set-param! num-bands 40)

(run-te)
(run-tm (output-at-kpoint (vector3 (/ -3) (/ 3) 0)
                        fix-efield-phase output-efield-z))
```

5.2. Programme permettant d'optimiser la première bande TM en fonction du rayon

; 2d system: triangular lattice of air holes in LiNbO3

; first, define the lattice vectors and k-points for a triangular lattice:

```
(set! geometry-lattice (make lattice (size 5 5 no-size)
                                   (basis1 (/ (sqrt 3) 2) 0.5)
                                   (basis2 (/ (sqrt 3) 2) -0.5)))

(define-param kz 0) ; use non-zero kz to consider vertical propagation

(set! k-points (list (vector3 0 0 kz)      ; Gamma
                    (vector3 0 0.5 kz)    ; M
                    (vector3 (/ -3) (/ 3) kz) ; K
                    (vector3 0 0 kz)))    ; Gamma
(set! k-points (interpolate 4 k-points))
```

; Now, define the geometry, etcetera:

```
(define (first-tm-gap r)
  (set! default-material (make dielectric-anisotropic (epsilon-diag 43 43 28)))
  (set! geometry (list (make cylinder (center 0 0 0) (material air)
                                     (radius r) (height infinity))))

(run-tm)
(retrieve-gap 1)
(set-param! resolution 32)
(set-param! num-bands 8)
(set! mesh-size 7)
```

```
(define result (maximize first-tm-gap 0.1 0.1 0.5))
(print "rapport rayon / période maximal : " (max-arg result) "\n")
(print "taille du gap au maximum : " (max-val result) "\n")
```

5.3. Programme permettant de calculer les différents états pour un réseau triangulaire de trous dans LiNbO₃

; structure 2D carrée de trous d'air dans LiNbO3

; Définition des vecteurs du réseau et des points k :

```
(set! geometry-lattice (make lattice (size 1 1 no-size)
                                   (basis1 0.5 0.5)
                                   (basis2 0.5 -0.5)))
```

```

(set! k-points (list
  (vector3 0 0 0)
  (vector3 0.5 0 0)
  (vector3 0.5 0.5 0)
  (vector3 0 0 0)))

(set! k-points (interpolate 4 k-points))

; Définition de la géométrie
(define-param r 0.43) ;rapport rayon / diamètre

(set! default-material (make dielectric-anisotropic (epsilon-diag 43 43 28)))
(set! geometry (list (make cylinder (center 0) (material air)
  (radius r) (height infinity))))

(set-param! resolution 32)
(set-param! num-bands 40)

