

Université des sciences et technologies de Lille

Thèse

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université des sciences et technologies de Lille

Spécialité Microondes et Microtechnologies

Présentée et soutenue publiquement par

Nathalie FABRE

le 4 décembre 2008

MATERIAUX MAIN GAUCHE ET CRISTAUX PHOTONIQUES POUR L'OPTIQUE : APPROCHE DIELECTRIQUE

Directeur de la thèse :

M. O. Vanbésien

Membres du jury :

M. D. Maystre	**Président**
Mme F. de Fornel	**Rapporteur**
M. E. Centeno	**Rapporteur**
M. D. Lippens	**Examinateur**
M. B. Desruelle	**Examinateur**

Université des sciences et technologies de Lille

Thèse

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université des sciences et technologies de Lille

Spécialité Microondes et Microtechnologies

Présentée et soutenue publiquement par

Nathalie FABRE

le 4 décembre 2008

MATERIAUX MAIN GAUCHE ET CRISTAUX PHOTONIQUES POUR L'OPTIQUE : APPROCHE DIELECTRIQUE

Directeur de la thèse :

M. O. Vanbésien

Membres du jury :

M. D. Maystre	**Président**
Mme F. de Fornel	**Rapporteur**
M. E. Centeno	**Rapporteur**
M. D. Lippens	**Examinateur**
M. B. Desruelle	**Examinateur**

Aux gens passés et aux futurs proches.

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué dans le département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie – IEMN dirigée par M. A. Cappy, Professeur à l'Université des Sciences et Technologie de Lille.

Plusieurs personnes ont pu évaluer, ont vu évoluer, ont contribué et participé à l'avancée et au succès de ces travaux.

Je tiens donc à adresser mes sincères remerciements à :

M. D. Maystre, Directeur de Recherche à l'Institut Fresnel, qui me fait l'honneur de présider cette commission d'examen.

M. D. Lippens, professeur à l'USTL, qui m'a accueillie au sein de l'équipe Dispositifs Opto et Microélectroniques quantiques qu'il dirige. Je le remercie de m'avoir fait bénéficier de ses compétences et de son ouverture scientifique, mais également de sa confiance au long de ces trois années.

M. O. Vanbésien, professeur à l'USTL, qui a dirigé ces recherches. Je lui suis reconnaissante de sa disponibilité, de sa pédagogie, de la clarté de ses explications mais également de la liberté qu'il m'a accordée pour l'orientation de ces travaux.

M. E. Centeno, maître de conférences à l'université de Montpellier II et Mme F. De Fornel, directrice de recherche CNRS à l'Institut Carnot de Dijon, qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

M. B. Desruelle, responsable du domaine scientifique Optique et Photonique à la Délégation Générale pour l'Armement – DGA – qui a accepté de participer à ce jury de thèse. Le travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'un financement DGA.

M. X. Mélique, maître de conférence à l'USTL, qui a encadré mes débuts de technologue et m'a prodiguée d'excellents conseils.

L'ensemble de l'équipe Champ proche de Dijon de F. De Fornel, particulièrement B. Cluzel, maître de conférences à l'UB et L. Lalouat pour la partie caractérisation qui a été le fruit d'une collaboration très enrichissante et productive.

Les membres de l’équipe DOME – tous sans exception – les permanents Eric… ; les anciens docs et post docs : Sophie, Mathias, Thibault, Thomas, Aurélien, Michel, Davy ; les nouveaux : Fuli, Grégory, P’tit Charles, et Maxence.

Le personnel de la centrale technologique de l’IEMN, ingénieurs et techniciens qui font un travail remarquable.

Les autres thésards qui font eux aussi un travail remarquable.

Les amis et la famille qui sont vraiment remarquables.

Table des matières

Introduction générale 13

Première partie : Réfraction négative dans les cristaux photoniques 17

Chapitre 1 : Concepts et terminologie relatifs à la réfraction négative 19

1.1 Cas d'un milieu homogène d'indice négatif – Matériau main gauche 21
1.1.1 Transmission et phase rétropropagée 21
1.1.2 Réfraction négative et propriété de focalisation 25
1.1.3 Résolution sous longueur d'onde 30
1.2 Cas des métamatériaux 33
1.2.1 Exemple d'éléments constitutifs 33
1.2.2 Modélisation analytique 35
1.3 Cas des cristaux photoniques 39
1.3.1 L'indice effectif négatif 39
1.3.2 Mécanisme de réfraction négative 43
1.4 Etat de l'art 48
Conclusion 49
Bibliographie 51

Chapitre 2 : Les cristaux photoniques bidimensionnels diélectriques – Optimisation d'une lentille plate avec n=-1. 53

2.1 Structure de bande 55
2.1.1 Méthode de calcul 55
2.1.2 Polarisation Transverse Electrique et Transverse Magnétique 56
2.1.3 Réseau réciproque et zone de Brillouin 56
2.1.4 Influence du facteur de remplissage sur la dispersion 59
2.1.5 Etude de l'isotropie par la représentation des EFC 60

2.2 Focalisation d'une source divergente par une lame de cristaux photoniques 64
2.2.1 Optimisation de la focalisation 64
2.2.1.1 Structure utilisée 65
2.2.1.2 Analyse de la transmission 65
2.2.1.3 Critères d'optimisation 67
2.2.1.4 Résolution intrinsèque 71
2.2.2 Limitations de l'effet superlentille 72
2.2.2.1 Aberrations vues par les lois issues de l'optique géométrique 72
2.2.2.2 Couplage des modes : importance de la symétrie 75
2.2.2.3 Réflexion à l'interface air/cristal photonique – adaptation 77
2.2.2.4 Résolutions – ondes évanescentes/modes de surface 78
Conclusion 80
Bibliographie 81

Seconde partie : Conception et réalisation d'une lentille plate à base de cristaux photoniques pour l'optique 83

Chapitre 3 : Conception du prototype caractérisable en champ proche optique 85

3.1 De la réalité 3D au système 2D : le cristal photonique 2.5D 87
3.1.1 Dimensionnement pour l'optique : approche substrat ou membrane 87
3.1.2 L'hétérostructure guidante : Propagation et indice effectif 89
3.1.3 Aspect tridimensionnel : parité des modes et cône de lumière 91
3.2 Prototype de lentille plate 94
3.2.1 Objectif : Intégration d'une source sous longueur d'onde 94
3.2.2 Simulation FDTD d'un microguide simple 95
3.2.3 Microguide avec trou diffractant à son extrémité 100
3.2.4 Dimensions du prototype à lentille plate 101
3.2.5 Autres structures de test à indice de réfraction négative 102
3.3 Evaluation des performances par l'étude tridimensionnelle du prototype 104
3.3.1 Principe et limitations numériques 104
3.3.2 Visualisation de phénomènes physiques dus à la 3ème dimension 106

Conclusion 108
Bibliographie 109

Chapitre 4 : Fabrication et mise en œuvre du processus technologique 111

4.1 Ecriture du masque par lithographie électronique 113
4.1.1 Masque dur : utilisation de l'Hydrogène SilsesQuioxane 113
4.1.2 Optimisation de la lithographie électronique 118
4.1.2.1 Structuration nanométrique dense du réseau 119
4.1.2.2 Problème lié au raccord de champ du faisceau d'électrons 123
4.2 Gravure profonde par plasma induit par couplage 127
4.2.1 Chimie du plasma chlorée 127
4.2.1.1 Nature et rôle des espèces 128
4.2.1.2 Contrôle de la profondeur de gravure et rugosité des flancs 129
4.2.2 Optimisation de l'anisotropie des flancs des trous 130
4.2.2.1 Rapport d'aspect 131
4.2.2.2 Ajustement de la puissance RIE 132
Conclusion 136
Bibliographie 137

Troisième partie : Caractérisation optique de la lentille plate à base de cristaux photoniques 139

Chapitre 5 : Mesures en champ proche optique du dispositif de lentille plate main gauche 141

5.1 Mesure en champ proche optique 143
5.1.1 Principe de la mesure en microscopie optique de champ proche 144
5.1.1.1 Asservissement shear force 144
5.1.1.2 Détection des ondes évanescentes 147
5.1.2 Interactions pointe substrat 148
5.1.2.1 Configuration champ lointain 148

5.1.2.2 Importance de la polarisation de l'onde incidente 150
5.2 Applications à la lentille plate 151
5.2.1 Lentille constituée de 12 rangées dans la direction de propagation 151
5.2.1.1 Mesure topographique 152
5.2.1.2 Mesure optique 152
5.2.1.3 Comparaison numérique/expérimentale 155
5.2.2 Lentille plus épaisse constituée de 21 rangées 156
5.2.2.1 Mesure optique 156
5.2.2.2 Comparaison numérique/expérimentale 161
Conclusion 167
Bibliographie 169

Chapitre 6 : Extension de la réfraction négative à de nouvelles structures 171

6.1 Dispositif de « lentille collée 173
6.1.1 Analyse numérique FDTD et expérimentale du dispositif 173
6.1.2 Existence des modes de surface 177
6.2Dispositif de contournement des rayons à base de cristaux photoniques 178
6.2.1 Description et fonctionnement 180
6.2.2 Performances du dispositif 181
Conclusion 184
Bibliographie 185

Conclusion Générale 187
Publications 191
Résumé 193

Introduction générale

Dans le cadre de la nanophotonique intégrée, ces dernières années ont vu l'éclosion de très nombreux travaux de recherche pour réaliser des fonctions de guidage, de rayonnement ou de routage de plus en plus complexes et de plus en plus miniaturisées. Dans ce contexte, les cristaux photoniques bi- et tridimensionnels ont été largement étudiés pour leur potentialité à atteindre les objectifs poursuivis en termes de multiplexage en longueur d'onde ou de guidage dans des structures présentant de forts rayons de courbure. Il s'agir dans ce cas d'exploiter les bandes interdites photoniques et les modes de défauts ponctuels ou étendus dans ces structures. Ces cristaux photoniques sont structurés à une échelle proche de la longueur d'onde.

Dans un autre domaine, les recherches sur les structures artificielles ont permis de réaliser pratiquement ce que Victor Veselago avait prédit dans les années 70, à savoir une ingénierie de perméabilité et de permittivité qui, rendues toutes les deux simultanément négatives, rendent possible l'existence d'effets de réfraction négative. Ces concepts établis, John Pendry a alors proposé la notion de « superlentille » plate qui grâce à un indice de réfraction égal à -1 doit être capable de focaliser une source ponctuelle avec une résolution parfaite, brisant grâce à un phénomène d'amplification des ondes évanescentes la limite de Rayleigh ($\lambda/2$). On est ici dans le domaine des métamatériaux caractérisés par une structuration largement sous-longueur d'onde.

A la croisée de ces deux domaines, plus récemment, les recherches se sont tournées vers l'étude des régimes de propagation accessibles dans les bandes passantes des cristaux photoniques. On s'est alors rendu compte que sous certaines conditions, il était possible de mettre en évidence des régimes de fonctionnement où vitesse de phase et vitesse de groupe sont de signe opposé, révélateur également d'un effet de réfraction négative.

Dans le domaine des longueurs d'onde optique, pour lequel les métamatériaux montrent actuellement des limites car ils utilisent généralement des métaux comme éléments constitutifs, les cristaux photoniques bidimensionnels (ou 2.5 D) diélectriques sont réapparus comme des candidats potentiels pour exploiter les effets de réfraction négative. De plus, les technologies avancées de la nanoélectronique permettent d'espérer la fabrication et l'intégration de ces objets aux fonctionnalités nouvelles.

Le but de notre recherche est donc de proposer une mise en évidence expérimentale de la focalisation par une lentille plate d'indice de réfraction égal à -1 à base de cristaux photoniques et pour des longueurs d'onde voisines de 1.55 µm, domaine privilégié des applications en télécommunications optiques. Ces travaux s'inscrivent sur trois ans dans le cadre d'un soutien doctoral DGA et plus récemment, d'une ANR P-NANO qui a démarré officiellement en Janvier 2008. Le manuscrit, divisé en trois parties (conception, fabrication et caractérisation) et six chapitres se propose de décrire les différentes étapes qui ont été mises en place pour atteindre ce but.

Dans le premier chapitre, les concepts relatifs à la réfraction négative sont rappelés aussi bien pour les métamatériaux à ingénierie de permittivité et de perméabilité que pour les cristaux photoniques. Une étude plus précise des conditions d'apparition d'un indice de réfraction négatif dans les réseaux de trous d'air gravés dans une matrice semiconductrice est proposée dans la mesure où ils serviront de base pour la suite de l'étude.

Dans le second chapitre, nous proposons une méthode de conception en termes de transmission et d'indice de réfraction de lentilles plates pour optimiser les caractéristiques de focalisation. Nous nous basons pour cela sur des simulations FDTD bidimensionnelles sous incidence quelconque pour anticiper l'éclairement de la lentille par une source ponctuelle. Une attention toute particulière est également portée à la notion d'impédance optique des milieux et d'adaptation d'impédance entre ces derniers.

Le troisième chapitre se consacre au passage nécessaire de l'objet simulé (2D) à l'élaboration du prototype (2.5D) et des contraintes à prendre en compte pour concevoir un objet caractérisable par la suite. L'intégration d'une source quasi-ponctuelle (un guide coupé) et du cristal photonique au travers d'une hétérostructure semiconductrice InP/GaInAsP/InP guidante, permettant de confiner la lumière dans la troisième direction, est évaluée. Cette étude est confortée par des simulations FDTD tridimensionnelles de la lentille dans son environnement.

Le quatrième chapitre détaille les étapes de fabrication du prototype de lentille par les technologies avancées de la nanoélectronique, à savoir la nanolithographie électronique et la gravure profonde ICP-RIE. L'originalité est ici de proposer un processus technologique simple à une étape à base d'une résine négative de type HSQ qui oxydée sert également de masque pour la gravure.

Le cinquième chapitre est consacré à la caractérisation de la lentille par microscopie optique en champ proche, réalisée en partenariat avec l'Institut Carnot de Bourgogne dans l'équipe de Frédérique de Fornel. La focalisation sous longueur d'onde par la lentille d'indice de

réfraction égal à -1 est clairement mis en évidence même si de nombreux effets viennent limiter l'amplitude et la résolution de la tâche focale mesurée.

Sur la base des limitations mises en évidence lors de la caractérisation, le sixième et dernier chapitre est consacré à l'étude de structures alternatives permettant d'espérer une amélioration des caractéristiques lors de futures mesures ainsi qu'à la proposition d'autres dispositifs dépassant le cadre de la focalisation pour aborder les thèmes du contournement optique et de l'invisibilité, toujours à base de cristaux photoniques bidimensionnels.

Première partie :

Réfraction négative dans les cristaux photoniques

Chapitre 1

Concepts et terminologie relatifs à la réfraction négative

Ce chapitre offre une introduction générale aux phénomènes de propagation anormale et de réfraction négative dans les milieux micro- et nanostructurés.

Afin d'introduire progressivement les différents concepts nécessaires à la compréhension de ces phénomènes physiques, nous aborderons tout d'abord les milieux homogènes dans lesquels nous supposerons que les valeurs de permittivité et de perméabilité, d'indice de réfraction ou d'impédance peuvent être quelconques, positifs ou négatifs.

Ensuite nous aborderons les deux types de structures dans lesquels ces effets sont recherchés et exploités à savoir les métamatériaux et les cristaux photoniques. Nous étudierons ces derniers exhaustivement d'un point de vue conception, fabrication et caractérisation tout au long de ce manuscrit. Enfin, nous ferons pour rendre compte de l'originalité de nos travaux un état de l'art sur cette thématique.

Pour commencer, sachant que la propagation des ondes électromagnétiques et/ou optiques est communément décrite par les équations de Maxwell dans le domaine spatio-temporel, nous établissons les concepts qui mènent à la notion de matériau main gauche.

1.1 Cas d'un milieu homogène : matériau main gauche

Les matériaux main gauche proposés initialement en 1968 par V. Veselago reposent sur l'obtention théorique à cette époque, d'une perméabilité (μ) et d'une permittivité (ε) simultanément négatives au sein d'un même matériau [1]. Il montre alors que les vecteurs de champ électrique E, magnétique H et d'onde k forment un trièdre indirect au lieu d'un trièdre direct classique formé par la main droite. De plus, il a alors montré que l'indice de réfraction équivalent du milieu était donné par $n = -\sqrt{\varepsilon\mu}$ et qu'il était également négatif. Cette propriété peut conduire à des phénomènes originaux comme la réfraction négative ou l'effet Doppler inverse.

1.1.1 Transmission et phase rétropropagée

Dans le cas d'un matériau linéaire, homogène et isotrope d'indice négatif, alors la propagation d'une onde plane électromagnétique de vecteur d'onde k est décrite par les équations suivantes :

Pour le champ électrique E, $$\nabla^2 E - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \qquad (1.1\text{ a})$$

Pour le champ magnétique H, $$\nabla^2 H - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = 0 \qquad (1.1\text{ b})$$

On définit classiquement $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ et $\mu = \mu_r \mu_0$ avec ε_0 et μ_0 la permittivité et la perméabilité du vide et ε_r et μ_r la permittivité et la perméabilité relative du milieu. Ces équations d'onde dérivées des équations de Maxwell décrivent le déplacement d'une onde électromagnétique dont les composantes E et H sont orthogonales et dont la vitesse est reliée à la vitesse de la lumière dans le vide *c* par la relation $v = c/\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$. Pour simplifier, nous supposons que ε_r est indépendante de la fréquence.

Les solutions aux équations 1.1 sont des ondes planes telles que :

$$E(\vec{r},t) = E_0 e^{-i\varphi} e^{-i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})} \qquad (1.2\text{ a})$$

$$H(\vec{r},t) = H_0 e^{-i\varphi} e^{-i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})} \qquad (1.2\text{ b})$$

où ω est la fréquence angulaire, φ la constante de phase, $E_0(r)$ et $H_0(r)$ les amplitudes des champ E et H.

Or, la fréquence f, la longueur d'onde λ et la norme du vecteur d'onde *k* aussi appelée nombre d'onde sont reliées par les relations :

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \tag{1.3}$$

$$\lambda = \frac{v}{f} = v\frac{2\pi}{\omega} \tag{1.4}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v} = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} \tag{1.5}$$

Les fronts d'onde sont caractérisés par la direction du vecteur k et leur vitesse dite de phase $v_\varphi = \omega / k$ pour laquelle ils se propagent. En général, une champ se compose d'une série d'ondes qui possèdent chacune leur propre vitesse de phase. Dans le cas d'un milieu sans pertes, si nous considérons deux ondes planes monochromatiques de mêmes amplitudes E_0, de fréquences voisines ($\omega + \delta\omega$) et de vecteur d'onde k proches ($k + \delta k$),

$$E(\vec{r},t) = E_0 e^{-i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})} + E_0 e^{-i((\omega+\delta\omega)t - (\vec{k}+\delta\vec{k}).\vec{r})} \tag{1.6}$$

L'expression (1.6) peut être réduite à :

$$E(\vec{r},t) = 2E_0 \cos\left[\frac{1}{2}\left(t\delta\omega - \vec{r}.\delta\vec{k}\right)\right] e^{-i(\omega' t - \vec{k}'.\vec{r})} \tag{1.7}$$

En posant la fréquence propre $\omega' = \omega + \frac{\delta\omega}{2}$ et le vecteur d'onde propre $k' = k + \frac{\delta k}{2}$, il est possible de décrire la variation de l'amplitude de l'onde dans le domaine spatio-temporel. P. Yeh a démontré que dans ce cas particulier, la vitesse de groupe peut être assimilée à la vitesse du flux d'énergie transportée par l'onde et est égale à $v_g = \nabla_k \omega$. D'un point de vue pratique, v_g se déduit de la pente du diagramme de dispersion $\omega(k)$. Nous disposons donc de deux paramètres de vitesses, vitesse de phase et vitesse de groupe pour caractériser la propagation de l'onde et de l'énergie.

Nous verrons que dans les milieux artificiels structurés pour lesquels le diagramme $\omega(k)$ est complexe, nous pourrons moduler ces grandeurs notamment pour les rendre positives, négatives, nulles ou infinies i.e. supérieures à c.

En revenant aux équations de Maxwell et aux équations constitutives d'une onde plane, on voit bien que $\vec{E},\vec{H}$ se situent dans le plan normal à la direction de propagation.

$$\vec{k}\times\vec{E}=\omega\mu\vec{H} \tag{1.8}$$

$$\vec{k}\times\vec{H}=-\omega\varepsilon\vec{E} \tag{1.9}$$

$$\vec{k}\cdot\vec{E}=0 \tag{1.10}$$

$$\vec{k}\cdot\vec{H}=0 \tag{1.11}$$

Dans ce qui suit, nous présentons les propriétés qui découlent de ces équations. Avec ε et μ simultanément positifs, $\vec{E},\vec{H},\vec{k}$ forment un trièdre de vecteurs dont les directions suivent la règle de la main droite. Le flux d'énergie est décrit par le vecteur de Poynting qui s'écrit $\vec{S}=\vec{E}\times\vec{H}$. Par conséquent, S et k sont colinéaires : $\vec{S}\cdot\vec{k}>0$; S et la vitesse de groupe liée au flux d'énergie sont eux aussi colinéaires : $\vec{S}\cdot\vec{v}_g>0$.

Enfin, on en déduit : $$\vec{v}_g\cdot\vec{k}>0 \tag{1.12}$$

Autrement dit, dans un milieu homogène isotrope avec ε et μ simultanément positifs, la vitesse de groupe dite positive est orientée dans la même direction que le vecteur d'onde k. Bien sûr pour vérifier le principe selon lequel $\vec{S}>0$, nous prenons par définition le vecteur de Poynting en fonction d'un vecteur unitaire $\vec{u}$: $\vec{S}=S\vec{u}$. Nous obtenons alors les relations suivantes:

$$\vec{k}=\beta k\vec{u} \tag{1.13}$$

$$\vec{v}_g=\beta\frac{\partial\omega}{\partial k}\vec{u} \tag{1.14}$$

$$\vec{v}_p=\beta\frac{\omega}{k}\vec{u} \tag{1.15}$$

Et il suffit de s'assurer que la condition suivante soit toujours vérifiée:

$$\beta \frac{\partial \omega}{\partial k} > 0 \qquad (1.16)$$

Pour ε et μ positifs, le coefficient β est égal à +1, le vecteur d'onde, la vitesse de groupe et la vitesse de phase sont de même signe.

En revanche, si ε et μ sont simultanément négatifs, les équations (1.8) et (1.9) montrent que le trièdre formé par $\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}$ devient main gauche. A partir de cette constatation et de l'expression $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ qui implique que $\vec{S}, \vec{E}, \vec{H}$ forment toujours un trièdre main droite, il a été démontré que $\vec{S}$ *et* $\vec{k}$ sont antiparallèles. Par conséquent, le coefficient β=-1. En supposant que la direction de $\vec{k}$ donne toujours le sens positif de référence, la vitesse de groupe est dite négative, elle se retrouve ainsi de signe opposé au vecteur d'onde k : $v_g \cdot k < 0$. La phase est rétropropagée, tandis que l'énergie circule toujours dans le sens indiqué par le vecteur unitaire *u* : $\vec{S} \cdot \vec{k} < 0$.

La figure 1-1 illustre le passage d'une onde électromagnétique d'un milieu main droite vers un milieu main gauche. Notons que les conditions de continuité à l'interface sont vérifiées et que les composantes parallèles $k_{//}$ sont conservées.

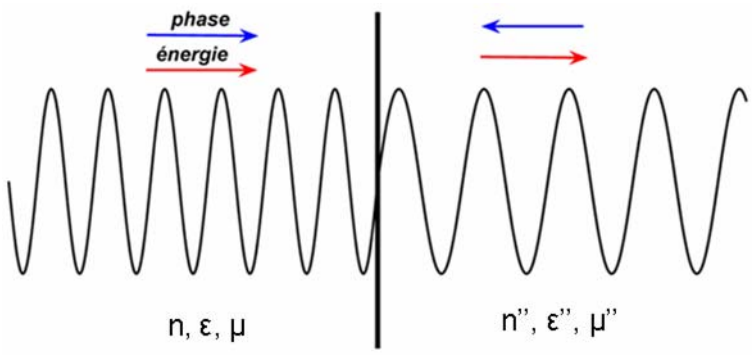


Figure 1-1 : Schéma d'une onde se propageant d'un milieu homogène isotrope de constante diélectrique et magnétique ε>0 et μ>0 vers un milieu dont ε ''<0 et μ ''<0. La phase et l'énergie sont de direction opposée.