(run-te)
(run-tm (output-at-kpoint (vector3 (/ -3) (/ 3) 0)
  fix-efield-phase output-efield-z))

```


ANNEXE 3

Valeurs de la largeur de bande interdite, de la période et du diamètre d'un réseau nécessaire à la réalisation d'une structure BIP à la longueur d'onde 1,55 μm en fonction du rapport r/a .

Toutes les dimensions exposées dans les tableaux suivants ont été obtenues grâce au programme MIT - PBG et ont été calculées pour l'obtention d'une bande interdite photonique à 1,55 μm .

Toutes les simulations ont été réalisées sur 120 bandes.

F_n min et F_n max représentent respectivement les bornes respectivement inférieure et supérieure de la bande interdite et F_n centrale représente la fréquence centrale normalisée de la bande interdite.

$r/a = 0,2$

TE	F_n min.	F_n max.	F_n centrale	période (en μm)	diamètre (en μm)	largeur de bande (en nm)
bande 1	0,10338444	0,1132924	0,1083384	0,16792455	0,067169821	142,0504371
bande 10	0,32627379	0,3266813	0,3264775	0,50604017	0,20241607	1,934602393

TM

bande 18	0,51864412	0,5213437	0,5199939	0,80599059	0,322396238	8,047074784
----------	------------	-----------	-----------	------------	-------------	-------------

$r/a = 0,3$

TE	F_n min.	F_n max.	F_n centrale	période (en μm)	diamètre (en μm)	largeur de bande (en nm)
bande 1	0,11010164	0,156073	0,1330873	0,20628537	0,123771222	551,866985
bande 7	0,31255748	0,3377143	0,3251359	0,50396066	0,302376393	120,1084392
bande 10	0,37778407	0,3784525	0,3781183	0,58608337	0,351650024	2,740238043
bande 13	0,42968276	0,4299075	0,4297951	0,66618247	0,399709479	0,810553624
bande 16	0,48545101	0,4883272	0,4868891	0,75467812	0,452806875	9,156395482
bande 18	0,50180131	0,5027608	0,5022811	0,77853564	0,467121381	2,960897503
bande 21	0,54960029	0,5512528	0,5504266	0,85316118	0,511896708	4,653605089
bande 25	0,58949245	0,5916734	0,5905829	0,91540355	0,549242131	5,724018911
bande 84	1,06338292	1,0640751	1,063729	1,64878	0,989267997	1,008653049

TM

bande 1	0,13545326	0,1355412	0,1354972	0,21002067	0,126012404	1,005399903
bande 3	0,22972614	0,2297705	0,2297483	0,35610989	0,213665931	0,299122242
bande 6	0,32824937	0,3319708	0,3301101	0,51167066	0,307002396	17,47434962
bande 9	0,4159563	0,4170879	0,4165221	0,64560923	0,387365539	4,210884056
bande 14	0,50936157	0,5140271	0,5116943	0,79312624	0,475875744	14,13294876
bande 25	0,68694426	0,6917132	0,6893287	1,06845954	0,641075726	10,72342225

$r/a = 0,35$

TE	F_n min.	F_n max.	F_n centrale	période (en μm)	diamètre (en μm)	largeur de bande (en nm)
bande 1	0,11799513	0,193833	0,1559141	0,24166679	0,169166751	801,3296842
bande 3	0,25982686	0,2696929	0,2647599	0,41037779	0,287264454	57,77929399
bande 6	0,34179571	0,3421415	0,3419686	0,53005134	0,371035937	1,567301982
bande 7	0,34547397	0,3678429	0,3566584	0,55282054	0,386974377	97,30853815
bande 8	0,39782555	0,3982675	0,3980465	0,61697214	0,431880499	1,721110761
bande 10	0,43125929	0,4447376	0,4379984	0,67889757	0,475228302	47,70863332
bande 13	0,47957742	0,4954286	0,487503	0,75562968	0,528940776	50,41171942
bande 14	0,52097945	0,5211063	0,5210429	0,80761643	0,565331499	0,377240565
bande 16	0,53074341	0,5490844	0,5399139	0,83686655	0,585806587	52,66899628
bande 18	0,55214593	0,5743456	0,5632458	0,87303094	0,611121661	61,11518668

TM	Fn min.	Fn max.	Fn centrale	période (en μm)	diamètre (en μm)	largeur de bande (en nm)
bande 1	0,14345635	0,143515	0,1434857	0,22240281	0,155681967	0,633737108
bande 3	0,24258071	0,2428234	0,242702	0,37618817	0,263331721	1,549875913
bande 4	0,30508112	0,3051351	0,3051081	0,47291757	0,331042296	0,274212683
bande 6	0,36020713	0,361122	0,3606646	0,55903008	0,391321054	3,931747808
bande 9	0,44307286	0,4446189	0,4438459	0,68796109	0,481572764	5,398985746
bande 12	0,51563319	0,5181803	0,5169067	0,80120543	0,560843801	7,637721949
bande 16	0,59310269	0,5935914	0,593347	0,91968792	0,643781544	1,276637635