1.1.2 Réfraction négative et propriété de focalisation

Pour décrire la propagation de la lumière entre deux milieux homogènes, il suffit souvent d'appliquer la loi sur la réfraction de Snell-Descartes. Elle permet ainsi de calculer la direction du faisceau transmis θ_T en fonction du faisceau incident θ_I.

$$n_1 \sin\theta_I = n_2 \sin\theta_T \tag{1.17}$$

avec θ_I et θ_T les angles définis côté 1 et 2 par rapport à la normale à l'interface.

La valeur absolue de l'indice de réfraction qui, par convention, associe la vitesse de phase se manifestant du vide vers un milieu donné est :

$$n = \frac{c}{v} \tag{1.18}$$

Or, $v = v_p = c/\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$ donc :

$$n = n_p = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \tag{1.19}$$

Cet indice est aussi appelé indice de phase car il est lié à la vitesse de phase par les relations :

$$v_p = \frac{c}{|n_p|} = \frac{\omega}{k} \tag{1.20}$$

De la même manière, il est possible de définir un indice de groupe n_g :

$$n_g = \frac{c}{|v_g|} = c\frac{\partial\omega}{\partial k} \tag{1.21}$$

Notons que dans un milieu non dispersif, l'indice de groupe est constant et qu'il est égal à l'indice de réfraction. Par contre, pour les milieux périodiques structurés qui sont dispersifs, par définition n_g varie et ne peut être utilisé pour caractériser le matériau et définir les propriétés de réfraction.

L'étude de la propagation d'une onde s'appuie sur les conditions aux limites à l'interface définie par deux milieux d'indices optiques n et n'' différents. Le milieu 1 est caractérisé par ε et $\mu > 0$ et le milieu 2 par ε'' et $\mu'' > 0$. L'onde incidente se trouve à la fois réfractée et réfléchie à l'interface. Nous proposons de clarifier ces mécanismes par une

approche analytique en prenant le cas d'ondes planes de vecteur d'onde $\vec{k},\vec{k}',\vec{k}''$ et de fréquence ω,ω',ω'' associées respectivement à l'onde incidente, réfléchie et réfractée. Les champs à l'interface sont identiques et donc au point $r(x,y,z)$ donné dans un repère de coordonnées cartésiennes, on a :

$$\omega t - k \cdot r = \omega' t - k' \cdot r = \omega'' t - k'' \cdot r \tag{1.22}$$

Conformément à la figure 1-2, nous supposons une interface le long de la direction x et une incidente dans le plan (x,z).

Pour simplifier, l'interface est positionnée dans le plan en x=0. Nous obtenons :

$$\begin{aligned} \omega t - (k_y y + k_z z) = \omega' t - (k_y' y + k_z' z) = \omega'' t - k(k_y'' y + k_z'' z) \\ \Rightarrow \omega = \omega' = \omega'', k_y = k_y' = k_y'', k_z = k_z' = k_z'' \end{aligned} \tag{1.23}$$

Aussi, les rayons réfléchi et réfracté se trouvent dans le plan d'incidence (x,z) et les composantes en y des vecteurs d'onde sont donc nulles ($k_y = k_y' = k_y'' = 0$). Par ailleurs, les composantes tangentielles en z sont conservées le long de l'interface après réfraction et réflexion. A partir de la première équation de Maxwell (1.8) et de l'expression du vecteur de Poynting, il est intéressant d'analyser le signe du produit $S \cdot k$ en fonction de la permittivité et de la perméabilité associées à chaque onde. Comme nous l'avons déjà vu, le vecteur de Poynting est décrut par la relation:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} = \frac{1}{\omega\mu}(\vec{E} \times (\vec{k} \times \vec{E})) = \frac{E^2}{\omega\mu}\vec{k} \tag{1.24}$$

De par la définition $k_x^2 + k_z^2 = k^2 = \varepsilon\mu\omega^2$, il s'ensuit que pour l'onde incidente se propageant dans le milieu de permittivité et perméabilité positives, $\varepsilon,\mu > 0$, $S \cdot k > 0$. Et donc pour l'onde réfléchie, S' et k' sont orientés dans la même direction. Quant à l'onde réfractée, si $\mu'' < 0$ (perméabilité du second milieu) alors $S'' \cdot k'' < 0$, le flux d'énergie de l'onde réfractée (intégrale surfacique du vecteur de Poynting) s'éloigne de l'interface alors que le vecteur d'onde k se trouve dans la direction opposée. Par définition, l'indice de réfraction est $n'' = \beta|n''|$. Ici, $\beta'' = -1$ donc n'' est négatif.

Comme le montre la figure 1-2, le faisceau incident et réfracté se situent du même côté de la normale à l'interface. D'après le schéma, les composantes des vecteurs d'onde associés pour des angles compris entre 0 et $\pi/2$ ont pour expressions:

$$
\begin{aligned}
k_x &= k\sin\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right) = k\cos\theta \\
k_z &= k\cos\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right) = k\sin\theta \\
k_x^{'} &= k^{'}\sin\left(\frac{3\pi}{2}+\theta^{'}\right) = -k^{'}\cos\theta^{'} \\
k_z^{'} &= k^{'}\cos\left(\frac{3\pi}{2}+\theta^{'}\right) = k^{'}\sin\theta^{'} \\
k_x^{''} &= k^{''}\sin\left(\frac{3\pi}{2}+\theta^{''}\right) = -k^{''}\cos\theta^{''} \\
k_z^{''} &= k^{''}\cos\left(\frac{3\pi}{2}+\theta^{''}\right) = k^{''}\sin\theta^{''}
\end{aligned}
\qquad (1.25)
$$

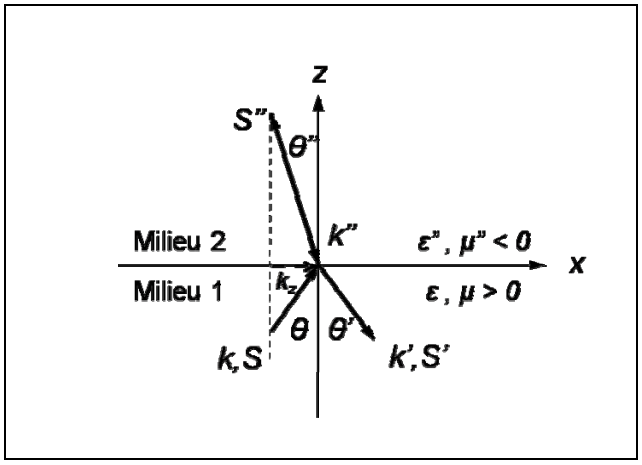


Figure 1-2 : Phénomène de réflexion et de réfraction à l'interface entre deux milieux homogènes isotropes caractérisés par ε, μ >0 et ε'', μ''<0.

En tenant compte de la conservation des composantes tangentielles en z, quelques manipulations des relations (1.25) nous amènent à :

$$\theta = \theta^{'} \qquad (1.26)$$

De plus,

$$\frac{\sin\theta}{\sin\theta^{"}} = \frac{k^{"}}{k} = \frac{n^{"}/\beta^{"}}{n/\beta} > 0 \Rightarrow n^{"} < 0 \tag{1.27}$$

Considérons à présent les amplitudes de l'onde réfléchie et réfractée. A partir des conditions aux limites sur le champ électrique E et magnétique H (1.28) et en tirant parti de la continuité des composantes de déplacement électrique D et d'induction magnétique B (1.29), il est possible de déterminer l'expression des champs en fonction des indices et des angles mis en jeu dans le processus de propagation. Notons que la normale n à la direction de propagation est suivant x. Par conséquent :

$$\vec{n} \times \vec{\mathrm{A}} \rightarrow \begin{cases} E_y + E_y{}^{'} = E_y{}^{"} \quad et \quad E_z + E_z{}^{'} = E_z{}^{"} \\ H_y + H_y{}^{'} = H_y{}^{"} \quad et \quad H_z + H_z{}^{'} = H_z{}^{"} \end{cases} \tag{1.28}$$

et

$$\begin{cases} D_x + D_x{}^{'} = D_x{}^{"} \quad \Leftrightarrow \quad \varepsilon(E_x + E_x{}^{'}) = E_x{}^{"} \\ B_x + B_x{}^{'} = B_x{}^{"} \quad \Leftrightarrow \quad \mu(H_x + H_x{}^{'}) = H_x{}^{"} \end{cases} \tag{1.29}$$

où A est soit E, H, D ou B.

Montrons la relation entre le champ incident H_y et celui refracté $H_y{}^{"}$. A l'aide de l'équation de Maxwell (1.9) et des relations (1.28) et sachant que $k_y = k_y{}^{'} = k_y{}^{"} = 0$, nous obtenons :

$$\frac{H_y{}^{"}}{H_y} = \frac{\varepsilon^{"}(k_y - k_y{}^{'})}{\varepsilon\ k_y{}^{"} - \varepsilon^{"} k_y{}^{'}} \tag{1.30}$$

En associant (1.30) aux expressions des vecteurs d'onde (1.25), il s'ensuit :

$$\frac{H_y{}^{"}}{H_y} = \frac{2n^{"}\cos\theta}{n\cos\theta^{"} + n^{"}\cos\theta} \tag{1.31}$$

De la même manière, en utilisant les conditions de continuité aux interfaces (1.23) ainsi que les équations constitutives (1.8-1.11), nous obtenons les relations suivantes pour le champ magnétique dans le plan de propagation :

$$\frac{H_z^{"}}{H_z} = \frac{2n^{"}\cos\theta^{"}}{n\cos\theta^{"} + n^{"}\cos\theta} \quad \text{et} \quad \frac{H_x^{"}}{H_x} = \frac{\sin\theta^{"}\cos\theta}{\sin\theta\cos\theta^{"}}\frac{H_z^{"}}{H_z} \tag{1.32}$$

Avec $n^{"} = \sqrt{\varepsilon^{"}}$ et $n = \sqrt{\varepsilon}$, les relations précédentes illustrent très clairement la notion d'adaptation d'impédance qui, au-delà d'une simple adaptation d'indice, conditionne la transmission de l'onde à l'interface.

Pour obtenir une onde réfractée de même amplitude que l'onde incidente, il fait avoir $|\varepsilon| = |\varepsilon^{"}|$ en plus de l'égalité d'indice.

De manière plus générale, le tableau 1-3 résume les propriétés électromagnétiques dans le cas général et pour le cas particulier où $\varepsilon^{"} = -\varepsilon$ et $\mu^{"} = -\mu$. A partir des équations de Maxwell, toutes les composantes de l'onde réfractée et réfléchie peuvent être déterminées en fonction des indices respectifs au milieu incident et réfracté et des angles formés à l'interface. Les réflexions à l'interface n'existent pas lorsque $\varepsilon^{"} = -\varepsilon$ et. $\mu^{"} = -\mu$ (Fig. 1-4). L'angle de réfraction $\theta_{T,N}$ et l'angle d'incidence θ_I sont égaux et les ondes associés se situent alors du même coté de la normale , alors que pour n posi, il eut été de l'autre coté $\theta_{T,P}$ tif. Cette observation met en évidence la notion d'adaptation d'impédance nécessaire à la réfraction négative et plus particulièrement à l'effet superlentille.

Pour définir complétement un matériau à partir de ses paramètres effectifs, en plus de l'induce, il est important de considérer l'impédance de surface définie par $Z = \sqrt{\varepsilon/\mu}$. Ainsi, même si l'on arrive à réaliser l'égalité de la valeur absolué de l'indice entre un milieu main droit et un milieu main gauche, l'adaptation d'impédance n'est pas automatiquement réalisée ($Z = \sqrt{\varepsilon/\mu} \neq Z" = \sqrt{\varepsilon"/\mu"}$). Or, d'un point de vue pratique, seule cette double adaptation permet d'éliminer l'onde réfléchie à l'interface entre les deux milieux comme illustrée figure 1-4.

A partir de ces remarques, une première approche de la problématique de la focalisation par une lentille plate d'indice négatif peut être envisagée. En effet, il s'agit d'une des applications potentielles majeures des matériaux main gauche et de nombreuses controverses résident encore aujourd'hui sur les performances optimales qu'il est possible d'atteindre notamment en terme de résolution.

ε, μ positifs	ε, μ négatifs
$S \cdot k > 0$	$S \cdot k < 0$
$S \cdot v_g > 0$	$S \cdot v_g > 0$
$v_g \cdot k > 0$	$v_g \cdot k < 0$
$n_p = n > 0$	$n_p = n < 0$
$n_g > 0$	$n_g < 0$
$v_p \cdot k > 0$	$v_p \cdot k > 0$

Tableau 1-3 : Tableau récapitulatif des propriétés des matériaux homogènes dits main droite et des matériaux main gauche.

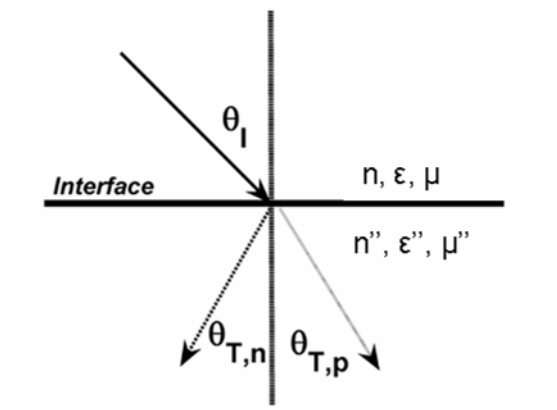


Figure 1-4 : Schéma des rayons incident, réfléchi et réfracté d'une onde se propageant d'un milieu d'indice positif vers un milieu d'indice négatif avec n_1, ε_1, $\mu_1 > 0$ et $n_2 = -n_1$, $\varepsilon_2 = -\varepsilon_1$, $\mu_2 = -\mu_1$

1.1.3 Résolution sous longueur d'onde

L'une des principales limites à la propagation des ondes est le phénomène de diffraction. Deux points séparés d'une distance inférieure à la moitié de la longueur d'onde λ/2 d'une image ne peuvent être distingués avec une lentille conventionnelle : ils se confondent. Cette limitation pourrait être dépassée dans le cas de matériaux d'indice négatifs. Dans l'air, comme le montre la figure 1-5 (a), une lentille plate d'indice égale à -1 et d'épaisseur d pourrait permettre de focaliser les rayons issus d'une source divergente positionnée à une distance $d_1 < d$ avec la possibilité de retrouver dans l'image à la fois les

composantes propagatives et les composantes évanescentes [2-6]. De par son invariance par translation le long de l'interface et sa résolution sous longueur d'onde, elle constitue un objet de recherche intéressant et suscite de nombreuses interrogations [7-8]. En effet, il ne s'agit pas seulement de réaliser un milieu d'indice de réfraction adapté au milieu environnant (air) n=-1 mais de réaliser également z=1, autrement dit satisfaire l'adaptation d'impédance [9,10]. Dans ce cas, ceci implique donc ε=μ=-1. Une première focalisation du point source se forme à l'intérieur de la lentille suivie d'une focalisation externe en un point image.

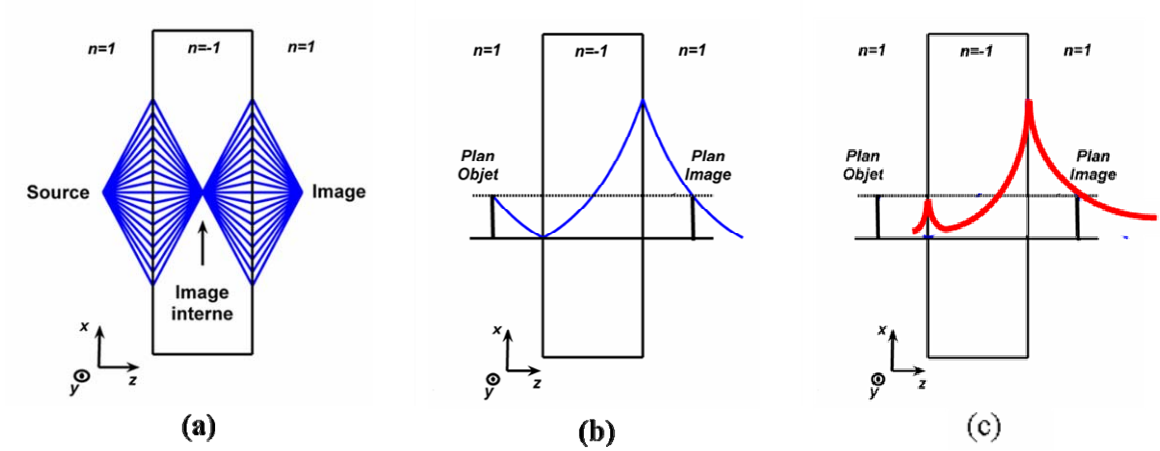


Figure 1-5 : (a) Illustration des chemins optiques des rayons issus d'une source ponctuelle d'un milieu air vers une superlentille d'indice n = -1, (b) Effet d'amplification des ondes évanescentes à l'intérieur d'une superlentille donnant lieu à la résolution sub-longueur d'onde de l'image.

Par une approche analytique, nous faisons une distinction entre ondes propagatives et évanescentes en regardant la nature des ondes transmises du milieu air vers un milieu quelconque. Le champ électrique se propageant dans le plan d'incidence (xz) est égal à :

$$E(r) = \sum_{kx,kz} E_0(k_x k_z) \exp(ik_x + k_y + k_z - i\omega t) \tag{1.33}$$

En observant le signe du vecteur d'onde k, on remarque :

$$\left|\vec{k}\right| = \frac{\omega}{c} \Rightarrow k_y = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - {k_x}^2 - {k_z}^2} \rightarrow \begin{cases} \frac{\omega^2}{c^2} > {k_x}^2 + {k_z}^2 \rightarrow k_z \ réel \\ \frac{\omega^2}{c^2} < {k_x}^2 + {k_z}^2 \rightarrow k_z \ imaginaire \end{cases} \tag{1.34}$$

En général, les ondes propagatives avec un k_z réel se propagent sans s'atténuer et les ondes évanescentes ne se propagent pas. Depuis les premiers travaux de Pendry, de nombreuses interprétations ont mis en avant la notion de croissance des ondes évanescentes dans un matériau main gauche pour expliquer l'obtention d'une super-résolution [2]. En effet, k est négatif dans le cas d'un milieu main gauche (cf. § 1.1.1). Les ondes évanescentes se propagent parallèlement à l'axe des x et croissent exponentiellement en z. Elles retrouvent ainsi sur les deux points de focalisation externe et interne l'amplitude qu'elles avaient sur le point source comme le montre la figure 1-5 (b).

Récemment, il apparaît que ce transfert des ondes évanescentes de part et d'autre de la lentille soit assuré via l'excitation de modes de surface [6]. Dans le cas idéal ε''=-1 et μ=-1, cala conduit à un mode d'amplitude forte sur l'interface de sortie couplé à un mode d'amplitude quasi nulle sur l'interface d'entrée (Fig. 1-15 (c)) rendant les évolutions d'ondes évanescentes très comparables au cas de la figure 1-15 (b). Le débat reste entier.

Notons que jusqu'alors nous avons considéré un matériau main gauche homogène, linéaire, isotrope et sans pertes. En réalité, les pertes des matériaux et leur structuration interne vont lever ces singularités et la notion de lentille parfaite va disparaître pour laisser place à la recherche d'une résolution largement sous longueur d'onde, autrement dit au-delà de la limite classique de Rayleigh en λ/2.

D'un point de vue pratique, deux voies sont généralement suivies pour créer ce milieu d'indice effectif négatif. Tout d'abord, une approche permettant une ingénierie séparée ou hybride de ε et μ a été proposée : les métamatériaux métalliques ou métallo-diélectriques (cf. § 1.1.2).

Dans le but d'atteindre les fréquences optiques, une seconde voie basée sur les cristaux photoniques diélectriques est également possible (cf. § 1.1.3).

Nous allons en donner dans la suite les principes de base avant d'explorer en détail dans le manuscrit le cas des cristaux photoniques.

1.2 Cas des métamatériaux

Initialement, la notion de métamatériau reposait sur une ingénierie séparée de la permittivité ε et de la perméabilité μ. Cela passe en général par la constitution d'un réseau de structures métalliques [11-14] : des fils pour ε et des résonateurs magnétiques typiquement des anneaux fendus pour μ.

Il faut alors établir les particularités des métamatériaux liées à la transmission, à la phase et à la réfraction négative. Certains aspects sont sujets à optimisation notamment le niveau de transmission et la bande de fréquence main gauche, c'est-à-dire la bande pour laquelle ε et μ sont simultanément négatifs. Lorsque les métamatériaux sont interfacés avec d'autres milieux, il faut étudier la perte d'isotropie induite par la structuration pour atteindre finalement les valeurs d'indice et d'impédance recherchées.

1.2.1 Exemples d'éléments constitutifs

Le concept de permittivité ε et de perméabilité effective μ dans les matériaux artificiels tels que les métamatériaux a été popularisé par Pendry. Ces notions sont liées. Cependant, dans le meilleur des cas, il est possible d'obtenir soit un composite principalement diélectrique ou principalement magnétique pour une direction et une polarisation donnée. Parmi les composites présentant un magnétisme artificiel, on peut citer les chiraux, les bianisotropiques et les résonateurs magnétiques (Swiss Roll Resonator, Split Ring Resonator – SRR , boucle ouverte). Si l'on prend le cas d'un SRR (résonateur à anneau fendu) dont le circuit imprimé est illustré en figure 6 avec le champ magnétique orienté perpendiculairement au plan de l'anneau, l'existence de la perméabilité négative sur une bande spectrale particulière s'explique par le phénomène de résonance et plus précisément par la loi de Lenz. Par définition, le courant induit dans la boucle a un sens tel qu'il créé un champ magnétique qui s'oppose à la variation de celui qui lui a donné naissance. Le champ généré donne alors lieu à une réponse qui peut être interprétée en termes de perméabilité négative dans une petite bande de fréquence derrière la résonance.

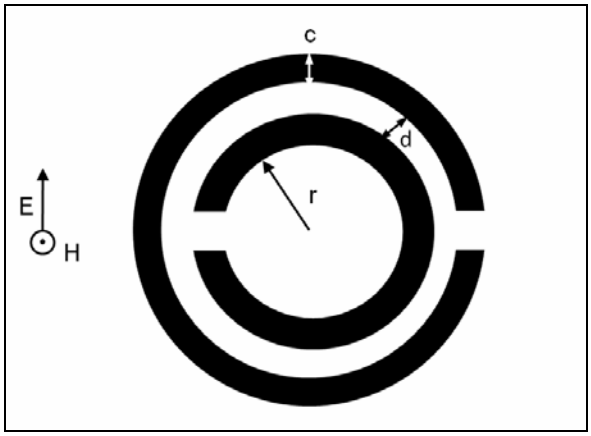


Figure 1-6 : Schéma d'un Split Ring Resonator.