bande 17	0,61801451	0,6180685	0,6180415	0,95796435	0,670575043	0,135457131
bande 20	0,66747928	0,6706948	0,669087	1,03708492	0,725959441	7,449098319
bande 36	0,90507528	0,9060251	0,9055502	1,40360277	0,98252194	1,625740149

$r/a = 0,37$

TE	Fn min.	Fn max.	Fn centrale	période (en μm)	diamètre (en μm)	largeur de bande (en nm)
bande 1	0,12323241	0,2175009	0,1703666	0,26406828	0,195410525	928,7453696
bande 3	0,28141291	0,2986712	0,2900421	0,4495652	0,33267825	92,31103239
bande 7	0,36743124	0,3920295	0,3797304	0,58858204	0,435550713	100,5115229
bande 8	0,42178301	0,4223641	0,4220736	0,65421401	0,484118367	2,133942004
bande 10	0,46091009	0,4839652	0,4724376	0,73227834	0,54188597	75,68552687
bande 13	0,50992024	0,5293799	0,5196501	0,80545761	0,596038632	58,06415266
bande 16	0,57829599	0,5802677	0,5792819	0,89788688	0,664436289	5,275818048
bande 18	0,59669796	0,6067725	0,6017352	0,93268957	0,690190284	25,9525414
bande 23	0,6756694	0,6756812	0,6756753	1,04729669	0,774999549	0,026978673
bande 26	0,7251561	0,7260883	0,7256222	1,12471444	0,832288685	1,991360499
bande 32	0,79382084	0,7970231	0,7954219	1,23290402	0,912348974	6,240012122
bande 36	0,83269349	0,8335166	0,833105	1,29131278	0,955571457	1,531319561
bande 51	0,98595412	0,9863274	0,9861408	1,5285182	1,131103465	0,586747583
bande 55	1,02001161	1,0203882	1,0201999	1,58130986	1,170169298	0,572170143
bande 57	1,04007348	1,040396	1,0402347	1,61236383	1,193149236	0,480535767
bande 77	1,20034149	1,2033407	1,2018411	1,86285369	1,378511732	3,868038866

TM

bande 1	0,1489064	0,1489638	0,1489351	0,2308494	0,170828555	0,597367523
bande 3	0,25181492	0,2522189	0,2520169	0,39062619	0,289063381	2,484481512
bande 4	0,31542789	0,3155754	0,3155017	0,48902759	0,361880415	0,724883362
bande 5	0,34431446	0,3444783	0,3443964	0,5338144	0,395022654	0,737410856
bande 6	0,37997415	0,3846574	0,3823158	0,59258947	0,438516205	18,98780328
bande 7	0,40800237	0,4169856	0,412494	0,63936569	0,473130611	33,75970706
bande 9	0,46277396	0,4664384	0,4646062	0,72013956	0,532903277	12,22529271
bande 11	0,51040339	0,5110919	0,5107476	0,79165884	0,58582754	2,089397676
bande 12	0,53766547	0,5410562	0,5393608	0,8360093	0,618646878	9,744307008
bande 13	0,56190238	0,5648216	0,563362	0,87321106	0,646176186	8,031755152
bande 17	0,64058524	0,6418393	0,6412123	0,99387902	0,735470476	3,031440779
bande 20	0,70103325	0,7026957	0,7018645	1,08788991	0,805038535	3,671316461
bande 26	0,80252696	0,8026772	0,8026021	1,24403319	0,920584561	0,290071499
bande 27	0,81223754	0,8157594	0,8139985	1,26169764	0,933656256	6,70631261
bande 31	0,88084025	0,8857273	0,8832838	1,36908985	1,013126488	8,575917742
bande 34	0,92630317	0,9285371	0,9274201	1,43750123	1,06375091	3,733621554
bande 36	0,94528754	0,9513003	0,9482939	1,46985558	1,087693131	9,828057182
bande 42	1,02464378	1,0256586	1,0251512	1,58898437	1,175848434	1,534421927

r/a = 0,4

TE	Fn min.	Fn max.	Fn centrale	période (en μm)	diamètre (en μm)	largeur de bande (en nm)
bande 1	0,1329276	0,2571655	0,1950466	0,30232218	0,241857745	1098,743569
bande 3	0,31742333	0,353637	0,3355301	0,52007172	0,416057379	167,7794241
bande 5	0,3803052	0,3810124	0,3806588	0,5900211	0,472016883	2,879480781
bande 7	0,41262873	0,4398699	0,4262493	0,66068645	0,528549163	99,1602861
bande 8	0,46402375	0,4645535	0,4642886	0,71964734	0,575717869	1,768381614
bande 10	0,5074427	0,5266085	0,5170256	0,80138966	0,641111726	57,4771307
bande 13	0,57294291	0,582146	0,5775445	0,89519394	0,716155152	24,70071822
bande 16	0,63381989	0,6341403	0,6339801	0,98266913	0,786135307	0,783341247
bande 19	0,69342996	0,695997	0,6947135	1,07680592	0,861444734	5,727518573
bande 30	0,84144011	0,8457453	0,8435927	1,30756867	1,046054939	7,910257529
bande 32	0,85894923	0,871475	0,8652121	1,34107875	1,072862998	22,44063976