Concernant les composites électriques reposant sur le modèle de Drude, l'idée est d'exploiter le comportement d'un métal juste en dessous de sa fréquence plasma, où il se comporte comme s'il présentait une permittivité négative. L'ordre de grandeur d'une fréquence plasma se situe généralement dans le domaine du visible à 10^{15} Hz. Pour abaisser à la gamme de fréquence désirée, la configuration la plus répandue est un réseau arrangé de fils en maille cubique avec un champ électrique incident parallèle aux fils. Le milieu est un milieu fortement dilué avec une concentration en métal très faible (rayon du fil ~ µm, période ~ cm pour $f \sim$ GHz) afin de diminuer la densité moyenne d'électrons libres avec $n_{eff} = n\pi\ r^2 / a^2$. De plus, le courant créé dans le fil engendre des champs magnétiques circulaires autour des fils. Les électrons acquièrent alors une masse effective plus élevée. L'effet conjugué d'un milieu dilué et de l'augmentation de la masse relative permet de diminuer la fréquence plasma suivant la relation :

$$\omega_p{}^2 = \frac{ne^2}{m\varepsilon_0} \rightarrow \ \omega_p = \frac{n_{eff}}{m_{eff}} \tag{1.36}$$

Rappelons que ce modèle est valide pour un champ électrique parallèle au fil. En dehors de ce cas idéal, le régime de fonctionnement est différent. Seuls des angles faibles par rapport à la normale vérifient la théorie. Pour pallier les problèmes engendrés par l'anisotropie inhérente à ce type de composites, il est possible de constituer un réseau de fils croisés. Plusieurs travaux

ont mis en évidence que le régime de fonctionnement de ce réseau ne dépend que des paramètres géométriques pris en compte, à savoir la période a et le rayon.

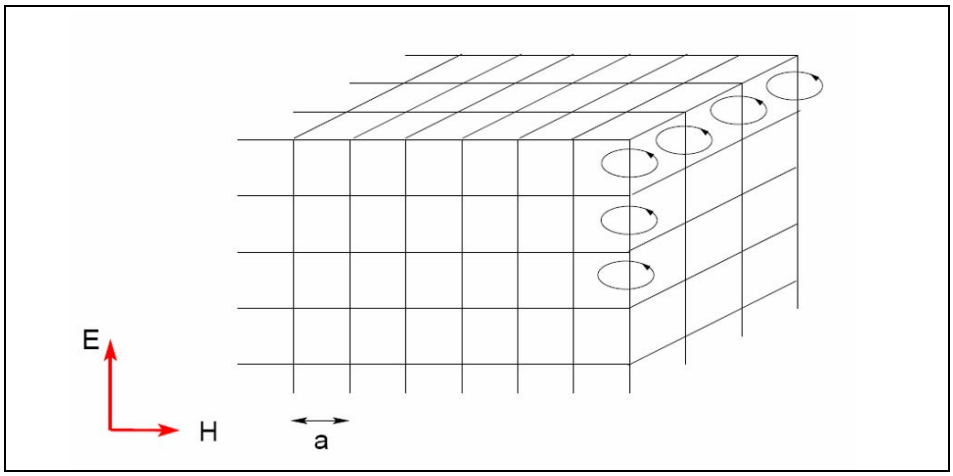


Figure 1-7 : Configuration d'un réseau de fils croisés. Illustration du champ magnétique circulaire engendré par le champ électrique incident.

Dans ces deux approches, qui peuvent être combinées en utilisant des motifs métalliques de type oméga, par exemple [15], la gamme de fréquence de travail exploitable dépend des dimensions des objets impliqués. De plus, si on souhaite utiliser des grandeurs de ε et μ constantes comme dans le cas d'un matériau homogène, linéaire et isotrope, il est nécessaire que la structuration soit très inférieure devant la longueur d'onde définissant aussi ce que l'on appelle communément le régime « métamatériau ». Dans ce cas, plusieurs approches peuvente être utilisées à savoir des modèles quasi analytiques de Drude_Lorentz, où des méthodes d'extraction de ces paramètres ε et μ à partir de la structure réelle, appelées méthodes d'homogénéisation.

1.2.2 Modélisation analytique

Dans la littérature, les réponses électrique et magnétique d'un matériau peuvent être généralement décrites par les modèles de Drude et de Lorentz.

$$Drude = 1 - \frac{{\omega_p}^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}$$
$$Lorentz = 1 - \frac{{\omega_p}^2 - {\omega_0}^2}{\omega^2 - {\omega_0}^2 + i\gamma\omega} \qquad (1.35)$$

avec ω_p la fréquence plasma, ω_0 la fréquence de résonnance à laquelle à lieu le maximum d'absorption et γ qui modélise la dissipation d'énergie.

Ces modèles s'appliquent aux électrons d'un atome, aux ions d'une liaison covalente, ou encore aux vibrations d'un réseau cristallin. Ils décrivent l'effet d'une onde électromagnétique sur la matière en utilisant une approche classique. Selon le modèle théorique de Lorentz, les charges positives et négatives peuvent être assimilées à des ressorts liées entre elles qui peuvent être déformés par un champ électrique extérieur. Ainsi, un dipôle de fréquence propre ω_0 soumis à un champ électrique extérieur de fréquence ω entrera en résonance si $\omega_0 \sim \omega$ en prélevant une partie de l'énergie de l'onde incidente. La partie réelle prend des valeurs négatives si la résonance est forte. Si ω est très différent de ω_0 alors il n'existe pas de couplage entre l'onde émise par le dipôle et l'onde incidente. Le milieu devient transparent. Enfin pour des fréquences ω inférieures à ω_0, la présence d'un terme d'amortissement réduit la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique. Ce modèle est très efficace pour modéliser l'indice optique et l'absorption dans le cas d'électrons liés pour des dipôles indépendants, non couplés évoluant dans un champ moyen créé par les autres dipôles. Dans le modèle de Drude qui repose sur l'approximation $\omega_0 \to 0$ et qui fait référence aux électrons libres de conduction des métaux ou d'un semiconducteur dopé dont le déplacement est caractérisé par le temps de collision, la fréquence de coupure plasma délimite deux zones distinctes de contributions des électrons :

- $\omega < \omega_p$: un domaine d'amortissement pour lequel l'absorption est prédominante. La partie réelle de ε est négative et la partie imaginaire est supérieure à 1, l'onde électromagnétique est absorbée.

- $\omega > \omega_p$: un domaine de propagation où les électrons ne se déplacent plus en phase avec l'onde. La partie réelle devient positive et l'imaginaire est inférieure à 1. Le milieu est transparent et l'onde peut donc se propager.

Au premier ordre, dans l'hypothèse où l'on se situe dans un domaine de fréquence où l'homogénéisation est possible, on peut considérer qu'un métamatériau constitué d'une association d'un réseau de fils et d'un réseau de résonateurs en anneaux peut être décrit électriquement par un modèle de Drude et magnétiquement par le modèle de Lorentz.

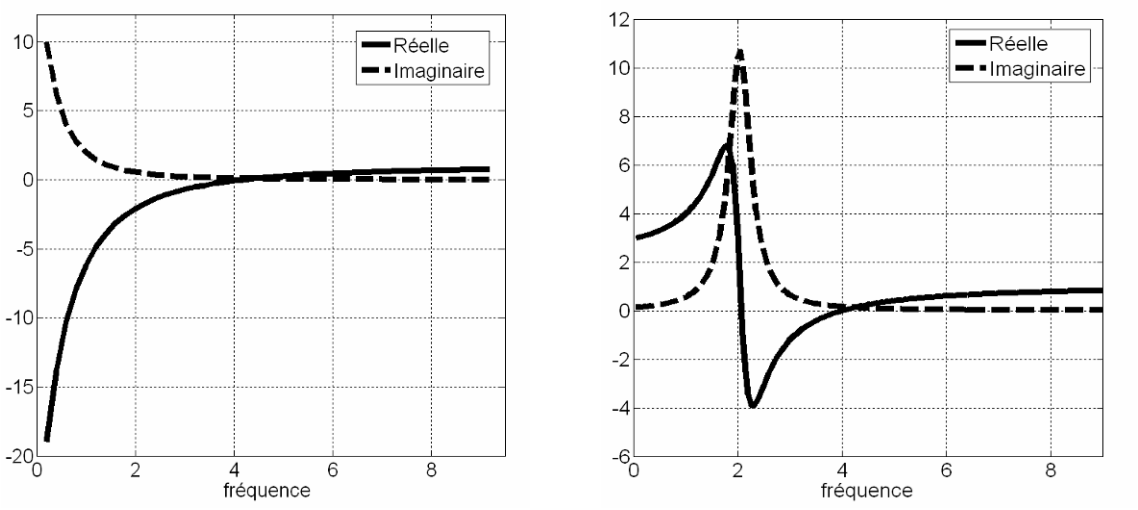
On peut alors définir une fréquence plasma électrique ω_{pe} équivalente pour ε et une fréquence plasma magnétique ω_{pm} équivalente pour μ, ainsi qu'une fréquence de résonance ω_0.

A partir d'une géométrie appropriée des éléments constitutifs, il est alors possible d'identifier les bandes main gauche et d'adapter les trois pulsations aux valeurs désirées. Notons que le domaine d'homogénéisation est en général situé en deçà des pulsations plasma équivalentes. Ceci est illustré sur la figure 1-8 pour des valeurs de fréquences adimensionnées. Les parties réelles de ε et μ sont simultanément négatives dans l'intervalle [2,4].

Dès lors, on voit que dans le cas où la permittivité électrique suit le modèle de Drude et la perméabilité magnétique suit le modèle de Lorentz, le milieu possède un indice de réfraction dont la partie réelle est négative dans l'intervalle de fréquence compris entre la fréquence de résonnance et la fréquence plasma du composites magnétiques ω_{pm} et ceci à la condition selon laquelle la fréquence plasma du composites électriques ω_{pe} soit plus importante que ω_{pm}. Si dans cette zone la partie imaginaire de ε est faible, par contre la partie imaginaire de μ correspond à des valeurs importantes, les pertes deviennent un problème majeur si l'on exploite des phénomènes résonants. De plus, l'ensemble apparaît fortement dispersif. La figure 1-9 illustre l'évolution de l'indice de réfraction déduit des valeurs de ε et μ précédentes. On observe effectivement que l'indice est négatif dans le plage [2,4] pour des valeurs d'indice en valeur réelle allant de -2.8 à 0. Signalons que la dispersion observée sur ε et μ peut apparaître également sur l'impédance définie par :

$$Z = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \tag{1.36}$$

Cette valeur peut géométriquement être ajustée pour atteindre 1 dans le cas d'une lentille plongée dans l'air, rendant crucial la notion d'adaptation d'impédance.



(a) (b)

Figure 1-8 : Illustration des modèles de dispersion (a) Drude, (b) Lorentz pour une fréquence plasma ω_p=5, une fréquence de résonnance ω_0=3 et une constante de perte γ =0.5 [10].

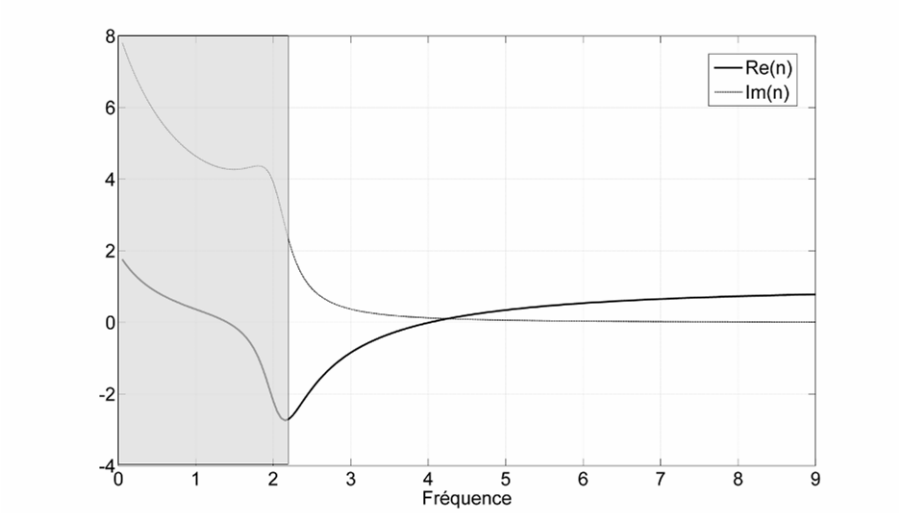


Figure 1-9 : Exemple d'indice de réfraction d'un métamatériau composé d'anneaux et de fils. La permittivité suit le modèle de Drude, la perméabilité suit le modèle de Lorentz. ε, μ<0 pour f compris entre 2.3 et 4.1.

Pour terminer sur les métamatériaux, retenons que le cas général ne peut se limiter aux deux modèles présentés de ε et μ. En effet, les métamatériaux se présentent généralement comme des réseaux périodiques et il suffit de connaître les propriétés d'une cellule élémentaire pour déduire celle de l'ensemble. A partir de la structure de bande associée, plusieurs bandes soit main droite, main gauche ou interdite peuvent être identifiées. En simulant ensuite un réseau

fini, le calcul de la transmission et de la réflexion permet d'extraire les éléments ε, μ, n et Z par diverses méthodes comme l'intégration des champs ou par l'inversion de Fresnel [16].

Les comportements se révèlent complexes en fonction de la fréquence, mais les métamatériaux représentent un véritable moyen d'appréhender les phénomènes de réfraction négative. Ils font d'ailleurs l'objet d'études extensives des micro-ondes à l'infrarouge (cf. 1.1.4), mais peinent à atteindre actuellement le domaine de l'optique. C'est pourquoi dans cette gamme de fréquence, les cristaux photoniques apparaissent comme une alternative intéressante. Les cristaux photoniques sont des matériaux artificiels dont l'indice est modulé périodiquement dans l'espace et dont les caractéristiques de dispersion peuvent être exploitées pour générer un indice de réfraction négatif.

1.3 Cas des cristaux photoniques

Généralement composés de diélectrique, les cristaux photoniques présentent potentiellement moins de pertes que les métamatériaux métalliques aux longueurs d'ondes optiques. Par contre, nous verrons que les phénomènes exploitables intéressants du diagramme de dispersion interviennent pour des dimensions de période et de taille des motifs de l'ordre de λ/3 et donc proche de la longueur d'onde contrairement aux métamatériaux. Le raisonnement sur des paramètres effectifs n'est plus forcément valide puisque le milieu ne peut plus être considéré comme homogène. Néanmoins, le phénomène de réfraction négative et l'imagerie par une surface plane s'établissent sous certaines conditions. Nous verrons qu'elle repose alors sur l'étude des propriétés de la lumière dans les milieux périodiques et de la propagation des ondes de Bloch.

1.3.1 L'indice effectif

Nous abordons la notion d'indice effectif par l'étude des diagrammes de bande dans l'espace réciproque du réseau cristallin. L'objectif est de pouvoir identifier les fréquences d'une onde électromagnétique susceptible de se propager à partir du motif élémentaire caractéristique du réseau. Ce motif dans l'espace réel permet de déterminer dans l'espace réciproque la zone de Brillouin dite réduite lorsque les symétries sont prises en compte. Il permet ainsi de restituer l'ensemble des propriétés de propagation et d'évanescence des ondes dans le milieu. Pour obtenir les courbes modales reliant la fréquence aux vecteurs d'onde de la zone de Brillouin irréductible, nous procédons à une décomposition en ondes planes sur la structure photonique

étudiée. En appliquant aux structures bidimensionnelles, nous verrons par la suite que la propagation dans le cristal dépend de la polarisation de l'onde (TE ou TM, pair ou impair) et des directions principales reliant les point de haute symétrie de la zone de Brillouin (Γ, M, K,X).

Tout d'abord, dans le cas général, en appliquant le théorème de Bloch et une transformée de Fourier, les champs E et H sont développés en la somme d'ondes harmoniques sur l'ensemble des vecteurs de l'espace réciproque :

$$\vec{E}(\vec{r}_{//}) = \sum_{\vec{G}} \vec{E}(\vec{G})\ e^{i(\vec{k}_{//}+\vec{G}).\vec{r}_{//}} \quad ; \quad \vec{H}(\vec{r}_{//}) = \sum_{\vec{G}} \vec{H}(\vec{G})\ e^{i(\vec{k}_{//}+\vec{G}).\vec{r}_{//}} \qquad (1.37)$$

avec $\vec{k}_{//}$ le vecteur d'onde, $\vec{r}_{//}$ un vecteur position du réseau direct dans le plan de propagation et $\vec{G}$ un vecteur du réseau réciproque.

Il s'agit d'introduire les équations (1.36) dans l'équation aux valeurs propres de Maxwell suivante pour le champ H :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r} \vec{\nabla} \times \vec{H} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H} \qquad (1.38)$$

Or, dans l'espace de Fourier, la permittivité relative qui contient l'information de périodicité est la somme des coefficients de Fourrier sur les vecteurs $\vec{G}$ du réseau réciproque :

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} f_{\vec{G}}\ e^{i\vec{G}.\vec{r}},$$

avec

$$f_{\vec{G}} = \frac{1}{V} \iiint \frac{e^{-i\vec{G}.\vec{r}}}{\varepsilon_r(\vec{r})} d\vec{r} \qquad (1.39)$$

où V est le volume de la cellule élémentaire.

La relation reliant les vecteurs propres aux fréquences propres est donnée par :

$$-\sum_{G'} \sum_{G} f_{\vec{G}-\vec{G}'}\ e^{i(\vec{G}-\vec{G}')\vec{r}}\ (k+G) \times \{(k+G') \times H(G')\} = \frac{\omega_n^{\ 2}}{c^2} \sum_{G} H(G) \qquad (1.40)$$

Ce système d'équations revient à résoudre un système matriciel de la forme $Ax = \lambda x$ dont les inconnues sont $H(G')$. A est une matrice carrée symétrique constituée des éléments réels f, k, G et G' ; λ est ω^2 / c^2 et x est un vecteur de $H_{x,y,z}(G)$. La résolution du système matriciel donne les relations de dispersion du cristal photonique pour un nombre fini de vecteur. L'ensemble des solutions sont accessibles quelque soit le vecteur k translaté d'un vecteur quelconque du réseau réciproque G. Cette démarche pour obtenir le comportement modale d'une structure peut s'appliquer au champ E en introduisant la constante diélectrique $\varepsilon_r(\vec{r})$. Notons que les modes associés aux valeurs propres de ω_n nulles ne sont pas acceptables physiquement et que le système se réduit à $2n \times 2n$ dimensions avec n nombre de vecteurs G combinaisons linéaires des vecteurs du réseau réciproque.

Dans le cas particulier des cristaux bidimensionnels infinis qui seront les structures principalement étudiées dans la suite du travail, sans défaut et invariant suivant z, l'expression (1.39) se simplifie sous forme scalaire. Il existe alors deux cas caractéristiques à chacune des polarisations. Par convention, la polarisation transverse électrique (TE) fait référence à un champ électrique E orienté perpendiculairement au plan de propagation (xz) et donc dirigé suivant y et la polarisation transverse magnétique (TM) fait référence à un champ magnétique H suivant y. Nous avons établi les structures de bandes à l'aide d'un logiciel commercial utilisant une routine basée sur la méthode des ondes planes décrites précédemment [17]. Les paramètres d'entrée correspondent au paramètres géométriques du cristal photonique, au nombre d'ondes planes nécessaire pour la convergence du calcul égal à $(2n-1)^2$ avec n le nombre de coefficient de Fourier pris en compte pour la constante diélectrique $1/\varepsilon_r(\vec{r})$, et à k le vecteur qui est évalué pour aboutir aux valeurs propres λ et aux vecteurs propres x.

A titre d'illustration, la figure 1-10 montre les caractéristiques de dispersion obtenues pour cinq premières bandes passantes pour un réseau triangulaire 2D de trous d'air dans une matrice diélectrique. La période du réseau est a et le coefficient de remplissage en air est de 37%. La ligne de lumière qui introduit la notion de pertes est définie par ω(k)=(c/n)k et est reportée sur la figure dans les différentes directions de la zone de Brillouin.

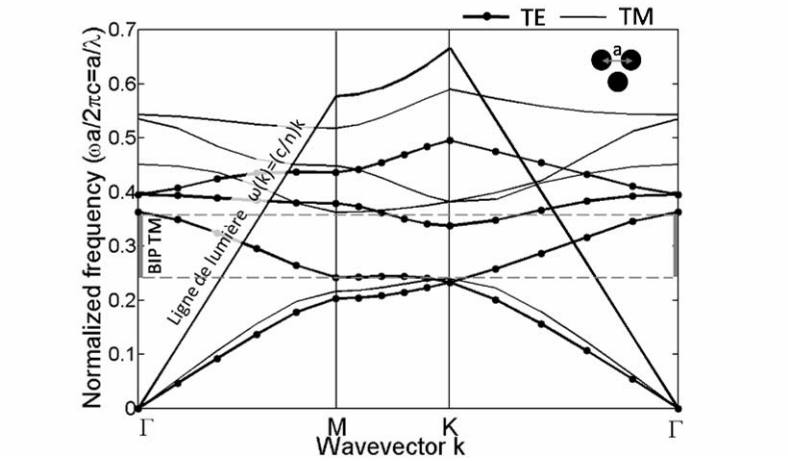


Figure 1-10 : Exemple d'un diagramme de bande d'un réseau triangulaire 2D de période a en polarisation TE et TM.

Pour l'étude des effets de réfraction, la description de ces courbes de dispersion s'opère par l'analyse des contours équifréquences (EFC) déduits de la structure de bande du réseau photonique. Pour chaque bande permise, on obtient les fréquences propres dans le domaine des k et non plus uniquement selon les directions privilégiées. Pour un matériau homogène isotrope, le contour équifréquence correspond à un cercle de rayon $k = n\omega / c$ où n l'indice de réfraction ou de phase du milieu. Or, le phénomène de réfraction est fondé sur le principe de conservation de la composante tangentielle. Il est difficile d'appliquer ce principe aux milieux périodiques microstructurés. Cependant, Notomi [18] a montré qu'en bord de bande interdite, proche de Γ pour des cristaux photoniques dont la constante diélectrique est fortement modulé avec un contraste d'indice Δn élevé (mettre valeur), le cristal photonique peut avoir un comportement réfractif avec un indice bien défini pour l'ensemble des vecteurs de la zone de Brillouin. A titre d'illustration, la figure 1-11 donne les contours isofréquences pour les deux premières bandes correspondant à la figure 1-10. Dans ces deux figures, les EFC pour de faibles vecteur d'onde $k_{x,z}<\pi/a$ proches du centre Γ sont circulaires. A ces conditions, le milieu peut être considéré comme un milieu isotrope. Selon cette approche, en première bande, un indice effectif peut être défini par les valeurs de 2.4 à 2.8 pour les fréquences normalisées de 0.033 à 0.19. En seconde bande, un indice effectif pourrait être également défini quelque soit l'angle d'incidence pour des valeurs discrètes de fréquences normalisées supérieures à 0.3299. Entre ces deux bandes de fréquences, la différence fondamentale se situe sur la courbure de bande : positive pour la première (k augmente si ω augmente) et négative en seconde (k diminue si ω augmente). Ceci conduit alors naturellement à la notion d'indice effectif positif en première bande et négatif en seconde.

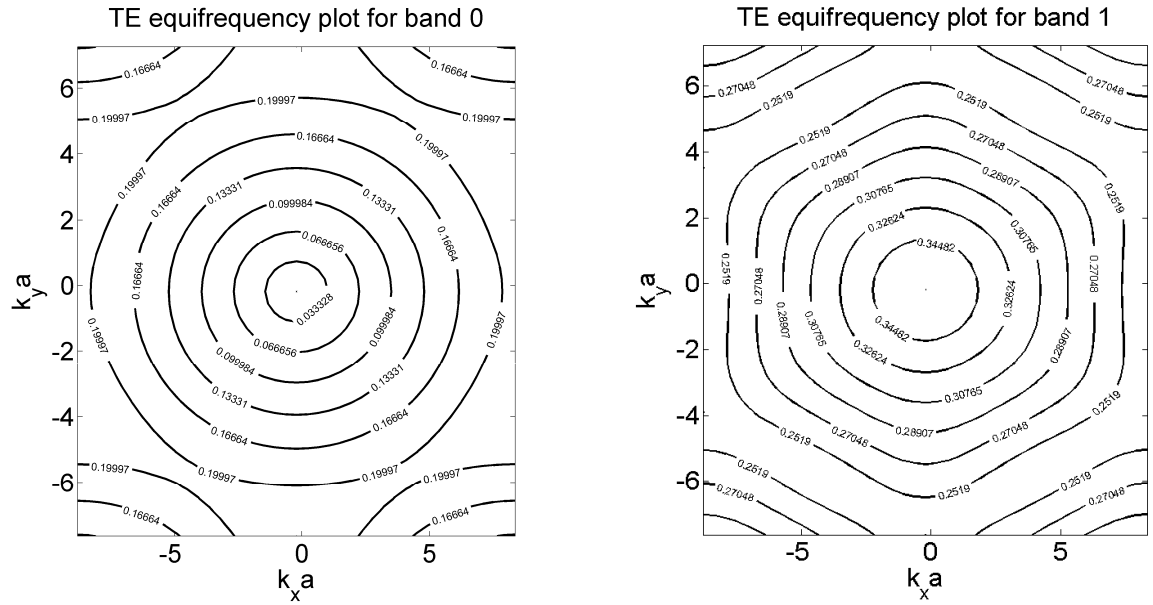


Figure 1-11 : Contours équifréquences en polarisation TE d'un réseau triangulaire en seconde bande permise dans la 1ère zone de Brillouin défini par $0 < k_x a < 8\pi/3$ et $0 < k_z a < 4\pi/\sqrt{3}$. Les fréquences sont normalisées en a/λ. Zone isotrope située proche de Γ à l'intérieur du contour rouge a/λ~0.3299.