bande 34	0,89114249	0,8927412	0,8919419	1,38250989	1,106007914	2,778280672
bande 46	1,04344531	1,0439106	1,043678	1,61770084	1,294160673	0,691047823
bande 50	1,08593552	1,0868794	1,0864075	1,68393159	1,347145274	1,346709828
bande 54	1,11960142	1,1199236	1,1197625	1,73563189	1,38850551	0,445950845
bande 101	1,50775187	1,5079201	1,507836	2,33714577	1,869716618	0,172933516

TM

bande 1	0,15847819	0,158532	0,1585051	0,24568291	0,196546326	0,526336721
bande 2	0,23742563	0,2423854	0,2399055	0,37185351	0,297482809	32,04756556
bande 3	0,26917372	0,2694127	0,2692932	0,4174045	0,333923597	1,37567621
bande 4	0,33236649	0,3325171	0,3324418	0,5152848	0,41222784	0,702301914
bande 5	0,37983792	0,3803389	0,3800884	0,58913707	0,471309656	2,043166797
bande 6	0,4013385	0,4200369	0,4106877	0,63656592	0,509252734	70,60720747
bande 7	0,4413237	0,4649443	0,453134	0,70235767	0,561886133	80,85192462
bande 9	0,50463994	0,5074613	0,5060506	0,78437846	0,627502766	8,641678578
bande 11	0,54210929	0,5660412	0,5540752	0,85881661	0,687053284	66,97955839
bande 12	0,58546024	0,5896737	0,587567	0,91072879	0,728583034	11,1151933
bande 13	0,59601071	0,6246936	0,6103522	0,94604584	0,75683667	72,88094051
bande 15	0,64328116	0,6728995	0,6580903	1,02004	0,816032002	69,79538551
bande 17	0,68536064	0,685406	0,6853833	1,06234418	0,849875348	0,10267773
bande 19	0,74802508	0,7489557	0,7484904	1,1601601	0,928128081	1,927157624
bande 23	0,82832792	0,8284437	0,8283858	1,28399798	1,027198387	0,216583728
bande 34	0,99565199	0,9979224	0,9967872	1,54502015	1,236016119	3,530485773
bande 49	1,20252573	1,2027873	1,2026565	1,86411763	1,491294107	0,337182291
bande 93	1,65464764	1,6578526	1,6562501	2,56718767	2,053750135	2,999346039

r/a = 0,41

TE	Fn min.	Fn max.	Fn centrale	période (en μm)	diamètre (en μm)	largeur de bande (en nm)
bande 1	0,13775772	0,272707	0,2052323	0,31811013	0,260850308	1142,709278
bande 3	0,33032265	0,3817142	0,3560184	0,55182858	0,452499439	224,9155833
bande 5	0,40478643	0,4122477	0,4085171	0,63320144	0,519225177	28,31191357
bande 7	0,43515417	0,4662053	0,4506797	0,69855356	0,572813916	106,9193089
bande 8	0,4858616	0,4859293	0,4858954	0,75313794	0,617573113	0,215958635
bande 10	0,52813751	0,5476749	0,5379062	0,8337546	0,68367877	56,31631405
bande 13	0,59806572	0,6028554	0,6004606	0,9307139	0,763185401	12,36415457
bande 23	0,77265488	0,7814395	0,7770472	1,20442316	0,987626994	17,52356747
bande 31	0,88749124	0,8878002	0,8876457	1,37585085	1,128197697	0,539454133
bande 32	0,89419277	0,9026631	0,8984279	1,39256327	1,141901883	14,61356786
bande 35	0,95296544	0,955224	0,9540947	1,4788468	1,212654375	3,66916024
bande 38	0,981418	0,981491	0,9814545	1,52125446	1,247428658	0,115266589
bande 76	1,36040219	1,361375	1,3608886	2,10937736	1,729689432	1,108047496
bande 79	1,38710309	1,3871875	1,3871453	2,15007519	1,763061659	0,094292521
bande 91	1,48857811	1,4892005	1,4888893	2,30777842	1,892378308	0,647947456
bande 98	1,5472976	1,547646	1,5474718	2,39858126	1,966836634	0,348927323

Fn min.	Fn max.	Fn centrale	période	diamètre	largeur de bande
---------	---------	-------------	---------	----------	------------------

TM				(en μm)	(en μm)	(en nm)
bande 1	0,1629422	0,1629938	0,162968	0,25260041	0,207132338	0,490835129
bande 2	0,2410279	0,2520121	0,24652	0,38210602	0,313326939	69,09786686
bande 3	0,27796835	0,2781943	0,2780813	0,43102602	0,353441333	1,259198547
bande 4	0,34014867	0,34049	0,3403193	0,52749496	0,432545869	1,554564543
bande 5	0,39342594	0,3935441	0,393485	0,6099018	0,500119474	0,46551515
bande 6	0,4106836	0,4269899	0,4188368	0,649197	0,53234154	60,36818401
bande 7	0,46293274	0,4757222	0,4693275	0,72745757	0,596515208	42,24625774
bande 9	0,52042065	0,5332166	0,5268186	0,81656884	0,669586448	37,65353613
bande 11	0,56412729	0,5854417	0,5747845	0,890916	0,730551121	57,49768534
bande 12	0,59536664	0,6046892	0,6000279	0,9300433	0,762635503	24,08366052