Les EFC demeurent le meilleur outil pour l'analyse de propagation des ondes entre autre pour la détermination des vecteurs d'ondes réfractés en fonction des rayons incidents. Nous verrons que cette condition d'isotropie reste controversée car elle resterait une condition insuffisante pour considérer le cristal photonique comme un matériau homogène pour la propagation des ondes électromagnétiques plus particulièrement lorsqu'on prend en compte l'aspect fini des CP suivant la direction de propagation. En effet, selon la gamme de longueur d'onde utilisée, des phénomènes de diffraction peuvent se superposer à la réfraction rendant difficile l'interprétation de la propagation dans le cristal ou lors du franchissement de l'interface.

1.3.2 Mécanismes de réfraction négative

Les phénomènes de réfraction négative dans les cristaux photoniques ne se basent pas comme dans les cas des métamatériaux sur une ingénierie simultanée de ε et μ. Ils sont basés sur l'exploitation de la courbure des bandes passantes du réseau périodique. De plus, pour atteindre les longueurs d'ondes optiques de l'ordre du micromètre ou inférieures, l'avantage supposé est de ne pouvoir travailler qu'avec des matériaux diélectriques en évitant les fortes pertes des métaux dans le domaine considéré de longueur d'onde.

Nous allons voir qu'un effet de « réfraction négative » peut dans le cadre du CP se manifester pour deux bandes de fréquences particulières : la première et la deuxième bande d'origine différentes.

- *Phénomène* de focalisation aux grandes longueurs d'onde

Un indice de réfraction négatif n'est pas un pré requis pour obtenir la réfraction négative. En effet, le phénomène de focalisation par diffraction peut apparaître en première bande où l'indice n est positif. Dans ce cas particulier, la masse photonique effective $\partial^2\omega/\partial k_i \partial k_j$ est négative et donne lieu pour tout angle incident à un rayon réfracté négativement. Effectivement, si on se place au point M de la zone de Brillouin, il est possible d'exploiter les EFC convexes proches de ce point. Ainsi, pour ces fréquences, la vitesse de groupe est dirigée vers le point M et vérifie la conservation de la composante tangentielle pour une surface du CP de maille carrée orienté normalement à ΓM. L'onde se couple à un mode dans le cristal pour lequel la réfraction négative est obtenue en 1ère bande. Pour ce régime décrit dans [19-22], les propriétés suivantes se dégagent :

- Le milieu est main droite avec une vitesse de phase et de groupe de même signe mais qui ne sont pas colinéaires Pour simplifier la construction du diagramme de vecteur d'onde, le contour centré en M est un cercle (Fig. 12). La vitesse v_g donne la direction de l'onde dans le milieu incident et réfracté.

- Le contour équifréquence centré en M est choisi de telle manière à être plus large que le contour correspondant au cône de lumière. Par conséquent, les angles de réfraction sont négatifs quelle que soit l'angle d'incidence du vecteur k.

- La caractéristique de dispersion est de type hyperbolique. Le milieu reste un milieu anisotrope. Par conséquent, l'observation de la focalisation se fait en champ proche de l'interface air/CP.

L'avantage de cette approche est de se situer dans un cas où la période du réseau est petite devant la longueur d'onde ($a/\lambda \sim 0.5$-0.3) en nous rapprochant aussi de la théorie du milieu effectif. Dans ce régime, des résolutions largement sous longueur d'onde pour des applications de focalisation devraient pouvoir être atteintes et dépasser la limite de résolution de Rayleigh en $\lambda/2$.

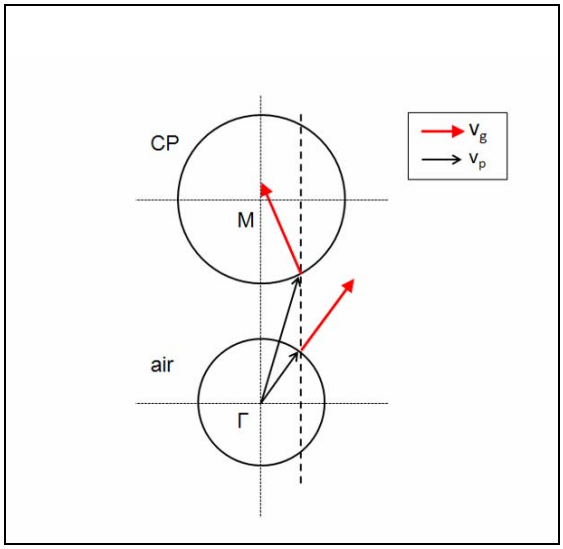


Figure 1-12 : Construction à partir des EFC pour l'air et le CP de la vitesse de phase (~k) et de la vitesse de groupe de l'onde incidente et réfractée

- *Phénomène de focalisation aux faibles longueurs d'onde*

Une approche en termes d'indice de réfraction négatif peut être faite pour des fréquences appartenant à la seconde bande permise. Dans ce cas, le cristal photonique présente une inversion de courbure de bande centrée en Γ. Les contours équifréquences sont convexes et donc la vitesse de groupe devient antiparallèle à la vitesse de phase.

Examinons à titre d'exemple un réseau de CP 2D constitué de trous d'air percés dans un matrice diélectrique de constante diélectrique égale à 11. La maille est de type triangulaire orientée selon ΓM de période a et de facteur de remplissage en air de 48%.

En considérant z comme la direction de propagation et y la normale au plan de propagation, l'onde est soit :

- Transverse Electrique (TE) avec un champ électrique perpendiculaire à l'axe des trous. Par convention, les composantes de champ sont (Hx, Hy, Ez) ;

- ou Transverse Magnétique (TM) avec un champ E parallèle à l'axe des trous avec par convention les composantes de champ (E_x, E_y, H_z).

Ainsi, la structure de bande de la figure 1-13 (a) présente en polarisation TM une large gamme de fréquences qui s'étend de 0.25 à 0.36 ($\omega a/2\pi\lambda=a/\lambda$) pour lesquelles on peut définir des indices de réfraction négatifs. Dans cette même région, il existe en polarisation TE, une bande de fréquence interdite à la propagation des ondes. Enfin, l'analyse des EFS (Fig. 1-14) montre que la vitesse de groupe ainsi que l'indice de réfraction effectif peuvent être déduits pour une fréquence donnée. Les deux courbes de dispersion qui sont analogues pour $\left|\vec{k}\right| << \pi / a$ permettent d'établir les conditions d'isotropie. Elles sont décrites dans la zone de Brillouin avec $0 < k_x a < 8\pi / 3$ et $0 < k_z a < 4\pi / \sqrt{3}$.

La figure 1-15 montre l'évolution de l'indice que l'on peut extraire de la seconde bande. Il varie entre [-1.3 ; -0.8] et avec la valeur -1 au croisement de la seconde bande et du cône de lumière défini pour l'air. Cette valeur d'indice -1 qui nous permet d'envisager l'application de type lentille plate que nous allons présenter dans les chapitres suivants est importante mais ne suffit pas pour assurer l'existence d'une « superlentille » en CP. En effet, en seconde bande, la structuration du matériau ($\sim a$) et longueur d'onde dans le vide ($\sim\lambda_0$) deviennent comparables et le flux d'énergie s'avère sensible à la périodicité et à la corrugation du milieu. Des effets de modes de cavités apparaissent pour des structures de dimensions finies. A l'interface entre un milieu homogène et le cristal photonique, des effets diffractifs viennent se superposer à la réfraction. Notamment, plusieurs cas de biréfringence et de réfraction multiples ont été reportés [23-26]. En effet, l'interprétation dans certains cas par les lois d'optique géométrique ne prend pas en compte les modes de propagation particuliers impliqués par la taille finie d'un cristal photonique pour l'étude de la propagation d'une onde mais elle donne le mode prédominant.

Si l'optique géométrique au sens de la figure 1-5 est une description au « premier ordre », nous verrons qu'entre le principe et la réalité, de nombreux effets doivent être pris en compte pour comprendre les mécanismes qui mènent à l'équivalence d'une réfraction négative dans les cristaux photoniques.

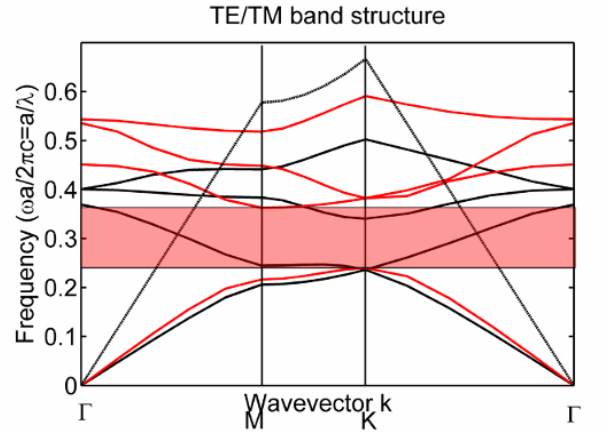
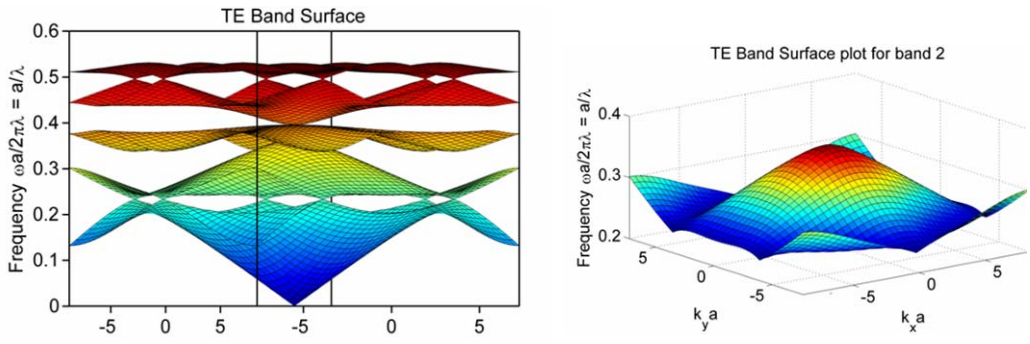


Figure 1-13 : Diagramme de bande calculé par la méthode des ondes planes pour un réseau triangulaire de trous d'air gravés dans une matrice semi-conductrice d'indice équivalent n=3.26 ; a = 476 nm, f.f. = 48%. En rouge, polarisation TM ; en noir, polarisation TE.



(a) (b)

Figure 1-14: (a) Isosurfaces des cinq premières bandes en polarisation TE du réseau triangulaire de trous d'air a = 476 nm, f.f. = 48%, (b) Inversion de courbure de la 2nde isosurface centrée en Γ.

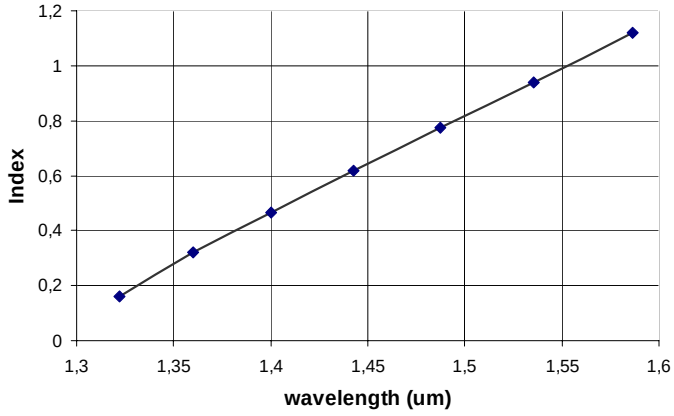


Figure 1-15: Evolution de l'indice effectif déterminé à partir de la 2nde bande permise du diagramme de bande du cristal photonique en fonction de la longueur d'onde.

1.2 Etat de l'art

Les matériaux à indice négatif n'existent pas dans la nature mais d'ores et déjà de nombreux groupes de recherche ont entrepris leur fabrication suivant l'approche métamatériaux ou cristaux photoniques. Dans cette section, nous présenterons les avancées principales effectuées dans la démonstration expérimentale de focalisation sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Au vu de la très nombreuse littérature sur le sujet depuis quelques années, ce tableau d'ensemble ne prétend pas être exhaustif mais permet d'illustrer les principaux facteurs de mérite à atteindre.

Pour les radiofréquences, l'approche utilisée est de type métamatériau métallique. On exploite la réponse du champ magnétique enregistrée entre 15 et 35 MHz sur une structure appelé « Swiss Roll » composé de structures en cuivre de perméabilité négative où l'on a généré un flux magnétique [29]. Les pertes dans ce type de matériau sont un facteur limitant la résolution. Or l'avantage mis en évidence dans cette structure est de fonctionner pour des longueurs d'ondes élevées et a posteriori de présenter des pertes plus faibles. La limite de résolution est indépendante de la longueur d'onde. Une résolution de l'ordre de $\lambda/24$ a pu être déterminée analytiquement et numériquement pour les fréquences RF.

Pour les micro-ondes, la mesure consiste à envoyer un rayon dont la fréquence reste dans la gamme de 6 à 15 GHz à l'aide d'une antenne, de sonder la distribution du champ en récupérant les données relatives au coefficient de transmission et/ou à l'intensité moyenne traitées par un analyseur de réseau en un point de l'espace. La première expérimentation mise en œuvre repose essentiellement sur des mesures d'angles incidents et réfractés à partir d'une lentille constitués d'un réseaux de cylindres (ou barres) diélectriques et à partir d'un prisme en CP 2D métalliques dans un milieu air [27-28]. Cette mesure permet d'accéder à l'indice de réfraction. Dans ces matériaux, la qualité de l'interface et la désadaptation d'impédance entre les milieux air/CP altèrent la transmission. Pour certains angles incidents, une transmission s'élevant à 80% a été obtenue. Cela a conduit à une deuxième mesure consistant à évaluer la résolution de la lentille par l'observation de l'image de deux sources incohérentes séparées d'une distance inférieure à la longueur d'onde. La résolution sous longueur d'onde a été démontrée et atteinte.

Pour l'infra rouge, de telles performances n'ont pu être atteintes jusqu'alors, principalement à cause des contraintes de fabrication difficile de ces matériaux dont les dimensions caractéristiques deviennent nanométriques. La focalisation par réfraction négative est démontrée expérimentalement sur une lentille plate en CP 2D à faible contraste d'indice par plusieurs types de mesures. D'abord, la focalisation d'un faisceau généré par un guide couplé

à une fibre qui permet de conserver la polarisation de la lumière peut être mise en évidence par une mesure de transmission en sortie des guides positionnés à l'arrière de la lentille [30]. La position du maximum d'intensité de champ permet d'identifier le point de focalisation expérimentalement. L'accord entre l'analyse numérique fournie par la méthode FDTD et les mesures expérimentales sur l'effet de focalisation montre que le développement de ces structures CP permet d'accéder à la réfraction négative pour les longueurs d'onde télécoms de 1535 nm et 1595 nm.

Ensuite, d'autres démonstrations expérimentales ont été effectuées sur un cristal photonique en proche infrarouge par la mesure des modes radiatifs par une caméra infra rouge. Un point focal de taille sous longueur d'onde a été atteint autour de 0.6λ [31-33]. La lentille en cristal photonique est modifiée au niveau de son interface afin d'améliorer le couplage entre le mode incident et les modes de surfaces de part et d'autre du cristal photonique [34]. On utilise ces ondes de surface de la même façon que l'on utilise les plasmons sur les métaux pour le phénomène de transmission résonnante. Pour que le recouvrement entre la queue de distribution des modes de surface pénétrant dans le cristal et la lumière soit effectif, la terminaison de l'interface doit être choisi dans la bande de fréquence des k transverses permettant la propagation. La lumière est alors transmise par effet tunnel.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté brièvement les concepts lies à la notion de réfraction négative qui apparaît sous certaines conditions dans les matériaux artificiels.

Initialement le sujet a été abordé sous l'angle d'une ingénierie de permittivité et de perméabilité des matériaux structurés à une échelle plus petite devant la longueur d'onde de travail (notion de milieu effectif). Le travail s'est alors concentré sur l'obtention simultanée de dispositifs présentant ε et μ négatifs dans une bande de fréquence donnée avec pour résultante un indice de réfraction négatif.

Sous l'égide de Pendry et de sa proposition de superlentille, de nombreux travaux ont été consacrés à la recherche d'un indice égal à -1 permettant de réaliser une lentille plate dans l'air. La réalité expérimentale, comme nous le verrons dans les chapitres suivants, notamment en fonction de la longueur d'onde de travail visée, a mis en évidence la complexité d'obtenir cette effet proprement dit, et ce parce que d'autres mécanismes entrent jeu et doivent être pris en compte lors de la conception du dispositif.

Un des outils théoriques d'analyse de ces dispositifs est typiquement la courbe de dispersion ω(k). Celle-ci devient structure de bandes lorsque la structuration du matériau est périodique. C'est alors tout naturellement qu'étant donné les difficultés de fabrication de métamatériaux métallo-diélectriques aux longueurs d'ondes microniques que la communauté des cristaux photoniques ont suscité un intérêt pour la réfraction négative.

En effet, ces CP étudiés depuis plusieurs années pour leurs propriétés de guidage ou de confinement par l'exploitation des bandes interdites ont trouvé un second domaine d'application par l'utilisation des modes de propagation dans les bandes passantes avec la possibilité d'exalter les mécanismes de réfraction négative et d'ultraréfraction [35-36].

Est-il possible d'atteindre la notion de superlentille ou au moins de s'en approcher en dépassant les limites classiques de l'optique géométrique comme la loi de Rayleigh avec le cristaux photoniques ? C'est une question très controversée suscitant de multiples débats. La possibilité de son existence étant même souvent évoquée car induisant des singularités non physiquement acceptables dans le traitement des équations de propagation. Au sein de ce débat, notre travail consistera à explorer un ensemble de pistes nous permettant la construction d'un prototype à base d'un cristal photonique pour mettre en évidence expérimentalement la focalisation d'une source ponctuelle par une lentille plate aux longueurs d'onde optiques (~1.55µm).

Dans ce but, le chapitre suivant sera consacré aux propriétés des CP 2D et à la prise en compte de l'aspect fini du cristal pour aboutir à la proposition d'une méthode d'optimisation d'une lentille plate d'indice n=-1 qui nous ont permis d'aboutir à la démonstration de l'effet de focalisation par lentille plane.

Bibliographie

[1] V. G. Veselago, Sov. Phys. Ups. 10, 509 (1968)

[2] J. B. Pendry, Phys. Rev. Lett. 85, 3966, (2000)

[3] D. R. Smith, N. Kroll, Phys. Rev. Lett. 85, 2933, (2000)

[4] Y. Ben-Aryeh, Journal of Optics B Quantum Semi classical Optics 5, 553, (2003)

[5] J. B. Pendry, S. A. Ramakrishna, Journal of Physics, Condensed Matter 14, 8463, (2002)

[6] A.L. Efros and C.Y. Li, Solid State Phenom. 121–123 (2007)

[7] N. Garcia, M. Nieto-Vesperinas, Phys. Rev. Lett. 88, 207403, (2002)

[8] D. Maystre, S. Enoch, J. Opt. Soc. Am. A 21, 7529, (2004)

[9] T. Decoopman, G. Tayeb, S. Enoch, D. Maystre, B. Gralak, Phys. Rev. Lett. 97, 73905, (2006)

[10] C. Croënne, N. Fabre, D. P. Gaillot, O. Vanbésien, D. Lippens, Phys. Rev. B 77, 125333 (2008)

[11] D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser and S. Schultz, Phys. Rev. Lett. 84, 4184–4187 (2000)

[12] R.A. Shelby, D.R. Smith, S.C. Nemat-Nasser and S. Schultz, Appl. Phys. Lett. 78, 489–491 (2001)

[13] Z. M. Zhang, K. Park, J. Heat Transfer126, 244, (2004)

[14] M. Perrin, S. Fasquel, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien, E. Lheurette, D. Lippens, J. Optics A 7, 3, (2005)

[15] D. R. Smith, J. B. Pendry, M. C. K. Wiltshire, Science 305, 788, (2004)

[16] O. Acher, J.-M. Lerat, and N. Mallejac, Opt. Exp. 15, 1096, (2007)

[17] www.rsoftdesign.com

[18] N. Notomi, Phys. Rev. B 62, 10696, (2000)

[19] C. Luo, S. Jonhson, J. D. Joannopoulos, J. B. Pendry, Phys. Rev. B 65, 201104, (2002)

[20] R. Gajic, R. Meisels, F. Kuchar, K. Hingeri, Optics Express 13, 8596, (2005)

[21] R. Meisels, R. Gajic, F. Kuchar, K. Hingeri, Optics Express 14, 6766, (2006)

[22] A. Martinez, J. Marti, Optics Express 14, 9805, (2006)

[23] S. Foteinopoulou, C. M. Soukoulis, Phys. Rev. B 67, 235107, (2003)

[24] S. Foteinopoulou, C. M. Soukoulis, Phys. Rev. B 72, 165112, (2005)

[25] A. Martinez, H. Miguez, J. Sanchez Dehesa, J. Marti, Optics Express 13, 4160, (2005)

[26] Y. T. Fang, J. Zhou, J. Opt. Soc. Am. A 23, 2283, (2006)

[27] R. Moussa, S. Foteinopoulou, L. Zhang, G. Tuttle, K. Guven, E. Ozbay, C. M. Soukoulis, Phys. Rev. B 71, 85106, (2005)

[28] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Fonteinopoulou, C. M. Soukoulis, Phys. Rev. Lett. 91, 207401, (2003)

[29] M. C. K. Wiltshire, J. B. Pendry, J. V. Hajnal, J. of Physics Condensed Matter 18, 315, (2006)

[30] A. Berrier, M. Mulot, M. Swillo, M. Qiu, L. Thylen, A. Talneau, S. Anand, Phys. Rev. Lett. 93, 73902, (2004)

[31] T. Matsumoto, K. S. Eom, T. Baba, Optics Lett. 31, 2786, (2006)

[32] Z. Lu, B. Miao, T. R. Hodson, C. Lin, J. A. Murakowski, D. Prather, Optics Express 15, 1286, (2007)

[33] R. Chatterjee, N. C. Panoiu, K. Liu, Z. Dios, M. B. Yu, M. T. Doan, L. J. Kaufman, R. M. Osgood, C. W. Wong, Phys. Rev. Lett. 100, 187401, (2008)

[34] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, J. D. Joannopoulos, Phys. Rev. B 44, 10961, (1991)

[35] E. Centeno, D. Cassagne, J. Albert, Phys. Rev. B 73, 235119, (2006)

[36] A. I. Cabuz, E. Centeno, and D. Cassagne, Appl. Phys. Lett. 84, 2031, (2004)

Chapitre 2

Les cristaux photoniques bidimensionnels diélectriques – Optimisation d'une lentille plate avec n=-1

Dans cette partie, nous proposons une étude détaillée des cristaux photoniques bidimensionnels dans l'optique de concevoir une lentille plate à réfraction négative. Après une présentation synthétique des structures de bandes, nous étudierons les conditions d'isotropie nous permettant de définir un indice effectif.