bande 13	0,63290436	0,6524148	0,6426596	0,99612232	0,8168203	47,06703474
bande 15	0,65915389	0,6995679	0,6793609	1,05300942	0,863467723	92,28857864
bande 17	0,70895191	0,7092359	0,7090939	1,09909554	0,90125834	0,6207139
bande 19	0,769301	0,7760688	0,7726849	1,19766162	0,982082529	13,57646526
bande 21	0,80057076	0,8021046	0,8013377	1,24207338	1,01850017	2,966806588
bande 23	0,85108268	0,8561808	0,8536318	1,32312921	1,084965955	9,257136644
bande 26	0,90299137	0,9042656	0,9036285	1,40062412	1,148511779	2,185634267
bande 28	0,93540721	0,9401083	0,9377578	1,45352454	1,191890126	7,770434964
bande 30	0,96713137	0,9674662	0,9672988	1,49931314	1,229436779	0,536575653
bande 34	1,02794783	1,0285114	1,0282296	1,59375589	1,306879834	0,849533936
bande 43	1,16505556	1,165154	1,1651048	1,8059124	1,480848168	0,130948744
bande 66	1,44625021	1,4484011	1,4473257	2,2433548	1,839550936	2,303535441
bande 68	1,46327307	1,4660493	1,4646612	2,27022484	1,861584371	2,938007443
bande 74	1,53636019	1,5375159	1,536938	2,38225393	1,953448223	1,165485262
bande 93	1,7122022	1,7142596	1,7132309	2,65550786	2,177516447	1,861337771
bande 108	1,85347804	1,8593154	1,8563967	2,87741492	2,359480237	4,87392119
bande 111	1,8793586	1,8806709	1,8800148	2,91402289	2,389498771	1,081975376

$r/a = 0,42$

TE	Fn min.	Fn max.	Fn centrale	période (en μm)	diamètre (en μm)	largeur de bande (en nm)
bande 1	0,1424917	0,2878402	0,215166	0,33350723	0,280146076	1181,883964
bande 3	0,34325214	0,4067573	0,3750047	0,58125728	0,488256116	264,3799466
bande 5	0,42837637	0,4420966	0,4352365	0,67461652	0,566677876	48,87357383
bande 7	0,45884253	0,492561	0,4757018	0,73733772	0,619363686	110,0044781
bande 10	0,55343965	0,5659947	0,5597172	0,86756163	0,728751765	34,77252526
bande 13	0,62026168	0,6230552	0,6216584	0,96357059	0,809399293	6,965244188
bande 18	0,72425871	0,7259054	0,7250821	1,12387718	0,944056835	3,520108388
bande 21	0,78492909	0,7946962	0,7898126	1,2242096	1,028336061	19,16859969
bande 22	0,80241966	0,8057916	0,8041056	1,24636371	1,04694552	6,499777496
bande 26	0,85899598	0,8691344	0,8640652	1,33930104	1,125012877	18,18739227
bande 35	0,98691521	0,9898305	0,9883729	1,53197793	1,286861458	4,571862899
bande 38	1,02294748	1,0307838	1,0268656	1,59164175	1,336979067	11,82868708
bande 39	1,04165818	1,0424371	1,0420476	1,6151738	1,356745995	1,158541632
bande 50	1,168347	1,1686422	1,1684946	1,81116662	1,521379964	0,391582893
bande 71	1,3677305	1,3688829	1,3683067	2,12087542	1,78153535	1,305466844
bande 72	1,39634562	1,3965867	1,3964662	2,16452258	1,818198968	0,267628611
bande 76	1,41864017	1,4192399	1,4189401	2,19935709	1,847459953	0,6551638
bande 89	1,53153415	1,5317691	1,5316516	2,37406002	1,994210417	0,237760197
bande 93	1,5665772	1,5670804	1,5668288	2,42858461	2,040011071	0,497755634
bande 94	1,57240519	1,5725978	1,5725015	2,43737731	2,047396941	0,189851971
bande 104	1,64792108	1,6482114	1,6480663	2,5545027	2,145782266	0,273068726

TM	Fn min.	Fn max.	Fn centrale	période (en μm)	diamètre (en μm)	largeur de bande (en nm)
bande 1	0,16693352	0,1673575	0,1671455	0,25907552	0,217623437	3,931419035
bande 2	0,24432916	0,2611616	0,2527454	0,39175531	0,329074464	103,3419758
bande 3	0,28639703	0,2874172	0,2869071	0,44470605	0,37355308	5,511554223
bande 4	0,34790262	0,3479928	0,3479477	0,53931894	0,453027906	0,401634032
bande 5	0,40423028	0,4048831	0,4045567	0,62706285	0,526732792	2,501040076
bande 6	0,41911996	0,4344066	0,4267633	0,66148308	0,555645787	55,53871569
bande 7	0,48394873	0,4851208	0,4845348	0,75102892	0,630864293	3,749534441
bande 9	0,53440325	0,5566424	0,5455228	0,84556038	0,710270715	63,21457762
bande 11	0,58647117	0,6018021	0,5941366	0,9209118	0,773565911	40,00246836
bande 12	0,60446151	0,6200292	0,6122453	0,94898027	0,797143425	39,41844087