Nous envisagerons ensuite une lame de cristal pour étudier la focalisation d'une source ponctuelle et proposerons une méthode d'optimisation basée sur les résonances internes de la lame induite par sa dimension finie.

2.1 Structure de bande

La structure de bande représente l'ensemble des points de fonctionnement possible – dans la première zone de Brillouin – pour lesquels une onde plane (ω, k) peut se propager sans pertes, dans un milieu infini. Des zones de fréquences interdites, appelées bandes interdites, pour lesquelles aucune propagation n'est possible sont parfois présentes.

La réalité expérimentale que nous abordons est tridimensionnelle par essence. D'un point de vue pratique néanmoins, et dans le but de comprendre, d'analyser et d'optimiser un dispositif, il est quasiment impossible de la prendre en compte, si l'on veut garder des temps de calcul et des ressources mémoire raisonnables. Pour contourner ce problème, nous utiliserons en 2D la notion d'indice effectif en lieu et place de l'indice réel du matériau semiconducteur utilisé comme matrice diélectrique pour créer le réseau de trous. Le calcul de cet indice effectif est fait au début du chapitre 3 et correspond à celui du mode guidé transportant l'énergie lumineuse dans le plan du réseau. Cette méthode permet alors de simuler une structure infinie invariante selon l'axe normal au plan de propagation.

2.1.1 Méthode de calcul

Pour calculer les structures de bandes de matériaux périodiques bidimensionnels, nous utilisons la méthode de décomposition en ondes planes du logiciel Bandsolve de Rsoft (www.rsoft.com). Indiquons que dans ce cadre, nous travaillons sur des cristaux photoniques constitués de matériaux sans pertes d'indice, de permittivité et de perméabilité réelles.

La méthode de la décomposition en ondes planes permet un calcul rapide des courbes de dispersion. Elle s'applique sur toutes les structures dont la constante diélectrique est périodique. Les équations de Maxwell sont représentées dans le domaine fréquentiel puis transformées en un problème aux valeurs propres. Les champs électrique E et magnétique H sont ainsi développés en une somme d'ondes planes.

L'équation résultante aux valeurs propres est alors résolue sur la maille élémentaire du cristal qui par symétrie nous permet d'appréhender des structures périodiques planaires infinies. La cellule de base est choisie de telle sorte à pouvoir répéter le motif suivant les directions de l'espace dans lesquelles le cristal photonique s'organise.

2.1.2 Polarisation Transverse Electrique (TE) et Transverse Magnétique (TM)

Tout d'abord, rappelons que le plan transverse correspond à un plan perpendiculaire à la direction de propagation. Comme dans ce travail, on se limite aux ondes planes, c'est-à-dire celles pour lesquelles les surfaces à phase constante sont des plans, ceci nous permet de répartir les ondes en trois classes :

- Les ondes transverses électromagnétiques dont les champs électrique E et magnétique H sont entièrement transverses. Les composantes longitudinales de ces champs sont donc nulles. On les appelle les ondes TEM.

- Les ondes transverses électriques (TE) où seul le champ E est purement transverse. Quant au champ magnétique, il possède donc une composante longitudinale non nulle.

- Les ondes transverses magnétiques (TM) où seul le champ H est purement transverse et le champ E a une composante longitudinale non nulle.

Dans le cas de structures de périodicité 2D, il n'existe pas d'ondes TEM et on peut décomposer l'ensemble des modes de propagation suivant deux classes de polarisation découplées : TE et TM. Leurs principales caractéristiques sont détaillées dans le tableau 2-1.

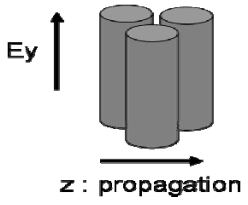
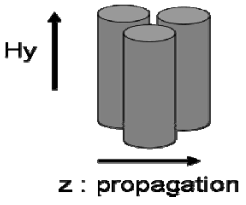
Mode	TM	TE
Distribution du champ		
Composantes	Ey, Hx, Hz	Hy, Ex, Ez

Figure 2-1 : Récapitulatif des propriétés des modes d'un CP 2D.

2.1.3 Réseau réciproque et zone de Brillouin

Pour le calcul du diagramme de bande constitué de l'ensemble des courbes $\omega(k)$ du cristal photonique, il est possible de considérer l'ensemble des vecteurs constituant la première zone de Brillouin réduite. La zone de Brillouin est un sous-espace de l'espace réciproque défini par la maille primitive, dite de Wigner-Seitz, dans l'espace des vecteurs d'onde k. On peut établir

la zone de Brillouin à partir d'une construction géométrique appliquée à la maille primitive de l'espace des k. A partir des vecteurs de base qui créent par translation les nœuds du réseau réciproque, la première zone de Brillouin d'un cristal 2D s'obtient donc en traçant les plans médiateurs des segments joignant l'origine du réseau réciproque au nœud du réseau les plus proches. En allant ainsi aux nœuds correspondants au translations unitaires puis doubles (1ers voisins, 2èmes voisins) on définit un volume fermé appelé première zone de Brillouin. Ce volume par translation par vecteurs de base remplit l'ensemble de l'espace réciproque. Analytiquement, un vecteur G appartient à la zone de Brillouin s'il vérifie la relation suivante pour tout R du réseau direct :

$$e^{iG.(r+R)} = e^{iG.r} \Rightarrow e^{iG.R} = 1 \qquad (2.1)$$

Ainsi, puisque l'onde plane de vecteur G possède la périodicité du réseau direct, un vecteur de la zone de Brillouin translaté par tous les vecteurs du réseau couvre l'ensemble de l'espace. A deux dimensions, les considérations volumiques disparaissent et la zone de Brillouin devient une surface que l'on peut définir à partir des vecteurs de base de réseau réel et du réseau réciproque.

Soient a_1, a_2 les vecteurs de base du réseau réel, les vecteurs de base du réseau dual b_1 et b_2 sont définis par la relation :

$$a_i.b_j = 2\pi\delta_{ij} \qquad (2.2)$$

Ainsi, le réseau de CP 2D à maille carrée est décrit dans l'espace réciproque par une zone de Brillouin carrée alors que le réseau triangulaire par une zone hexagonale. Par symétrie, on peut encore réduire dans l'espace réciproque, l'intervalle d'étude minimale pour restituer l'ensemble des propriétés du cristal à la « zone de Brillouin réduite ». Ces caractéristiques sont résumées dans le tableau 2-2 pour les deux réseaux que nous évoquons majoritairement dans la suite. La zone réduite est référencée par les points de haute symétrie Γ, X et M pour la maille carrée et Γ, K et M pour la maille triangulaire.

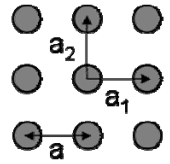
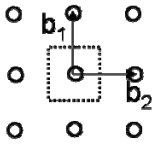
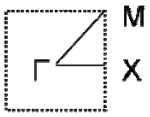
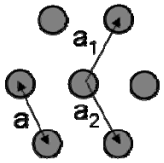
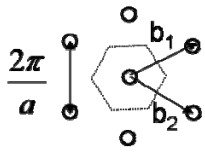
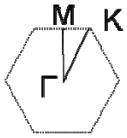
	direct	*réciproque*	*zone de Brillouin*
carrée	 $a_1 = a(0,1)$ $a_2 = a(1,0)$	 $b_1 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(1,0)$	 $\Gamma = (0,0)$ $X = \left(\frac{\pi}{a},0\right)$ $M = \left(\frac{\pi}{a},\frac{\pi}{a}\right)$
triangulaire	 $a_1 = a\left(\frac{1}{2},\frac{\sqrt{3}}{2}\right)$ $a_2 = a\left(\frac{1}{2},-\frac{\sqrt{3}}{2}\right)$	 $b_1 = \frac{2\pi}{a}\left(\frac{\sqrt{3}}{2},\frac{1}{2}\right)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}\left(\frac{\sqrt{3}}{2},-\frac{1}{2}\right)$	 $\Gamma = (0,0)$ $K = \left(\frac{2\pi}{3a},\frac{2\pi}{\sqrt{3}a}\right)$ $M = \left(0,\frac{2\pi}{\sqrt{3}a}\right)$

Tableau 2-2 : Représentation du réseau carré et triangulaire de période a dans l'espace direct et réciproque correspondant. La zone de Brillouin réduite est décrite par les points de haute symétrie. [1]

Nous verrons que les propriétés dispersions du cristal photonique dépendent essentiellement de la période du réseau a et du facteur de remplissage qui désigne le rapport entre l'aire du motif avec R le rayon du motif (trous ou piliers) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau. Le facteur de remplissage est alors :

- $f.f = \frac{\pi R^2}{a^2}$ pour le réseau carré,

- $f.f = \frac{\pi R^2}{\frac{\sqrt{3}}{2}a^2}$ pour le réseau triangulaire.

2.1.4 Influence du facteur de remplissage sur la dispersion

La figure 2-3 présente les diagrammes de dispersion d'un réseau de trous à maille triangulaire pour trois facteurs de remplissage en air : (a) à faible $f.f$, (b) à $f.f$ intermédiaire et (c) à fort $f.f$. Nous pouvons évaluer à partir de ces résultats l'influence du facteur de remplissage sur les propriétés de dispersion à savoir l'ouverture de bandes interdites et l'excursion en fréquence de la 2nde bande permise qui nous intéresse pour nos applications de réfraction négative.

Nous y observons l'existence d'une bande interdite TE, favorisé par ce type de géométrie par rapport à la polarisation TM. A très faible taux de remplissage, la structure est quasiment homogène et perd ses propriétés de périodicité, l'ouverture de la bande interdite TE est donc très faible. Pour un facteur de remplissage moyen, on remarque une large bande interdite TE qui s'établit sur la même gamme de fréquence que la seconde bande permise TM. A taux de remplissage très élevé, la bande TE disparaît et subsiste vers les fréquences supérieures autour de a/λ ~0.5 une bande TM.

En se plaçant dans la zone de recouvrement entre la bande interdite TE et la 2nde bande permise TM pour des $f.f$ moyen de l'ordre de 50%, on peut discriminer facilement deux régimes de fonctionnement bien distincts : l'un propagatif et l'autre interdit. De plus, l'autre avantage de travailler avec ce coefficient de remplissage, est l'obtention d'une meilleure excursion fréquentielle comprise entre 0.24 et 0.34 du régime de réfraction négative. Ceci nous permet de fixer les paramètres géométriques du cristal pour λ=1.55µm dans cette zone. Il s'agit de déterminer maintenant si ce choix est compatible avec la condition d'isotropie essentielle à notre application.

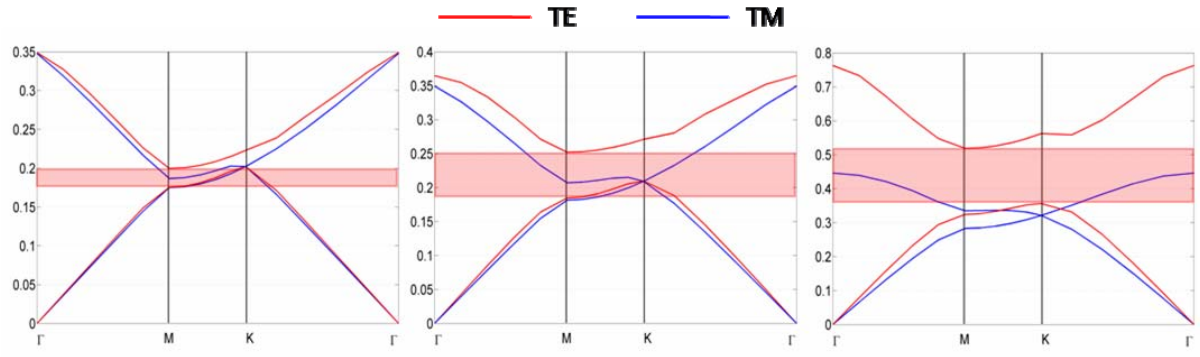


Figure 2-3 : Diagrammes de bande TE/TM calculés sur un réseau triangulaire de trous avec une période fixe de a=476nm pour les facteurs de remplissage : (a) $f.f$ = 0.2, (b) $f.f$ = 0.5, (c) $f.f$ = 0.8.

2.1.5 Etude de l'isotropie par la réprésentation des contours isofréquences

Dès lors que le cristal devient de dimension fini et qu'il est interfacé avec un autre milieu, comme pour les applications d'ultraréfraction ou de réfraction négative, il est indispensable d'intégrer le comportement angulaire et donc d'étudier l'isotropie des courbes de dispersion. Dans la suite sont considérés les deux cas extrêmes de réseau en termes de contraste d'indice à savoir des trous d'air dans une matrice diélectrique et des piliers de diélectrique dans l'air. Les premiers se sont principalement développés dans le domaine optique pour des raisons de technologies de fabrication issues de la microélectronique avec l'intérêt d'une meilleure flexibilité en termes d'intégration planaire. A plus basses fréquences, pour des dimensions centimétriques ou millimétriques, c'est plutôt la seconde solution (arrangement périodique de fils diélectriques) qui s'est développée pour éviter des étapes de gravure ou perçage de trous de profondeur importante.

Comme nous envisageons d'exciter le cristal par une source ponctuelle pour l'application de focalisation par une lentille plane, la situation la plus favorable est celle où la zone de Brillouin est la plus isotrope. Pour l'application de lentille plate, l'étude de l'isotropie va nous permettre de déterminer la gamme de fréquence, la polarisation et la géométrie optimale du cristal photonique pour observer la réfraction négative de manière optimale en seconde bande permise.

- Réseaux de trous d'air gravés dans une matrice diélectrique

On rappelle que pour obtenir n=-1, on cherche à se situer au croisement d'une bande et de la droite définie par $\omega = ck/n$ (ligne de lumière), soit une valeur normalisée pour ω de 0.307 et que c'est pour cette valeur particulière que l'on souhaite une isotropie maximale. Les figure 2-4 et 2-5 montrent les contours équifréquences (EFC) en seconde bande pour les mailles carrée et triangulaire selon deux polarisations différentes dans la première zone de Brillouin non réduite. L'ensemble des interprétations peut être faite en variables réduites, seules importent les grandeurs normalisées a/λ (resp. la période et la longueur d'onde) et le facteur de remplissage.

Pour le domaine des longueurs d'onde qui nous intéressent (1.55µm) et en prenant en compte les contraintes de fabrication, cela correspond à des périodes de l'ordre de 500nm et des facteurs de remplissage en air de 50%.

Dans les quatre cas de figure, les valeurs de fréquences associées aux EFC croissent en se rapprochant du centre de la zone de Brillouin. Les contours EFC calculés pour le réseau carré

tendent rapidement vers une distribution fréquentielle anisotrope et suivent le contour de la zone de Brillouin, elle aussi de forme carrée (Fig. 2-4). Tandis que le réseau triangulaire de symétrie d'ordre plus élevé montre un degré d'isotropie plus élevé (Fig. 2-5). En effet, les EFC se rapprochent de cercles parfaitement définis près de Γ. Pour le réseau carré, nous observons peu de différence dans le comportement isotrope en fonction de la polarisation. Par contre, nous observons une influence plus marquée de la polarisation pour le réseau triangulaire. De l'unique point de vue « isotropie », la gamme de fréquence la plus étendue (variant de 0.31 à 0.35 en valeur normalisée a/λ où la condition d'isotropie est remplie) est obtenue pour le réseau triangulaire en polarisation TM. Néanmoins, le choix d'un réseau est d'une polarisation dépend principalement de l'application visée. Aisni, si nous cherchons à travailler en polarisation TE pour des applications particulières, par exemple pour sonder le champ par une pointe sensible à un champ perpendiculaire à son axe, il sera préférable d'utiliser un réseau carré avec un point de fonctionnement proche de Γ avec une fréquence normalisée correspondante à 0.37, plus faible de 16% que la valeur minimale obtenue avec un réseau triangulaire (~0.44). En effet, plus la valeur de la fréquence normalisée est faible, plus la corrugation apparente du réseau sera petite devant la longueur d'onde d'excitation dans l'air et aura l'apparence d'un matériau plus homogène.

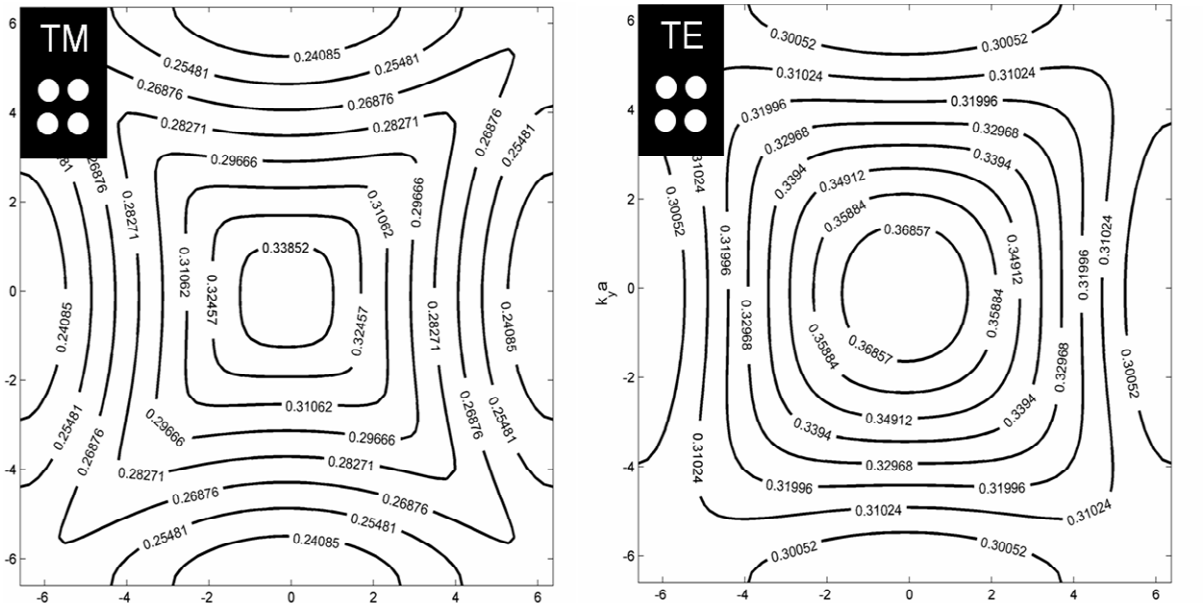


Figure 2-4 : Contours équifréquences (EFC) pour cylindres d'air gravés dans matrice diélectrique ff=49% en seconde bande pour un réseau de CP infini 2D à maille carrée. Avec les EFC ~ représentation des fréquences propres normalisées a/λ dans l'espace des k normalisés ($k_x a$, $k_z a$).

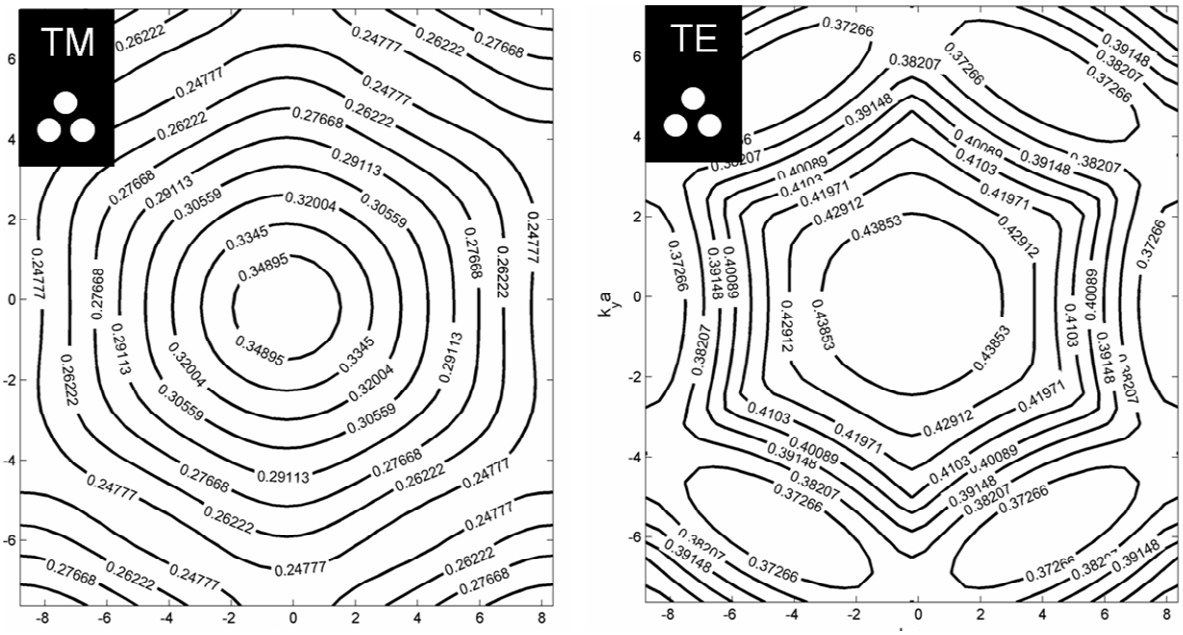


Figure 2-5 : Contours équifréquences pour cylindres d'air gravés dans matrice diélectrique ff=49% en seconde bande pour un réseau de CP infini 2D à maille triangulaire.

- Comparaison avec les réseaux de type piliers

Dans le cas des piliers diélectriques dans l'air, les régions de faible indice de réfraction sont connectées (air). A fort taux de remplissage f.f, le comportement en seconde bande permise est similaire au cas du réseau de trous. Ainsi, l'isotropie optimale s'obtient pour la maille triangulaire et la gamme de fréquence $\Delta\omega$ la plus étendue correspond à la polarisation TM : $\Delta(a/\lambda)_{TM}=0.0129 > \Delta(a/\lambda)_{TE}=0.00725$ avec $\Delta\omega=\omega_{max}-\omega_{min}$ représentant la largeur de bande où la condition d'isotropie est remplie. En polarisation TE, le cas le plus favorable correspond au réseau de piliers arrangés en maille triangulaire car la signature de l'isotropie est inexistante pour la maille carré avec les paramètres caractéristiques considérés.

En comparant les EFC des réseaux de piliers (Fig. 2-6, 2-7) avec les EFC des réseaux de type trous (Fig. 2-4, 2-5), on peut en déduire la variation de l'indice en fonction de la fréquence. Sachant que lorsque le f.f augmente, les bords de bande se décalent vers les hautes énergies, nous remarquons que l'indice varie en fonction de la configuration piliers ou trous. La tendance indique que l'indice dépend de la fraction d'air du réseau. Plus la fraction d'air est élevée (piliers), plus l'indice en valeur absolue est faible. En effet, on a pour un même vecteur d'onde (k_x, k_z), l'indice de phase défini par la relation $n=ck/\omega$. En polarisation TM et pour le réseau triangulaire, on constate que la fréquence normalisée maximale pour les trous $(a/\lambda)_{trous}$ ($a/\lambda \sim 0.348$) est inférieure à celle pour les piliers ($a/\lambda \sim 0.367$) ; ceci confirmant le décalage fréquentielle vers les valeurs plus élevées. Il est donc bien possible de vérifier que

l'indice de phase pour les trous est supérieur à l'indice pour les piliers pour un même vecteur d'onde k.

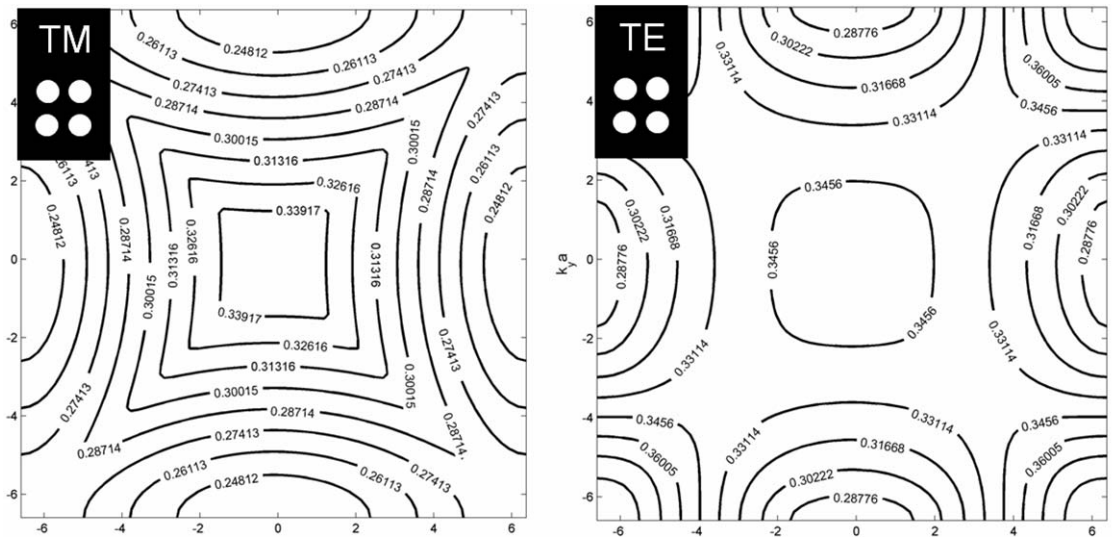


Figure 2-6 : Contours équifréquences pour piliers ff=49% en seconde bande pour un réseau de CP infini 2D à maille carrée.

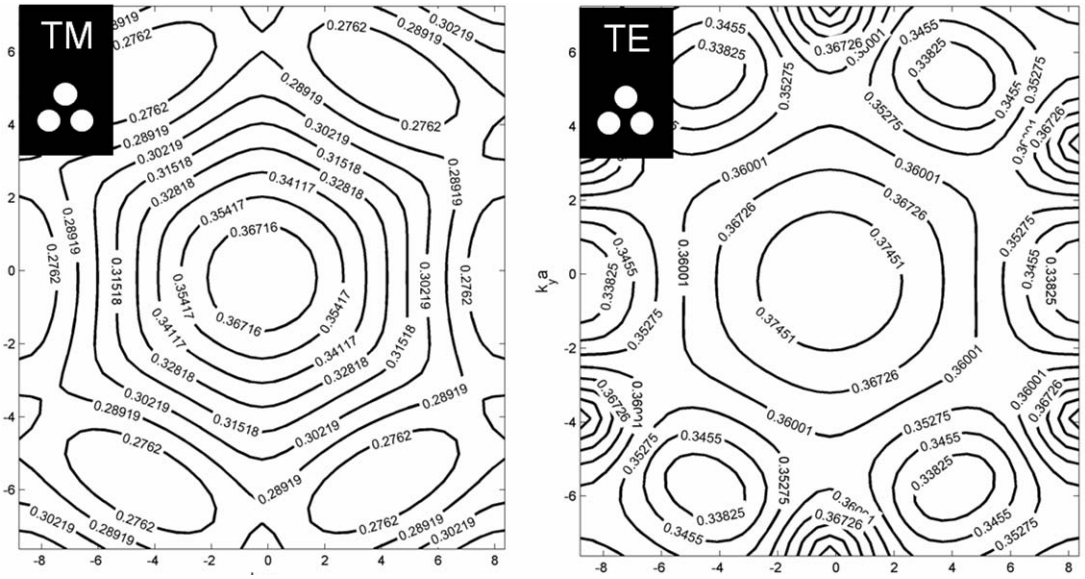


Figure 2-7 : Contours équifréquences pour piliers ff=49% en seconde bande pour un réseau de CP infini 2D à maille triangulaire.

L'analyse de l'isotropie montre la complexité d'optimiser la géométrie des cristaux photoniques pour une application donnée car plusieurs paramètres entrent en jeu. Il s'agit alors de faire un compromis en fonction du challenge technologique, des conditions dans lesquelles le cristal photonique va évoluer en termes de polarisation ou encore de la fréquence de fonctionnement ou de l'application reposant sur différents phénomènes tels que les réflexions, la réfraction, la diffraction…

2.2 Focalisation d'une source divergente par une lame de cristaux photoniques

La structure de bande a longtemps servi à déterminer les bandes de fréquences interdites et passantes des cristaux photoniques. Elle a permis également d'évaluer les propriétés de défauts ponctuels ou linéaires dans le cadre d'application de guidage [2]. Pour les applications qui n'utilisent pas sur les propriétés des bandes interdites mais le régime passant, la prise en compte des effets de couplage entre ondes incidentes et ondes transmises, des ondes de surface ainsi que le transfert d'énergie dû aux interférences de Bragg, est nécessaire.

2.2.1 Optimisation de la focalisation

Sur la base d'un calcul de structures de bandes et de recherche d'isotropie, nous proposons une méthode possible d'optimisation d'une lentille plate d'indice n=-1 à base de CP2D. Nous constaterons aussi l'influence majeure de l'aspect fini de la structure sur la focalisation.

Nous verrons que notre approche soulève de nombreuses questions, certaines encore ouvertes sur les performances potentielles intrinsèques des lentilles à base de CP. Nous tacherons de les synthétiser afin non seulement de pouvoir interpréter les futurs résultats de mesures mais également de proposer d'autres pistes d'optimisation possibles.

Notre approche est basée sur une analyse très précise de la transmission au travers d'un cristal photonique 2D de dimensions finies en fonction de l'angle d'incidence de l'onde sur la première interface du cristal. Une superlentille se doit en effet d'être optimisée non seulement en indice (n=-1) mais également en impédance (z=1) par rapport à l'air et ce de manière isotrope, propriété non encore quantifiable avec les outils présentés jusqu'alors.

2.2.1.1 Structure utilisée

Le cristal photonique utilisé découle des études précédentes afin d'obtenir un indice n=-1 à 1.55µm. Il s'agit d'un réseau triangulaire de trous infinis gravés dans une matrice diélectrique. La période est a=476nm pour un ratio rayon de trou/période r/a=0.367.

La structure comprend 6 rangées et est attaquée dans la direction ΓM (Fig. 2-8). Sa dimension est donc de $6a\sqrt{3}/2$. Nous choisissons une interface plane, le trou étant situé au milieu de la cellule dans la direction de propagation.

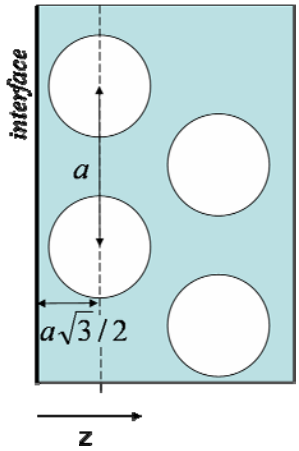


Figure 2-8 : schéma de l'interface du cristal photonique d'étude.

2.2.1.2 Analyse de la transmission

A partir de la problématique des CP 2D dont la taille finie, les pertes, la désadaptation d'impédance [3-4] et d'indice sont à l'origine de la détérioriation de l'image, nous proposons d'analyser précisément la transmission du champ à travers le CP 2D à partir du couplage entre le champ interne et externe évalué à l'interface air/CP. C'est en calculant les spectres de transmission par FDTD 2D pour des ondes d'angles d'incidence différents que nous développons une méthode d'optimisation de la focalisation en ajustant les paramètres suivants : le facteur de remplissage et la constante du réseau. La première tâche de la procédure concerne la propagation d'un pulse gaussien centré en 1.55µm envoyé pour des angles < 30°. Le principe de base est de supposer qu'il existe à une fréquence donnée un indice n=-1 et une transmission T maximale quelque soit l'angle d'incidence et ceci aboutirait à une lentille plate optimisée.

Pour illustrer notre propos, la réponse spectrale en seconde bande permise est enregistrée à partir du calcul de l'intégrale de recouvrement entre le champ propagé $\psi_p(t)$ à l'arrière de la lentille d'épaisseur $6a\sqrt{3}/2$ et le champ de référence source ψ_0 pour un maillage de $\Delta x,z\sim0.02\mu m$, un pas temporel de $\Delta t\sim0.014\mu s$ défini par la condition de stabilité de Friedrichs-Lewy et une durée de simulation de $2^{15}.\Delta t$ nécessaire pour le calcul des transformées de Fourier.

Plusieurs simulations de propagation du pulse sont donc effectuées pour chacun des angles considérés. Au début, le pulse polarisé TM de largeur spatiale de 1µm est dans l'air, puis il rentre dans le CP fini de maille triangulaire orienté selon la direction ΓM et est réfracté deux fois par l'interface d'entrée et de sortie de la lame. La transmission correspond au rapport entre le flux d'énergie incident et le flux transmis. Nous constatons que les spectres de transmission ont 5 pics liés aux interférences constructives et destructives et ceci en seconde bande permise du diagramme de dispersion. Ils correspondent aux résonances Fabry Pérot de la cavité air/CP et le nombre de pics est égal au nombre de rangées de trous moins un. La figure 2-9 montre qu'il existe des modes résonnants qui se propagent de manière optimale autour de 1.55µm ($1/\lambda_0\sim0.645$). Dans cet exemple, l'atténuation la plus faible (inférieure à 20%) est atteinte pour chacun des angles en λ_1 et λ_2. L'atténuation la plus faible est retrouvée sur l'ensemble pour l'angle de 30° qui correspond à la direction cristallographique particulière ΓX.

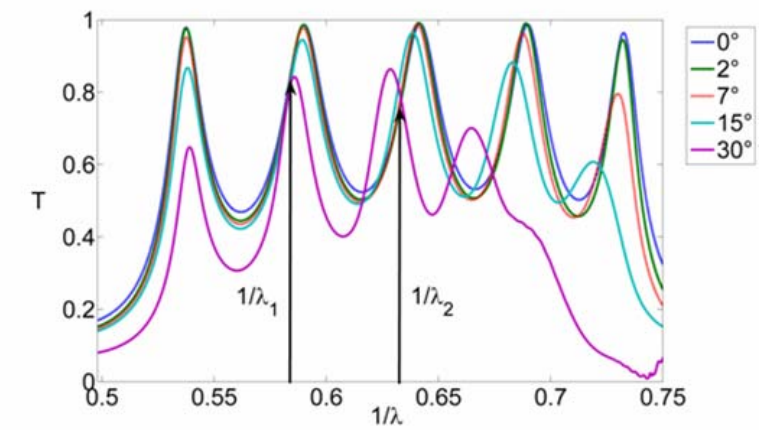


Figure 2-9 : Spectres de transmission pour différents angles d'incidence de l'onde d'un CP de 6 rangées de trous définies selon la direction de propagation. r/a=0.367et la constante du diélectrique ε=11

2.2.1.3 Critères d'optimisation

Comment dès lors optimiser un dispositif pour obtenir simultanément n=-1 et une transmission maximale pour une gamme d'angle d'incidence importante sur la base de ces résonances ?

Pour une longueur d'onde donnée, cette optimisation dépend de la position en longueur de ces résonances et donc du nombre de rangées de la lentille. Celle-ci doit être fixée par l'utilisateur potentiel de la lentille. En effet, à une longueur d'onde donnée correspond une gamme relativement étroite de période de cristal et de coefficient de remplissage (réalisable expérimentalement) permettant de remplir la condition n=-1. C'est donc en fonction des positions respectives de la source à imager et de l'image souhaitée que l'épaisseur de la lentille va être définie. Comme le montre la figure 2-10, il faut respecter certaines géométries pour obtenir l'image, la rapprocher ou l'éloigner de la lentille en fonction de la position de la source.

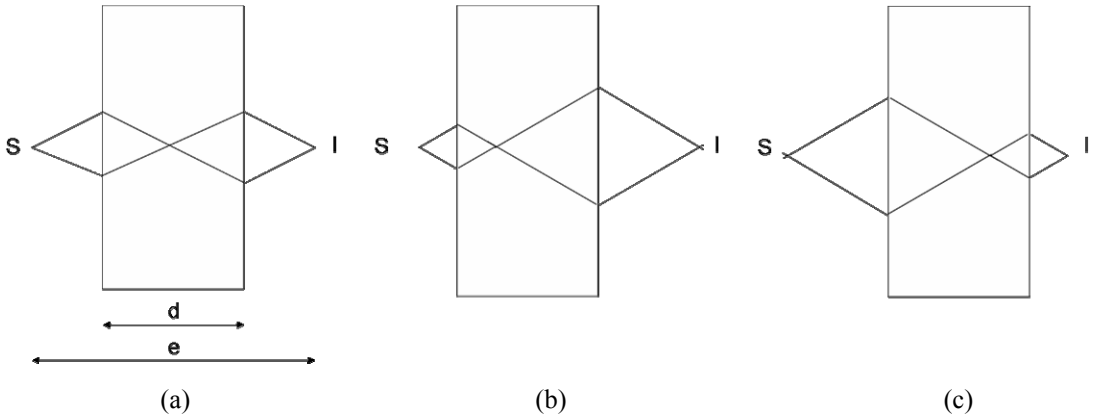
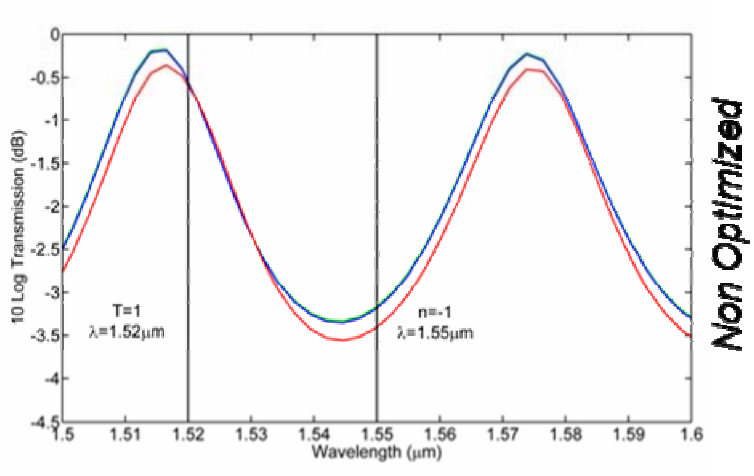


Figure 2-10 : Influence de la position de la source sur la position de l'image par rapport à l'interface (a) position source/lentille P=e/4 avec largeur de lentille d=e/2, (b) P<e/4, l'image s'éloigne, (c) P>e/4, l'image se rapproche de l'interface de sortie.

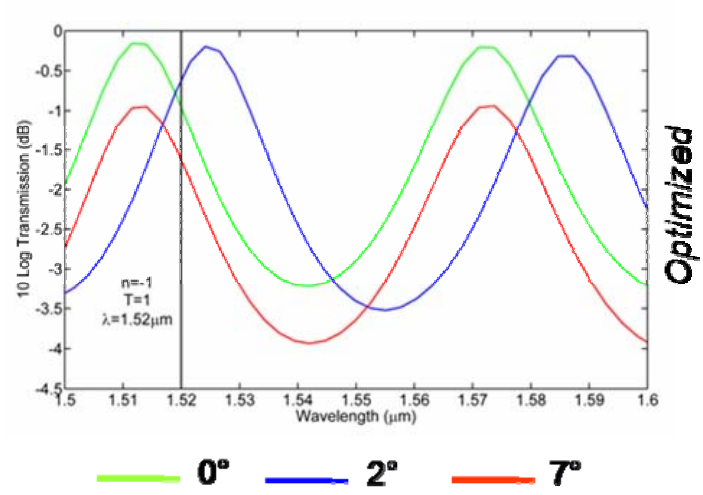
Par la suite donc, on choisit d=e/2 avec une position source lentille de e/4. Par exemple, avec le réseau précédent pour obtenir une distance source image de l'ordre de 10µm, nous utilisons une lentille proche de 5µm soit de 12 rangées.

Si nous avons la certitude que cette lentille présente un indice de -1 à 1.55µm, rien ne nous assure que la transmission à travers la structure ne soit optimale. Le calcul des spectres de transmission entre 0 et 7° sur la figure 2-11 montre que ce n'est pas le cas. Signalons que nous avons limité la représentation aux deux pics de résonance autour de 1.55µm. Ici, n=-1

correspond au minimum de transmission, les pics étant obtenus à 1.52 et 1.375µm respectivement.



(a)



(b)

Figure 2-11 : Optimisation par variation du facteur de remplissage d'un réseau de 12 rangées dans la direction de propagation (a) a = 476nm, d = 350 nm, pour le réseau initial avec n = -1 pour λ = 1.55 µm. (b) a = 476 nm, d = 366 nm Réseau optimisé Transmission optimale et n = -1 pour λ = 1.52 µm

Deux voies d'optimisations s'offrent à nous :

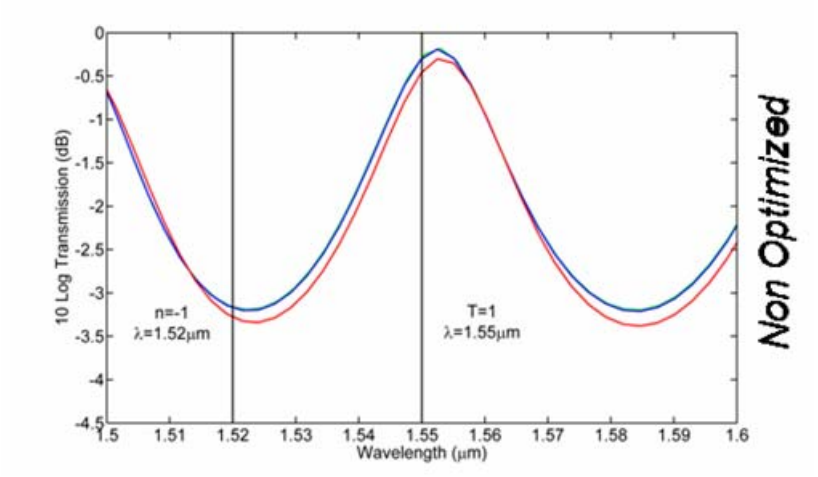
- Si la longueur de travail n'est pas un prérequis absolu, on peut chercher à décaler le n=-1 vers un des pics obtenus pour le nombre de rangées données. Pour modifier à

minima la géométrie globale du dispositif, ceci peut se faire par une faible variation de coefficient de remplissage.

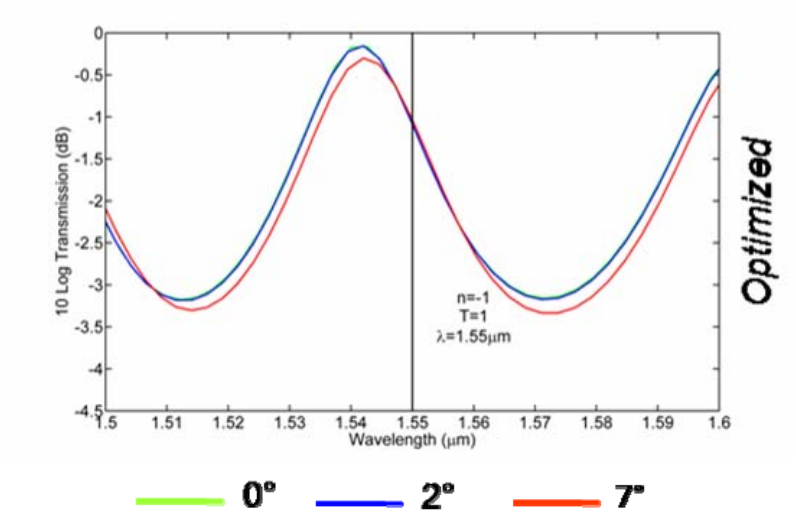
- Si on souhaite de la précision sur la longueur d'onde, l'optimisation nécessite alors deux étapes successives. Il faut tout d'abord modifier légèrement la période pour faire coïncider le pic de résonance avec la longueur d'onde souhaitée puis modifier le coefficient de remplissage pour ramener le n égal -1 à cette position.

A titre d'illustration sur la lentille 12 rangées, à la longueur d'onde de 1.55µm, on observe un minimum de transmission pour les spectres calculés en figure 2-11 (a). La méthode consiste alors à décaler les spectres en ajustant le facteur de remplissage du réseau initial afin d'obtenir l'indice n=-1 à la longueur d'onde de fonctionnement correspondant à un des maxima. Par différentes analyses des EFS, nous déterminons le rapport r/a égal à 0.384 pour une transmission optimale et un n=-1 coïncidant avec le pic en 1.52µm (Fig. 2-11 (b)). Notons que de faibles variations spectrales apparaissent dans la position des pics. Elles sont du second ordre et peuvent être affinées en modifiant le f.f. pour obtenir une meilleure précision. Un deuxième exemple illustre en Fig. 2-12 (a) et (b) le passage d'un réseau non optimisé à 1.52µm à un réseau optimisé en 1.55µm par la modification de la constante de maille a. Cette démarche est complémentaire à la précédente qui est basée sur l'ajustement du facteur de remplissage. Ainsi, il est possible d'obtenir n=-1 et une transmission optimisée pour 1.55µm avec le nouveau paramètre r/a=0.353.

Comme on le voit sur la dernière figure 2-12 (b), dès que l'on modifie un paramètre (a ou coefficient de remplissage), on modifie la dimension de la lentille et la coïncidence entre n=-1 et T maximum n'est pas encore parfaite après une itération, même si on se rapproche du cas idéal. Une seconde itération numérique peut alors être effectuée pour atteindre le but fixé. Notons néanmoins que les variations faites sont de quelques nanomètres à chaque fois et qu'il faut garder à l'esprit que cette précision nécessaire pour cette optimisation fine ne sera pas atteignable expérimentalement. Rajoutons que notre méthode présent l'avantage d'être insensible au nombre de rangées pair ou impair et donc de la position des trous à l'interface en entrée et en sortie.



(a)



(b)

Figure 2-12 : Optimisation par variation de la période et facteur de remplissage d'un réseau de 12 rangées dans la direction de propagation (a) a = 469 nm, d = 350 nm, pour le réseau initial avec n = -1 pour λ = 1.52 µm. (b) a = 469 nm, d = 332 nm Réseau optimisé Transmission optimale et n = -1 pour λ = 1.55 µm

2.2.1.4 Résolution intrinsèque

Avec ces derniers paramètres, il est maintenant possible de simuler l'ensemble de la lentille pour mesurer l'effet de cette optimisation. Ceci est montré figure 2-13. On observe bien la focalisation attendue. Dans cette simulation, cette source est définie comme une source de type gaussien. En calculant la distribution de champ, cette lentille optimisée de 12 rangées est capable de focaliser à l'échelle inférieure longueur d'onde une source ponctuelle. Le pic d'intensité à l'arrière de la lentille représente l'image de la source et se situe à 2.5µm vérifiant la position théorique donnée par la loi de Snell-Descartes. L'adaptation d'indice entre le milieu air et CP est respectée. Cependant à cause de la nature inhomogène du CP structuré en λ/3-λ/4, la focalisation interne reste difficile à observer même si une constriction du champ électromagnétique apparaît au centre. Pour mieux appréhender les améliorations apportées par l'optimisation, la largeur à mi hauteur (FWMH) et la valeur d'intensité de l'image focale sont évaluées sur le profil de champ (Fig. 2-12). Ainsi, les réflexions sont moins importantes dans le cas optimisé (Fig. 2-12 (b)) à savoir que le maximum d'intensité mesuré de 0.088 représente une augmentation de luminosité de 13% par rapport à la lentille non optimisée (Fig. 2-11 (a)). En ce qui concerne la valeur du FWMH du point focalisé, elle atteint la résolution inférieure à la longueur d'onde de 0.7λ mais ne dépasse pourtant pas la limite de Rayleigh. Signalons que cette résolution est très proche des résolutions théoriques optimales (0.66λ) obtenues par d'autres approches basées par exemple sur l'ingénierie d'interface [5].