bande 15	0,69531314	0,7158578	0,7055855	1,09365747	0,918672273	45,14116945
bande 16	0,72509632	0,7268771	0,7259867	1,12527943	0,945234718	3,802078099
bande 17	0,73470713	0,7348363	0,7347717	1,13889619	0,956672796	0,272571672
bande 19	0,78432071	0,7974557	0,7908882	1,2258767	1,029736431	25,74398121
bande 21	0,82595873	0,8323867	0,8291727	1,28521768	1,079582853	12,01614257
bande 23	0,87320784	0,884765	0,8789864	1,36242898	1,144440346	20,38078371
bande 25	0,90499969	0,9053293	0,9051645	1,40300497	1,178524172	0,564427365
bande 26	0,92968311	0,9304227	0,9300529	1,44158201	1,210928892	1,232604436
bande 28	0,9726042	0,9750037	0,9738039	1,50939611	1,267892733	3,819255918
bande 30	1,0029922	1,0037624	1,0033773	1,55523482	1,306397245	1,189794013
bande 36	1,08917976	1,0907255	1,0899526	1,6894266	1,419118347	2,198222275
bande 43	1,20512096	1,2061945	1,2056577	1,86876949	1,56976637	1,380170188
bande 60	1,42743955	1,4286263	1,4280329	2,21345104	1,859298872	1,288120569
bande 66	1,48225286	1,4924699	1,4873614	2,30541011	1,936544495	10,64741986
bande 73	1,56988918	1,5792851	1,5745872	2,44061009	2,050112478	9,249319091
bande 87	1,71554906	1,7158459	1,7156975	2,65933112	2,233838138	0,268202433
bande 111	1,93851088	1,9390417	1,9387763	3,00510327	2,524286751	0,424400396

r/a = 0,43

TE	Fn min.	Fn max.	Fn centrale	période (en μm)	diamètre (en μm)	largeur de bande (en nm)
bande 1	0,14924116	0,3104019	0,2298215	0,35622339	0,306352119	1239,277915
bande 3	0,36591014	0,4423957	0,4041529	0,62643702	0,538735841	295,9862415
bande 5	0,46133654	0,4765803	0,4689584	0,72688554	0,625121564	50,39687579
bande 7	0,49152613	0,5269837	0,5092549	0,78934508	0,67883677	108,0516884
bande 10	0,59850751	0,5997508	0,5991292	0,92865022	0,798639185	3,216566458
bande 15	0,70957085	0,7103393	0,7099551	1,10043035	0,946370101	1,67766362
bande 18	0,76160509	0,7622194	0,7619123	1,18096401	1,015629045	1,249788678
bande 21	0,82131135	0,8440865	0,8326989	1,29068337	1,109987696	42,40205999
bande 24	0,87318821	0,8757328	0,8744605	1,3554138	1,165655872	4,510404746
bande 25	0,87936452	0,8809055	0,880135	1,36420925	1,173219956	2,713769963
bande 29	0,9586147	0,9639161	0,9612654	1,48996133	1,281366746	8,548282479
bande 35	1,04990651	1,0527781	1,0513423	1,62958056	1,401439279	4,233590937
bande 38	1,09016112	1,0928149	1,091488	1,69180645	1,454953543	3,768647831
bande 58	1,31429009	1,3242467	1,3192684	2,04486598	1,758584746	11,69807867
bande 60	1,34088882	1,3444391	1,3426639	2,08112911	1,789771033	4,098473147
bande 65	1,39285654	1,3946592	1,3937579	2,16032471	1,857879249	2,004759709
bande 83	1,56411742	1,5648316	1,5644745	2,42493547	2,085444507	0,707553782
bande 85	1,58254254	1,5830109	1,5827767	2,45330388	2,109841338	0,458623304
bande 86	1,59869609	1,598992	1,598844	2,47820826	2,131259104	0,286860641
bande 93	1,65735114	1,6588454	1,6580983	2,57005231	2,210244984	1,396825334
bande 100	1,71540625	1,7221964	1,7188013	2,66414204	2,291162155	6,123298167
bande 104	1,75254289	1,7536642	1,7531036	2,71731053	2,336887054	0,991431257
bande 107	1,77448217	1,7760096	1,7752459	2,75163114	2,366402778	1,333650278
bande 111	1,7977874	1,7983958	1,7980916	2,78704198	2,396856103	0,524458475
bande 112	1,81075909	1,8133033	1,8120312	2,80864834	2,415437571	2,176294156
bande 114	1,82460266	1,8251051	1,8248539	2,82852353	2,432530233	0,426769945
bande 116	1,84212201	1,8473547	1,8447384	2,85934446	2,459036232	4,396656833
bande 119	1,8716303	1,8739138	1,872772	2,90279667	2,496405139	1,889933486

Fn min.	Fn max.	Fn centrale	période	diamètre	largeur de bande
---------	---------	-------------	---------	----------	------------------

TM				(en μm)	(en μm)	(en nm)
bande 1	0,17329872	0,173423	0,1733609	0,26870933	0,231090027	1,111218464
bande 2	0,25003075	0,2739111	0,2619709	0,40605491	0,34920722	141,5865268
bande 3	0,29902843	0,2994495	0,299239	0,46382043	0,398885568	2,181248541