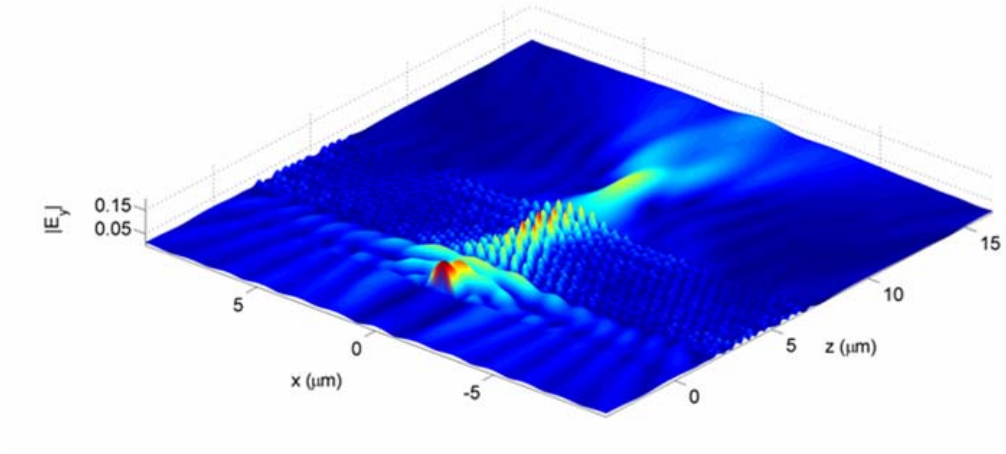


Figure 2-13 : Carte de champ Ey (intensité calculé par FDTD 2D) pour la lentille de 12 rangées optimisée pour λ=1.55µm.

	Source	Image de la structure initiale	Image de la structure optimisée
Intensity (a.u.)	0.12	0.0733	0.088
Perte par rapport source	–	- 2.14 dB	- 1.34 dB
FWMH	1.08 µm – 0.69λ	1.36 µm – 0.87λ	1.12 µm – 0.72λ

Figure 2-14 : Caractéristique de l'image obtenue à partir d'une lentille de 12 rangées d'indice n=-1 optimisée pour λ=1.55µm.

Les résultats obtenus ne permettent une amélioration sur les deux paramètres, notamment sur la brillance de l'image de l'ordre de 10 à 15%. Notons que la structure de départ était déjà proche de l'optimum. Néanmoins, ce gain est réel et justifie notre démarche. A ce stade, il est important de remarquer qu'entre le schéma simpliste des tracés des rayons optiques pour n=-1 et cette simulation 2D apparaissent de notables différences. La tâche obtenue derrière la lentille est de forme oblongues, la résolution reste inférieure à la longueur d'onde mais ne dépasse pas la limite de diffraction en λ/2. Nous allons lister les origines probables de cet écart à l'idéalité afin d'être en mesure d'analyser l'ensemble des phénomènes intervenant dans la construction de l'image et surtout d'être à même de proposer d'autres types d'optimisation.

2.2.2 Limitations de l'effet superlentille

Il s'agit ici d'analyser différents arguments qui tendent tous à dire que mettre en évidence un effet superlentille est impossible avec un CP 2D mais dont certains d'entre eux laissent néanmoins espérer des potentialités supérieures aux approches classiques.

Ces phénomènes peuvent être séparés en quatre thèmes, pas toujours indépendants les uns des autres : (i) aberrations chromatiques liées à la déformation de l'image, (ii) couplage des modes, (iii) réflexions et adaptation d'impédance, et (iv) modes évanescents versus modes de surface.

2.2.2.1 Aberrations chromatiques vues par les lois de l'optique géométrique

Tout d'abord, nos résultats peuvent être comparés à l'approche la plus simple à savoir le tracé des rayons optiques dans le cadre de l'optique géométrique. En effet, idéalement, les points

focaux dans et derrière la lentille ne peuvent exister que lorsque n est égale exactement à -1. Si n est seulement proche de -1, la tâche est agrandie, c'est ce que l'on appelle aberration chromatique. A titre d'exemple, nous montrons figure 2-15 l'évolution de l'indice effectif extrait de la structure de bandes. On observe que des variations allant de -0.8 à -1.3 pour des fréquences normalisées variant de 0.26 à 0.32. Nous traçons figure 2-16 les rayons optiques en utilisant la loi de Snell Descartes pour des valeurs de -0.8, -1, -1.2 en considérant un matériau homogène. Si on observe les points focaux idéaux pour n=-1, ceux-ci disparaissent dans les deux autres cas. Qualitativement, si on analyse les zones où le maximum de rayons se croisent, on observe pour n=-0.8, un décalage vers la gauche de la tâche dans la lentille et son éloignement derrière ainsi que son étalement dans la direction de propagation. La situation s'inverse pour n=-1.2. Dans la limite des petits angles (approximation de Gauss), on peut même montrer qu'il existe la relation : $|n| = \frac{d_1}{d_2}$ avec d_1 : distance source/lentille et d_2 : distance lentille/image.

Si on regarde les résultats de simulations FDTD de la structure réelle donnée figure 2-17 pour n=-0.8, -1, -1.2, on observe difficilement des variations importantes entre les trois cas. La tâche est toujours présente. L'analyse fine du maximum de champ montre néanmoins qu'elle se déplace approximativement selon la loi donnée précédemment. Quant à la taille de la tâche, elle reste relativement important pour les trois situations même si elle est optimale pour n=-1.

Ces résultats indiquent très clairement que la propagation des ondes ne peut être simplement décrite que par un simple effet de réfraction négative. Dans le cas des CP 2D, les aberrations peuvent être expliquées par la diffraction. En effet, comme le milieu diffusant est périodique, elle peut conduire à des phénomènes de diffraction localisés. Lors de l'interaction de l'onde avec le CP, les interférences entre les ondes diffusées influent sur la propagation totale. Ici, les deux phénomènes, à savoir la réfraction négative et la diffraction, coexistent entre eux et cela peut impliquer une modulation de l'indice effectif par diffraction de Bragg. On peut notamment citer l'étude [6] qui montre sur différents types de lentilles que l'évolution de la position de l'image suit une fonction escalier, conséquence de la diffraction Bragg dans cette gamme de longueurs d'onde de la 2nde bande.

Cet écart observé par rapport à une simple application de la loi de Snell-Descartes montre la potentielle dégradation des résultats de focalisation causée par la diffraction. Cette hypothèse se trouve confirmée par l'apparition de lobes secondaires qui ont pu être calculées dans certains cas.

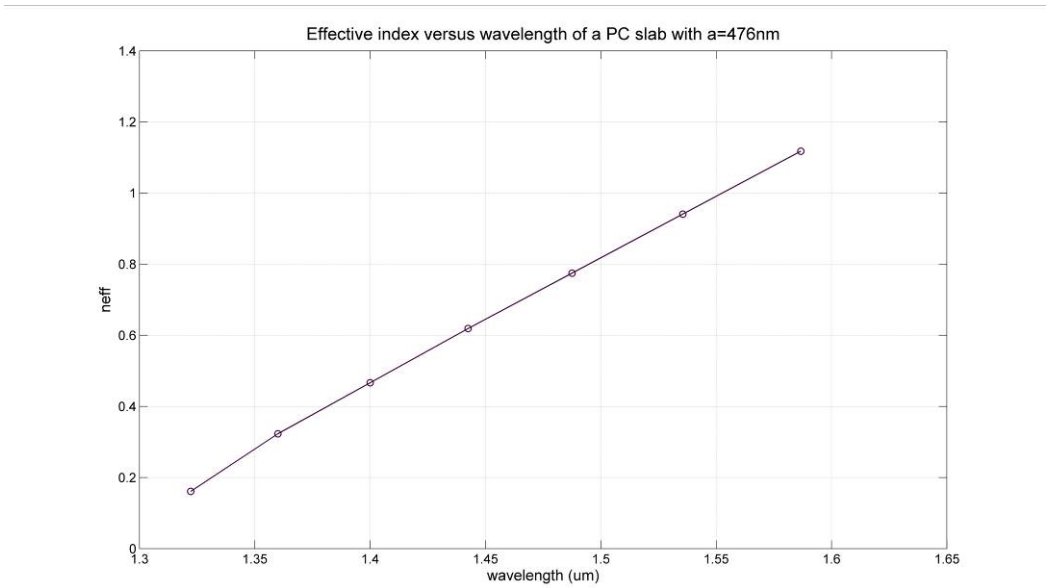


Figure 2-15 : Evolution de l'indice effectif en valeur absolue calculé à partir des EFC sur la 2nde bande en polarisation TM en fonction de la longueur d'onde d'un CP 2D a=476nm, f.f=38%

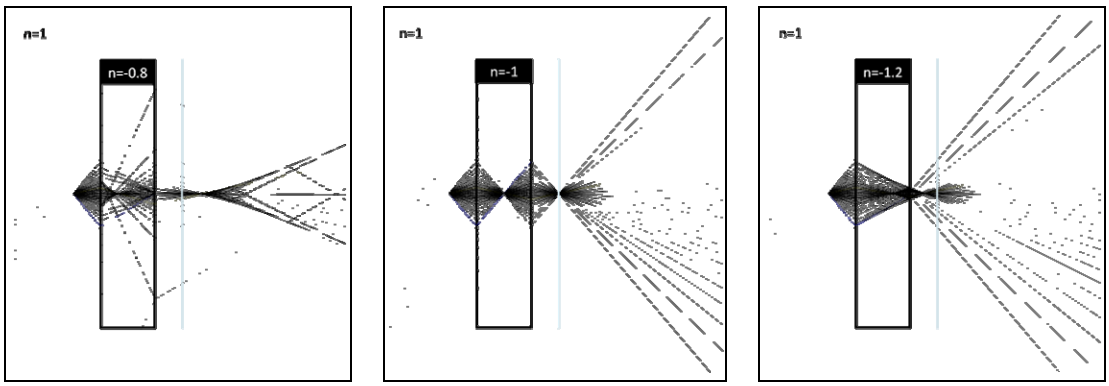


Figure 2-16 : Illustration de la loi de Snell-Descartes pour des lentilles plates d'indice négatif, de gauche à droite -0.8, -1, -1.2.

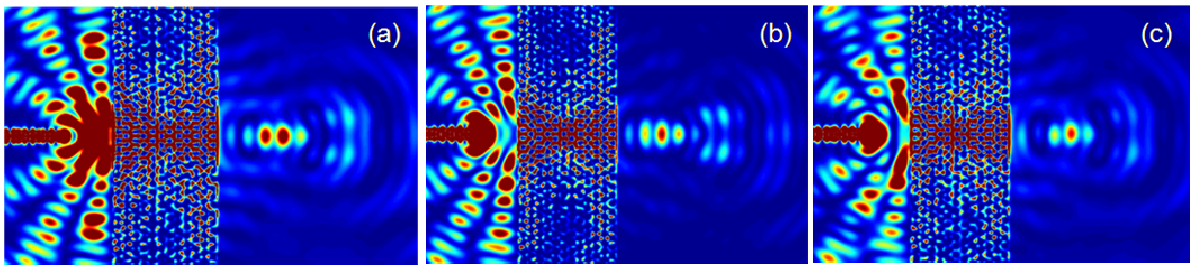
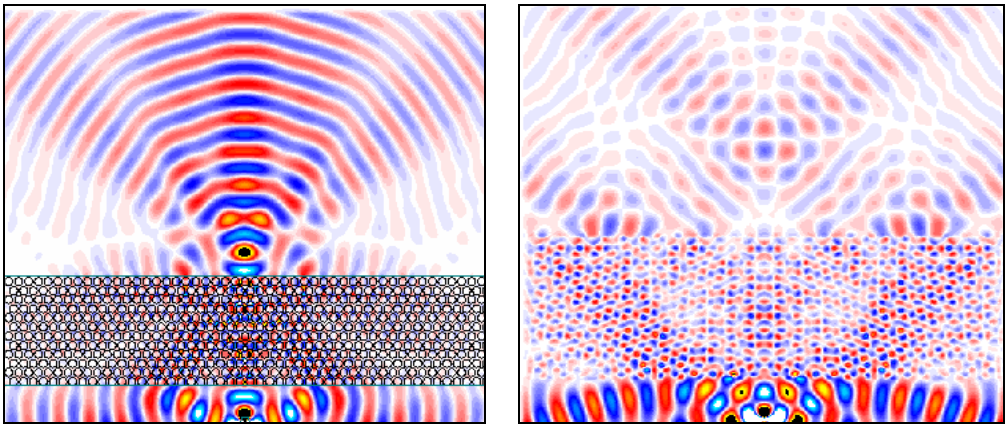


Figure 2-17 : Simulation FDTD 2D d'une lentille CP 2D de maille triangulaire avec r/a=036 et d'indice effectif (a) neff=-0.8 ; (b) neff=-1 ; (c) neff=-1.2.

2.2.2.2 Couplage des modes : importance de la symétrie

Les propriétés d'un CP ayant n=-1 sont différentes d'un métamatériau d'indice n=-1 obtenu grâce à ε=μ=-1. Par exemple, dans ce dernier, il n'existe pas de réflexions aux interfaces car l'impédance z reste égale à 1. Par conséquent, le coefficient de couplage est toujours de 100% quelque soit l'angle d'incidence, ce qui n'est pas le cas pour les CP. Nous reviendrons dans le paragraphes suivant sur cette notion d'adaptation d'impédance. Une étude détaillée du couplage entre un matériau diélectrique (air) et le CP montre les conditions de validité du modèle physique du CP considéré comme milieu effectif. Nous choisissons de baser notre exemple sur le réseau de trou d'air à maille triangulaire pour deux orientations de maille cristalline différentes. La figure 2-18 illustre le couplage pour une lentille dont l'interface est orienté selon ΓM et ΓK pour la fréquence normalisée 0.32 où n=-1. Les résultats sont très différents et la nature de d'image derrière la lentille dans le cas (b) même si elle révèle de la réfraction négative de nature plus complexe que dans le cas (a). Elle n'est en effet, formée que par des ondes issues d'une gamme partielle d'angles d'incidence.

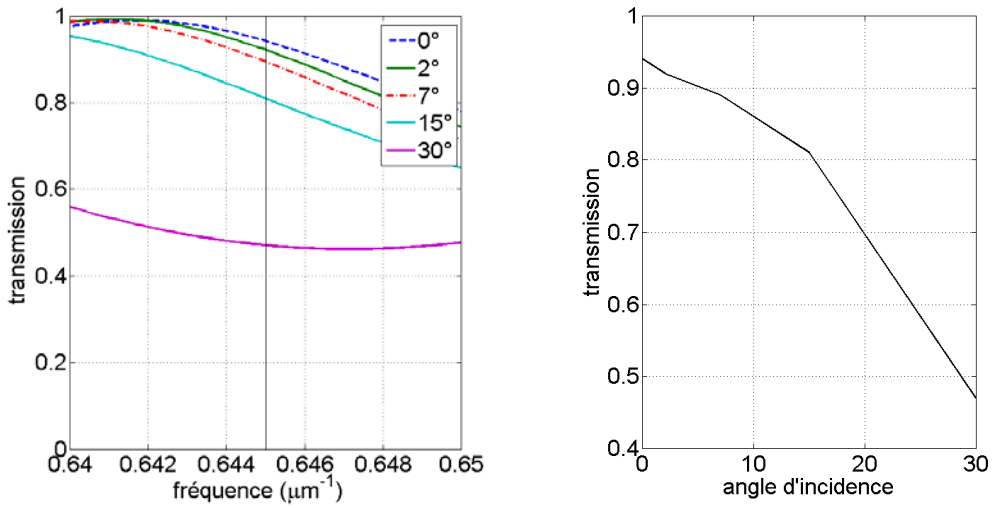


(a) (b)

Figure 2-18 : Carte de champ Ey en polarisation TM pour λ~1.55μm. CP trous d'air gravé dans une matrice avec ε=11, maille triangulaire, a=496nm, r=178nm (a) interface orienté selon ΓM, largeur de lentille $L_z = 12a\sqrt{3}/2$ (b) selon ΓK et $L_z = 12a$

Comme le montre la figure 2-19, pour l'interface ΓM, le maximum de couplage est estimé à 94% pour l'incidence normale. Le taux de couplage diminue avec l'augmentation de l'angle d'incidence. Pour l'interface ΓK (correspondant à 30°) le couplage est de 47%. Le mode de Bloch associé à une onde incidente normale à l'interface est faiblement excité. En ce qui

concerne les autres angles, le couplage reste faible, atteignant un maximum pour 30° correspondant à la direction ΓM.



(a) (b)

Figure 2-19 : (a) Transmission en fonction de la fréquence d'un CP 2D infini selon la direction transverse et de 6 rangées de trous dans la direction de propagation et une interface selon ΓM pour différents angles d'incidence. (b) Evolution de la transmission à λ=1.55μm où n=-1.

Par l'analyse spectrale de la transmission définie par le rapport entre le vecteur de Poynting de l'onde transmise sur l'onde incidente, une étude montre que lorsque le CP est considéré est fini, il peut exister une dissymétrie entre le mode incident et le mode de Bloch. La dépendance angulaire est alors une des conséquences de cette désadaptation de mode [7-9]. En fait, suivant les principaux axes de haute symétrie de la zone de Brillouin, les modes présentent une symétrie miroir paire par rapport au vecteur ΓM ou impaire par rapport à ΓK. Dans cet exemple, le mode pair fondamental a une distribution verticale caractérisée par un champ E majoritairement dans le plan. Si les modes sont de parité opposée, la probabilité de transition est nulle.

En polarisation TM, l'onde incidente est de symétrie impaire avec un champ E ayant une contribution selon l'axe parallèle aux trous. Ainsi, le coefficient de couplage est nul pour l'interface normale à ΓK et reste faible pour l'ensemble des angles. En se rapprochant de la direction ΓM, il existe une excitation multimode correspondant à la ligne de conservation de vecteurs transverses qui coupent les EFC des zones de Brillouin voisines (Fig. 2-20).

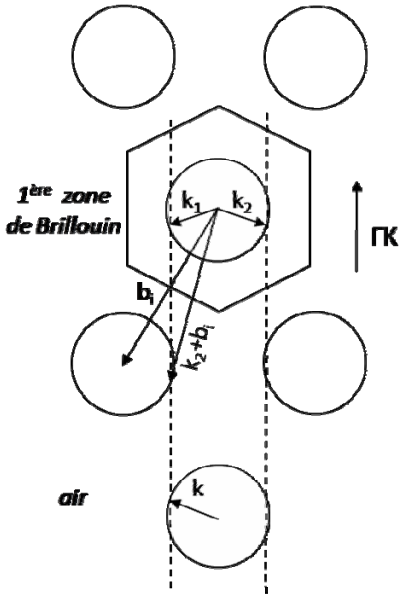


Figure 2-20 : Excitation des modes de Bloch dans les zones voisines de Brillouin pour un cristal photonique dont l'interface est orientée selon ΓK et un angle incident proche de la direction ΓM.

L'analyse du couplage révèle que l'EFC définissant la direction de propagation dans un CP ne garantit pas un comportement suivant les lois de l'optique géométrique des matériaux homogènes et par conséquent il faut tenir compte de la symétrie des modes propres et l'excitation des modes d'ordre supérieur.

Ces résultats montrent toutefois qu'une image de bonne qualité, témoins de la réfraction négative est obtenue dans le cas de l'interface orientée ΓM. Si un couplage important est préservé pour des angles d'incidence allant jusque 15°, ce qui justifie pleinement la méthode d'optimisation présentée en section 2.2.1.

2.2.2.3 Réflexions et adaptation d'impédance

Corrélativement au paragraphe précédent, le couplage peut être vu sous une autre forme, à savoir l'adaptation d'impédance, souvent posée en termes de permittivité et perméabilité effective. Les métamatériaux construits sur une ingénierie de ces deux paramètres autorisent cette adaptation non seulement d'indice mais aussi d'impédance (ε=μ=-1) sans ingénierie d'interface supplémentaire par exemple.

Est-ce possible avec un cristal photonique 2D ? Il semble aujourd'hui que la réponse soit négative. Une telle adaptation ne peut être que partielle.

Dans le cas d'un réseau carré proche de nos structures, on a constaté en effet qu'en 2nd bande l'impédance montre une évolution peu importante avec une valeur maximale de l'ordre de 0.3 loin de la valeur 1 recherchée [4]. De plus, les paramètres ε et μ semblent varier en fonction de l'angle d'incidence entre l'onde et le réseau [10]. Dans la mesure où l'indice est isotrope, c'est donc l'impédance qui présente une anisotropie marquée. Le couplage entre l'onde incidente et le réseau dépend donc de l'angle d'incidence ou de manière duale des directions cristallines principales de ce réseau, rejoignant aussi les conclusions du paragraphe précédent.

Néanmoins, il semble possible de définir un ε et un μ effectif moyen qui fasse en sorte d'optimiser le processus de focalisation d'une lentille plate. Ceci a pu être montrée en [10] en remplaçant le milieu extérieur par un « faux air » avec les valeurs opposées de ε et μ. Pour améliorer cette adaptation d'impédance, lorsqu'on réutilise de l'air « normal » environnant, on trouve de nombreuses propositions dans la littérature relatives à une ingénierie d'interface de la lentille : utilisation de trous oblongues plutôt que circulaire ou un rangée de trous de plus petit diamètre ou un mélange des deux ; modifier la troncature du réseau en coupant la lentille dans le plan d'une rangée de trous au milieu de ces derniers. Des améliorations sont apportées même si c'est principalement l'incidence normale ou les petits angles qui sont visés par ces optimisations. Le problème relatif aux incidences obliques, fondamental pour notre application reste peu exploré.

2.2.2.4 Résolution : ondes évanescentes/modes de surface

La dernière grandeur non encore évoquée jusqu'alors concerne la résolution de l'image obtenue. Peut-on atteindre la notion de superlentille (résolution parfaite), autrement dit peut dépasser la limite de Rayleigh (résolution λ/2), ou tout simplement obtenir une résolution sous longueur d'onde ?

On rappelle que le but de la superlentille est de récupérer l'ensemble des composantes propagatives et évanescentes de la source. La récupération des composantes évanescentes est obtenue grâce à leur croissance dans le milieu de l'indice négatif.

Concernant les ondes propagatives, on a vu que l'orientation cristalline joue un rôle essentiel dans le couplage du mode optique entre les deux milieux, et ceci même pour une fréquence qui correspond à un contour isofréquence rond, signature de l'isotropie. On peut faire un parallèle avec l'optique géométrique et l'approximation de Gauss qui prend en compte que les

rayons peu inclinés par rapport à l'axe optique. Or, cette approximation ne présente dans notre cas peu d'intérêt car il nous faut modéliser les phénomènes liés à la polarisation et aux interférences pour le milieu CP pour un large panel d'incidence.

Pour illustrer les réflexions dites anormales aux interfaces air/CP, considérons la propagation d'une onde sur une interface orientée selon une direction différente d'une des directions principale cristalline. En optique classique, la lumière se réfléchit sur une interface de diélectriques d'indices différents. Cet effet caractéristique est l'une des propriétés essentielles des composants de l'optique intégrée comme les miroirs diélectriques, les guides et les fibres optiques. D'après la loi de Snell-Descartes, l'angle d'incidence pris par rapport à la normale à l'interface est égal à l'angle du rayon réfléchi. L'angle de Brewster représente l'angle limite pour lequel la réflexion devient totale sous la condition que le rayon incident se propage d'un milieu de plus haut indice vers un milieu de bas indice. Dans le cas des CP, la vitesse de phase et la vitesse de groupe ne suivent plus les règles de l'optique géométrique. Ainsi, on peut observer des réflexions internes totales, des rayons réfléchis se propageant dans des directions cristallines privilégiées et enfin de fortes réflexions rétropropagées. Lorsque la troncature du CP n'est pas alignée selon une direction de haute symétrie, la périodicité est cassée.

Pour résumer, l'analyse des diagrammes de vecteur d'onde constitue l'outil fondamental pour l'étude des réflexions aux interfaces. Une troncature quelconque implique un raisonnement sur l'ensemble des zones de Brillouin car le comportement modal est influencé aussi bien par les modes fondamentaux que les modes supérieurs. L'angle de troncature pourrait être assimilé à l'angle d'une onde incidente. Cette approche nous permettra de comprendre le phénomène de focalisation d'une source divergente qui par définition couvre l'ensemble des angles d'incidence.