bande 4	0,3590814	0,3594533	0,3592674	0,55686443	0,478903412	1,604688036
bande 5	0,42059598	0,4215255	0,4210607	0,65264415	0,561273966	3,421745856
bande 6	0,43274366	0,4441255	0,4384346	0,67957357	0,584433272	40,24492612
bande 9	0,55726043	0,5845428	0,5709016	0,8848975	0,761011847	74,1140266
bande 12	0,63194022	0,6419213	0,6369308	0,98724268	0,849028707	24,29090367
bande 14	0,71190448	0,7123057	0,7121051	1,10376288	0,949236077	0,873296771
bande 15	0,74218002	0,7456993	0,7439397	1,15310651	0,991671601	7,33257014
bande 18	0,80484237	0,8054352	0,8051388	1,2479651	1,073249987	1,141252728
bande 19	0,82007903	0,8207784	0,8204287	1,27166449	1,093631464	1,321258443
bande 23	0,91059815	0,912537	0,9115676	1,41292976	1,215119592	3,296788499
bande 25	0,94211527	0,9424776	0,9422964	1,46055949	1,256081159	0,596017249
bande 28	1,00502173	1,015528	1,0102749	1,56592603	1,346696384	16,11951239
bande 30	1,03183265	1,0530222	1,0424274	1,61576255	1,389555789	31,51036396
bande 32	1,07517297	1,0791887	1,0771809	1,66963033	1,435882082	5,778492561
bande 60	1,48365572	1,4871161	1,4853859	2,30234814	1,980019398	3,610877248
bande 69	1,5854189	1,5993915	1,5924052	2,46822808	2,122676153	13,60080578
bande 83	1,7501138	1,7503759	1,7502449	2,71287954	2,333076404	0,232132218
bande 89	1,81826684	1,8182867	1,8182768	2,81832898	2,423762922	0,01691529
bande 90	1,8241023	1,8246666	1,8243844	2,82779587	2,431904451	0,479408989
bande 91	1,83572441	1,8359137	1,8358191	2,84551955	2,447146814	0,15983451
bande 113	2,04490535	2,0469999	2,0459526	3,17122654	2,727254828	1,586798891

r/a = 0,44

TE	Fn min.	Fn max.	Fn centrale	période (en μm)	diamètre (en μm)	largeur de bande (en nm)
bande 1	0,15624913	0,3300218	0,2431355	0,37686	0,331636797	1269,992995
bande 3	0,38458066	0,4738117	0,4291962	0,66525411	0,585423615	325,7695524
bande 5	0,49317933	0,5047961	0,4989877	0,77343098	0,68061926	36,08999862
bande 7	0,52455502	0,5554762	0,5400156	0,83702422	0,736581315	88,82554648
bande 9	0,63487681	0,6351541	0,6350154	0,98427394	0,866161064	0,676767178
bande 13	0,70125259	0,7017279	0,7014902	1,08730988	0,956832696	1,05025146
bande 15	0,73655937	0,7533559	0,7449576	1,15468434	1,016122218	34,95225076
bande 18	0,79854627	0,800682	0,7996141	1,2394019	1,090673674	4,139945912
bande 21	0,8634864	0,8840831	0,8737848	1,35436636	1,191842399	36,54140465
bande 24	0,91914132	0,9279123	0,9235268	1,43146653	1,259690546	14,72104741
bande 26	0,95396898	0,9573241	0,9556466	1,48125217	1,303501908	5,441883195
bande 29	1,00252184	1,0080363	1,0052791	1,55818258	1,371200668	8,502613463
bande 38	1,12829729	1,1312631	1,1297802	1,75115933	1,541020211	4,069003464
bande 41	1,17792924	1,1783229	1,178126	1,82609538	1,60696393	0,517870467
bande 42	1,18462507	1,1850341	1,1848296	1,83648586	1,616107561	0,535114017
bande 50	1,28978954	1,2931087	1,2914491	2,00174614	1,761536608	3,98369028
bande 60	1,39970141	1,4035069	1,4016042	2,17248647	1,911788095	4,2084598
bande 63	1,42746397	1,4288997	1,4281818	2,21368182	1,948039998	1,558152648
bande 73	1,54976281	1,5499817	1,5498723	2,402302	2,114025758	0,218903826
bande 75	1,57263237	1,5747064	1,5736694	2,43918753	2,146485022	2,042814479
bande 79	1,61370618	1,6174444	1,6155753	2,50414166	2,203644664	3,586453795
bande 81	1,62886906	1,6289825	1,6289258	2,52483499	2,221854795	0,107993726
bande 83	1,63604702	1,6393492	1,6376981	2,53843209	2,233820243	3,125389119
bande 86	1,66646847	1,6691763	1,6678224	2,58512467	2,274909707	2,516497397
bande 87	1,6757751	1,6782531	1,6770141	2,59937184	2,287447215	2,290292363
bande 99	1,80625677	1,8076892	1,806973	2,8008081	2,464711132	1,228701663
bande 100	1,81522182	1,8163524	1,8157871	2,81446999	2,476733589	0,965047378
bande 105	1,84848207	1,8503137	1,8493979	2,8665667	2,522578694	1,535091116

Fn min.	Fn max.	Fn centrale	période	diamètre	largeur de bande
---------	---------	-------------	---------	----------	------------------

TM				(en μm)	(en μm)	(en nm)
bande 1	0,17936824	0,1793871	0,1793777	0,27803542	0,244671172	0,163279486
bande 2	0,25551901	0,2864807	0,2709999	0,42004977	0,369643798	177,6669943
bande 3	0,31170927	0,3120754	0,3118923	0,48343312	0,425421146	1,81952962
bande 4	0,37027339	0,3710136	0,3706435	0,57449742	0,50555773	3,095555233
bande 5	0,43519183	0,4359506	0,4355712	0,6751354	0,59411915	2,70015996
bande 6	0,44539992	0,4549874	0,4501936	0,69780015	0,614064134	33,01300416
bande 7	0,52644757	0,5270701	0,5267588	0,81647618	0,718499037	1,831770312
bande 9	0,57848771	0,6059627	0,5922252	0,91794908	0,807795187	71,94757926
bande 12	0,65972222	0,6625865	0,6611544	1,02478927	0,901814558	6,715020052
bande 14	0,73615072	0,7368887	0,7365197	1,14160557	1,004612906	1,553147133
bande 15	0,77333124	0,7847925	0,7790619	1,20754588	1,062640374	22,80418185
bande 18	0,82977261	0,8298207	0,8297967	1,28618482	1,131842637	0,089834582
bande 21	0,90732153	0,9087125	0,908017	1,40742637	1,238535205	2,374414424
bande 25	0,98236185	0,9857584	0,9840601	1,5252932	1,342258017	5,34997049
bande 28	1,04460235	1,0569591	1,0507807	1,62871016	1,433264937	18,22806061
bande 30	1,07642876	1,0892096	1,0828192	1,67836969	1,476965325	18,29568763
bande 36	1,18211235	1,1833964	1,1827544	1,83326931	1,613276996	1,682792626
bande 58	1,50487022	1,5215639	1,5132171	2,34548644	2,064028068	17,09997579
bande 62	1,56887119	1,5697384	1,5693048	2,43242244	2,140531747	0,856555667
bande 69	1,65745779	1,6700587	1,6637582	2,57882526	2,269366225	11,73947202
bande 70	1,68016517	1,6818928	1,681029	2,60559494	2,292923544	1,592983692
bande 74	1,72233252	1,7233126	1,7228225	2,67037495	2,349929952	0,881747175
bande 113	2,12770284	2,1325866	2,1301447	3,30172435	2,905517424	3,553695474

Résumé : Cette étude démontre la faisabilité de composants dédiés aux télécommunications optiques par gravure d'une structure à Bande Interdite Photonique (BIP) bidimensionnelle dans le niobate de lithium avec guide protonique. Un bombardement électronique, issu d'un Microscope Electronique à Balayage (MEB), associé à une attaque chimique permet d'obtenir des réseaux de tiges ou de trous dans le matériau. Le processus physique à la base de la création des tiges est l'inversion des domaines ferroélectriques du cristal. L'influence des paramètres expérimentaux de préparation et d'irradiation de l'échantillon est étudiée. Des tiges et des trous de, respectivement, 1 μm et 400 nm de diamètre sont obtenus. Des simulations ont permis de déterminer les dimensions du réseau nécessaires à l'obtention d'un filtre à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. La structure ainsi réalisée expérimentalement et caractérisée optiquement montre un comportement sélectif en longueur d'onde autour de 1,55 μm .

Mots clés : LiNbO_3 – faisceau d'électrons – cristaux photoniques

Summary : This study shows the feasibility of optical telecommunication components by engraving a two-dimensional Photonic Band Gap (PBG) structure in lithium niobate with proton exchanged waveguide. An electronic bombardment (delivered by a Scanning Electron Beam (SEM)) associated with a chemical etching induces a microstructuration of the crystal which makes it possible to fabricate rod or hole gratings. The rod gratings are obtained by crystal ferroelectric domain inversion. The experimental parameters (sample preparation, irradiation set up...) are investigated. Rods and holes of respectively 1 μm and 400 nm diameter are obtained. Simulations permit to determine the grating dimensions allowing to obtain a filter at $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Such a structure is optically characterized and shows a selective behavior in wavelength around 1,55 μm .

Key words : LiNbO_3 – electron beam – photonic crystals