Ainsi, la structuration du cristal implique une sélection angulaire qui se fait au détriment de l'application de focalisation. Néanmoins, en supposant que l'ensemble des ondes propagatives soient transmises par le milieu, il apparaît que la résolution minimale en 2nde bande soit de l'ordre de $2\lambda/3$, valeur proche du résultat obtenu par notre méthode d'optimisation [11-16].

Pour aller en deçà, la difficulté est importante car il faut prendre en compte les ondes évanescentes pour les transporter en sortie du cristal, et ce à cause des conditions à remplir nécessairement sur $\varepsilon=\mu=-1$, ou de manière moins restrictive sur l'adaptation simultanée de l'indice et de l'impédance (pas forcément égaux à1).

Pourtant des auteurs annoncent des résolutions sous longueurs d'onde et sous la limite de Rayleigh avec des CP. Il n'est pas toujours aisé de connaître les réelles conditions dans

lesquelles elles sont obtenues. L'une des explications la plus convaincante repose sur l'excitation de modes de surfaces [17] aux allures équivalentes aux plasmons dans les structures métalliques. Une onde évanescente issue de la source se couple à un mode de surface à la 1ère interface lui-même couplé à un mode de surface de la 2nde interface pour restituer « quasiment » l'amplitude initiale sur le point focal. Ceci permettrait d'obtenir des résolutions largement inférieures à $\lambda/2$, d'après ces calculs.

La solution pour y parvenir selon ces auteurs est d'utiliser une surface corruguée à savoir une interface créée au milieu d'une rangée de trous. Rappelons que cette solution a déjà été proposée pour optimiser l'adaptation d'impédance. Ceci montre clairement que l'ensemble des phénomènes présentés dans cette partie sont liés et que les appréhender dans leur ensemble reste complexe.

Conclusion

Sur le sujet de la focalisation idéale par une lentille d'indice n=-1, la littérature est immense. Nous avons essayé de reporter dans ces deux premiers chapitres, les éléments qui semblaient essentiels à sa compréhension. Néanmoins, dans de nombreux cas, notamment expérimentaux, les résultats fournis restent très parcellaires et le nombre de cas « particuliers » augmentent proportionnellement avec le nombre d'articles parus sur le sujet. Ceci est particulièrement vrai dans le domaine des cristaux photoniques. De plus, toutes ces études restent généralement bidimensionnelles.

Dans le cadre de notre de travail, le challenge se porte sur la démonstration et à l'amélioration de la lentille plate à base de cristaux photoniques en régime de réfraction négative en passant en premier lieu par l'adaptation d'indice ce qui n'est pas le cas dans plusieurs travaux cités précédemment. Même si des progrès considérables ont été réalisés sur la compréhension du phénomène de réfraction négative sur le plan théorique, beaucoup de questions restent à traiter dans le domaine de l'optique, aussi bien sur le plan de l'optimisation de la fabrication de prototypes que sur le plan expérimental.

Bibliographie

[1] C. Kittel, Introduction à la physique du solide, Edition Wiley (1996)

[2] TF. Krauss, RM. DeLaRue, S. Brand, Nature 383, 699-702 (1996)

[3] N. Fabre, X. Melique, D. Lippens, O. Vanbesien, Opt. Comm. 281, 3571, (2008)

[4] C. Croenne, N. Fabre, D. P. Gaillot, O. Vanbesien, D. Lippens, Phys. Rev. B 77, 125333, (2008)

[5] C. Luo, S. G. Jonhson, J. D. Joannopoulos, Phys. Rev. B 68, 045115, (2003)

[6] Y. Fang, Q. Zhou, Appl. Phys. B 83, 587, (2006)

[7] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, L. A. Kolodziejski, Phys. Rev. B 60, 5751, (1999)

[8] T. Ochiai, K. Sakoda, Phys. Rev. B 63, 125107, (2001)

[9] X. Yu, S. Fan, Phys. Rev. E 70, 055601, (2004)

[10] T. Decoopman, G. Tayeb, S. Enoch, D. Maystre, B. Gralak, Phys. Rev. Lett. 97, 073905, (2006)

[11] J. Garcia-Pomar, M. Nieto-Vesperinas, Opt. Express 15, 7786, (2007)

[12] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Foteinopoulou, and C.M. Soukoulis, Nature 423, 604, (2003)

[13] Z. Ruan, M. Qiu, S. Xiao, S. He, L. Thylen, Phys. Rev. B, 71, 45111, (2005)

[14] S. Foteinopoulou and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. B 72, 165112, (2005)

[15] A. Martinez, J. Marti, Phys. Rev. B, 71, 235115, (2005)

[16] X. Wang, Z. F. Ren, and K. Kempa, Appl. Phys. Lett. 86, 061105, (2005)

[17] A.L. Efros and C.Y. Li, Solid State Phenom. 121–123 (2007)

Seconde partie :

Conception et réalisation d’une lentille plate à base de cristaux photoniques pour l’optique

Chapitre 3

Conception du prototype caractérisable en champ proche optique

La génération et le transport de la lumière dans un cristal photonique bidimensionnel réel requièrent le contrôle par confinement vertical des photons à l'échelle de la longueur d'onde. Pour l'instant, nous avons traité de la réfraction négative avec des données 2D. Si le comportement 2D est largement décrit dans de nombreux travaux, peu présentent l'aspect 3D du guidage des ondes et de la propagation en espace libre simultanément. Dans ce chapitre 3, les choix de conception sont rapportés, en particulier la structure du guide planaire et le type de source divergente. Une première démonstration numérique 3D est donnée en guise de vérification du fonctionnement du prototype.

3.1 De la réalité 3D au système 2D : le cristal photonique 2.5D

La fabrication de cristaux photoniques diélectriques aux longueurs d'ondes optiques constitue un challenge technologique tant au niveau de la lithographie électronique qu'au niveau des procédés de gravure sèche. Dans ce qui suit, nous allons présenter les principales technologies utilisées liées aux matériaux semiconducteurs de la filière Silicium et de la filière III-V. Nous définissons alors un prototype au vu des informations présentées, en accord avec les contraintes de caractérisation et des objectifs fixés.

3.1.1 Dimensionnement pour l'optique : approche substrat ou membrane

Pour obtenir l'effet recherché, il faut être capable de générer et d'acheminer la lumière avec un minimum de pertes. Historiquement, les premiers travaux se sont concentrés sur la réalisation de réseaux de trous/piliers dans une matrice semiconductrice à rapport d'aspect élevé, c'est-à-dire une profondeur de gravure largement supérieure à celle de la dimension du motif. Il est alors nécessaire de travailler avec des rapports d'aspect minimum de 20. C'est donc dans ce sens que de nombreux progrès ont été réalisés, utilisant les techniques de gravure sèche, de croissance sélective, de gravure électrochimique. On peut notamment citer l'obtention d'une structure en silicium poreux sur une profondeur de plusieurs centaines de microns pour une période de 8µm [1].

Mais, pour pallier les pertes dans le substrat et les pertes hors plan, deux approches proposées par Krauss [2] basées sur le confinement optique du champ électromagnétique dans la troisième direction de l'espace peuvent être envisagées (Fig. 3-1) en exploitant les techniques de la microélectronique avancée.

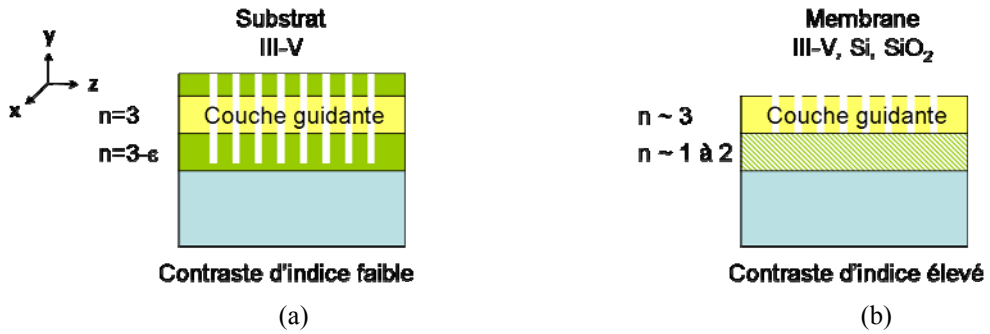


Figure 3-1 : Les principales technologies utilisées pour les CP 2.5D : (a) approche substrat basée sur un guide plan à faible contraste d'indice Δn~0.01, (b) approche membrane basée sur un guide à fort contraste d'indice Δn~1-2.

L'approche substrat (Fig. 3-1 (a)) consiste à réaliser un réseau de trous dans une multicouche semiconductrice à faible confinement vertical issue des matériaux III-V, autrement dit avec un contraste d'indice (Δn) entre la couche guidante et les couches de confinement – appelées substrat et superstrat – autour de 0.1, 0.2 [3-4]. Le mécanisme utilisé est simplement la réflexion totale générée aux interfaces d'un guide planaire dans la direction y. En principe, il s'agit de réaliser par la technique d'épitaxie par jets moléculaires le guide d'onde planaire de manière à ce qu'il soit monomode. Les performances en termes de pertes intrinsèques et extrinsèques passent par le réglage des concentrations des différents éléments dans la multicouche et par la détermination des épaisseurs optimales des couches constituant la gaine et de la couche guidante où la quasi-totalité du champ est confiné. La difficulté de cette réalisation technologique pour l'optique est double : il est nécessaire de maitriser la croissance de couches semiconductrices ternaires ou quaternaires de faible épaisseur et également la définition de motifs à l'échelle sous-longueurs d'onde et leur gravure profonde. La première est largement maitrisée depuis les recherches intensives sur les lasers à semiconducteurs, notamment à base de GaInAsP/Inp. Pour la seconde, typiquement, à la longueur d'onde de 1.55μm et compte tenu de l'indice de réfraction optique des semi-conducteurs en jeu (ε~10-12), il convient de créer des structures photoniques de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres avec une profondeur de gravure autour de 1 à 2 μm [5-6]. Cette approche reste néanmoins le meilleur moyen de répondre efficacement au besoin d'intégration des fonctions optiques sur les circuits microélectroniques. En effet en exploitant les propriétés des technologies III-V, l'intégration de composants actifs sur une puce est facilitée simplement parce qu'elle permet d'injecter efficacement un courant. En plus, les matériaux constituants sont stables thermiquement.

La deuxième approche consiste à utiliser les techniques de type membrane silicium ou de report sur substrat SOI à faible permittivité [7-8]. Dans ce cas, on obtient un meilleur confinement vertical par l'indice avec un contraste d'indice élevé. De plus, dans cette configuration, les CP de la filière Silicium nécessitent des techniques de gravure plus simples car les rapports d'aspect sont beaucoup moins importants allant de 1:1 à 1:2 alors que dans l'approche précédente, les rapports vont de 1:6 à 1:10. Hormis ces aspects technologiques et la reproductibilité améliorée des CP de type membranaire, un autre avantage est régulièrement mis en avant, à savoir la possibilité d'obtenir une ingénierie de vitesse de propagation de l'onde optique plus facile. On peut en effet obtenir des courbures de bandes beaucoup moins marquées avec la possibilité de ralentir très fortement la vitesse de groupe – régime de bande plate – avec l'avantage associé de modes à durée de vie élevée.

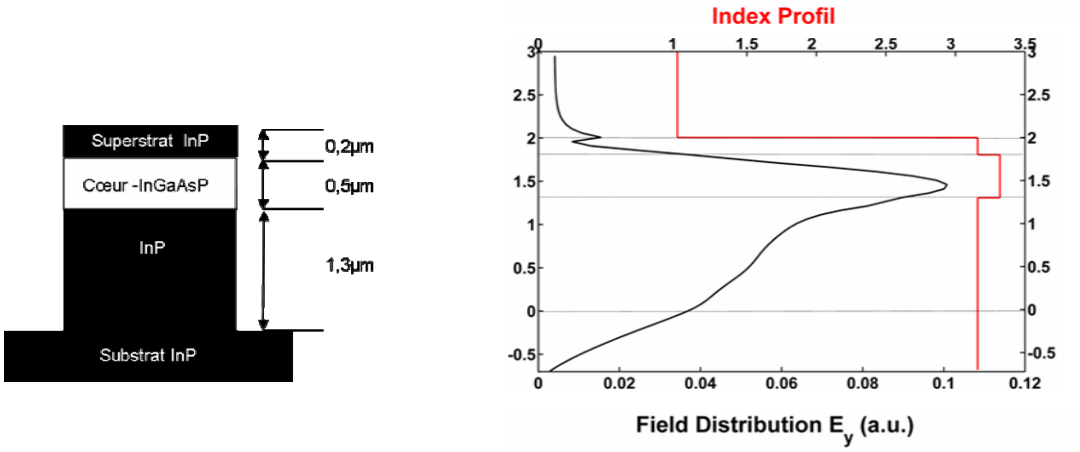
Enfin, si l'on compare les technologies en terme de pertes, pour le cas particulier des guides basés sur l'utilisation des bandes interdites photoniques (BIP), la technologie sur SOI est à

l'état de l'art et montre un taux de pertes plus faible d'un ordre de grandeur par rapport aux technologies de faibles contraste d'indice (GaAs/AlGaAs, InP/InGaAsP). En revanche, le couplage en entrée et en sortie des CP qui s'avère être problématique pour des technologies sur SOI ou de type membrane, est résolu pour les CP reposant sur des multicouches à faibles contrastes d'indice, car la largeur du mode vertical dépasse largement la couche guidante et améliore donc les conditions de couplage avec les composants photoniques classiques. De plus, les pertes (pour l'approche faible Δn) varient de façon monotone quelque soit les défauts. Dans ce cas, les pertes sont moins sensibles aux courbures et donc aux discontinuités. Selon les cas, que l'on soit dans un système de trous ou de piliers diélectriques ou selon l'application, des études sur l'optimisation des pertes montrent que le réglage du facteur de remplissage et de l'épaisseur optimale de gravure diffère [9-10]. Par exemple, dans un guide à gap de photons, la détermination de l'épaisseur de la lame dépend de la polarisation de l'onde pour laquelle le gap apparaît et donc de la configuration, piliers ou trous. Dans le cas d'une cavité, on regarde le temps de durée de vie du mode (~facteur de qualité, Q) pour obtenir des états localisés dans la cavité résonnante, et dans ce cadre des coefficients très importants ($Q \sim 4.10^6$) ont été obtenus en approche membranaire [11].

En fait, on se rend compte que ces approches ont chacunes leurs particularités et peuvent être exploitées selon l'application visée. Pour la suite de nos travaux, nous optons pour une hétérostructure guidante à faible contraste d'indice de la filière InP qui est de notre point de vue mieux adaptée aux exigences de la caractérisation du prototype de lentille plate en espace libre, ainsi qu'à nos moyens de fabrication. Nous pourrons également nous reposer sur l'expérience acquise au sein de l'équipe sur ces structures au cours de ces dernières années [12-13].

3.1.2 L'hétérostructure guidante : Propagation et indice effectif

En tirant parti de l'expérience acquise sur les CP basés sur une hétérostucture semiconductrice de la filière InP dont les dimensions sont données sur la figure 3-2 (a), il a été estimé à partir du profil de champ que 2µm de profondeur gravée semblent suffisant pour pallier les pertes hors plan et dans le substrat. Comme le montre la figure 3-2 (b), la couche guidante de plus fort indice optique (~3.32) constituée du composé quaternaire GaInAsP d'épaisseur 0.5µm, est entourée de deux couches d'InP d'indice 3.16, à savoir le superstrat d'épaisseur 0.2µm et le substrat gravé sur 1.3µm. En effet, en raison de l'étalement de l'onde, la gravure doit être profonde pour que toute l'onde soit captée et que la diffraction vers l'air et le substrat reste faible : si les trous traversent toute l'épaisseur du mode guidé, les simulations numériques montrent clairement que les pertes optimisées.



(a) (b)

Figure 3-2 : (a) Schéma de l'hétérostructure d'InP/InGaAsP confinant le champ dans la direction transverse, (b) Distribution du champ Ey et le profil d'indice associé à (a).

En toute rigueur, la modélisation électromagnétique des cristaux photoniques 2D devrait prendre en compte l'épaisseur finie et la structure du guide planaire. La différence entre l'analyse 2D et 3D résiderait alors dans la prise en compte des pertes hors plan qui ont un impact sur la composante $k_{//}(\omega)$. Les caractéristiques de dispersion seraient décalées vers les hautes fréquences. Pour des CP planaires à faible contraste d'indice, nous pouvons utiliser la méthode de l'indice effectif. Elle permet de transformer la structure à trois dimensions en une structure à deux dimensions qui peut alors être traitée analytiquement [14].

Le principe de cette méthode est de résoudre séparément les problèmes à une dimension dans les directions x et y en calculant les constantes de propagation dans un guide à profil d'indice bidimensionnel $n(x,y)$ (Fig. 3-3 (a)). L'équation d'onde à deux dimensions est réduite à deux équations à une dimension en se basant sur l'approximation de la séparation des variables d'espace du champ propagé $E(x,y) = F(x).G(y)$. En appliquant cette méthode à un guide ruban, la première étape consiste à calculer les indices de la région 1 et 2 ainsi que leur distribution de champ correspondante en considérant des guides plan infinis pour chacune des régions. Cela revient à résoudre l'équation d'onde pour le champ $G(y)$ dans les deux régions (Fig. 3-3 (b)-(c)). Il suffit ensuite d'utiliser les indices effectifs de la région 1 et de la région 2 obtenus précédemment afin de déterminer l'indice effectif et la distribution de champ du guide plan infini dans la direction perpendiculaire et de largeur L. On obtient ainsi la solution de l'équation d'onde pour la fonction $F(x)$ et l'indice effectif équivalent à la structure de guide ruban (Fig. 3-3 (d)). Cette méthode, très utilisée dans le domaine de l'optique intégrée, nous a permis de définir un indice du mode guidé fondamental égal à 3.26, valeur que nous

avons utilisée dans le chapitre précédent. C'est pour cela que les CP ont pu être étudiés par un modèle bidimensionnel où l'indice du milieu diélectrique est celui du mode guidée dans l'hétérostructure verticale.

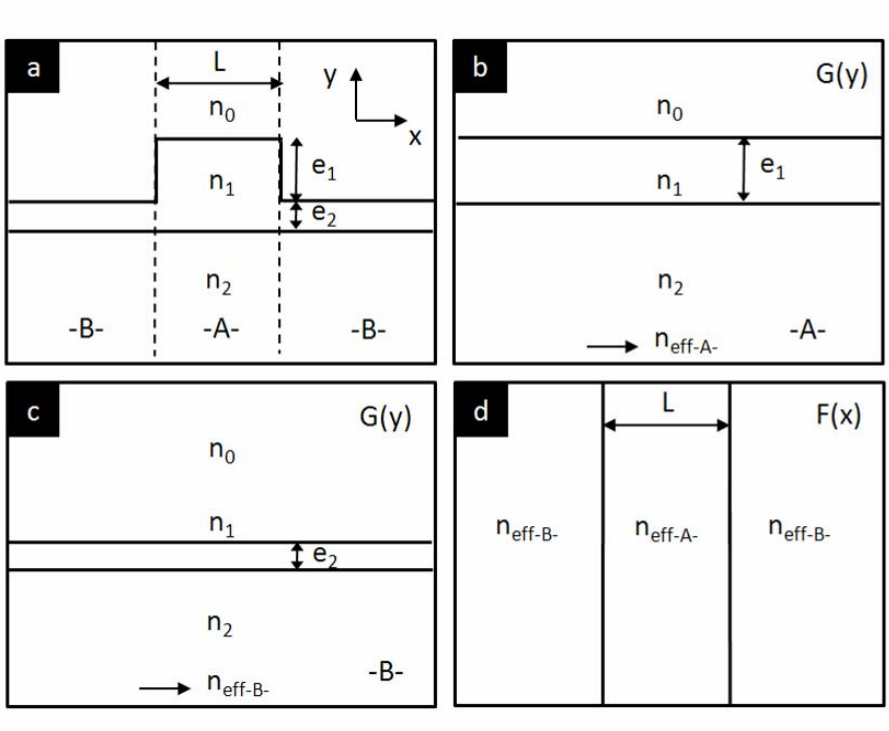


Figure 3-3 : Illustration de la méthode de l'indice effectif (a) Schéma d'un guide ruban, (b) et (c) 1ère étape de la méthode : calcul de l'indice effectif resp. de la région A et B, (d) 2ème étape : calcul de l'indice effectif équivalent du guide ruban.

Nous allons dans la suite voir comment cette approche de type milieu effectif nous permet de faire le lien entre l'approche 2D des chapitres précédents avec le dispositif 3D en introduisant de manière détaillée la notion de cône de lumière et en précisant la dénomination des modes et de leur parité.

3.1.3 Aspect tridimensionnel : parité des modes et cône de lumière

De par la troisième dimension finie du cristal, il n'y a pas d'invariance par translation suivant l'axe vertical. Les modes ne sont donc ni purement TE ni purement TM. Cependant, grâce aux plans de symétrie horizontaux, les classes de mode pair et impair peuvent être respectivement assimilées au TM et TE par une symétrie de type plan miroir [15]. Les modes se présentent de deux manières différentes selon la distribution du champ électromagnétique.

La première configuration correspondant aux modes pairs montre une symétrie paire par rapport au plan transverse du CP tandis que la deuxième montre une symétrie impaire par rapport au plan transverse du CP (Fig. 3-4). Dans le suite du travail, nous conserverons donc les dénominations TM et TE pour les structures 3D.

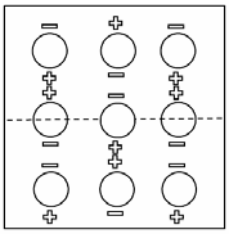
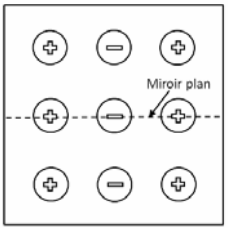
Mode	Pair (TM)	Impair (TE)
Distribution du champ	E perpendiculaire au plan de propagation	H perpendiculaire au plan de propagation
Composantes	Ey, Hx, Hz	Hy, Ex, Ez
Symétrie		

Figure 3-4 : Récapitulatif des propriétés des modes d'un CP 2D fini suivant leur parité.

Ainsi, une autre manière d'analyser les CP serait de prendre en compte la géométrie du CP réel en faisant une analogie avec les caractéristiques cristallographiques [16]. Les structures sont classées suivant les opérations de symétrie qui incluent toutes les transformations (excepté les translations) de la structure cristalline en elle-même laissant un point invariant. Ainsi, un cristal photonique basé sur l'hétérostructure de la figure 2-1 de maille triangulaire est caractérisé par le groupe ponctuel de symétrie C_{6v} et le CP de la maille carrée par $C_{4v.}$ Le C est mis pour cyclique. Il s'agit ici d'une invariance par rotation d'un angle $2\pi/n$ autour d'un axe d'ordre n et d'une symétrie par rapport au plan vertical passant par cet axe. L'axe d'ordre 4 du réseau carré passe par le point d'intersection des diagonales du carré et l'axe d'ordre 6 du réseau triangulaire passe par le centre de l'hexagone. Bien que cette analyse par la théorie des groupes apporte des informations sur la parité des modes, nous nous concentrons dans la suite sur l'analyse classique en 2D, suffisante pour l'évaluation des modes guidés ou quasi guidés de nos structures.

L'onde guidée est caractérisée par un indice effectif n_{eff} définissant la propagation. Elle interagit avec les motifs du CP. Dans la direction verticale, le mode guidée est évanescent dans les couches de bas indice et sinusoïdal dans la couche guidante. Le mode fondamental correspond à une demi-oscillation dans la couche guidante et les modes supérieurs montrent des nœuds dans le profil de champ (Fig. 3-5).

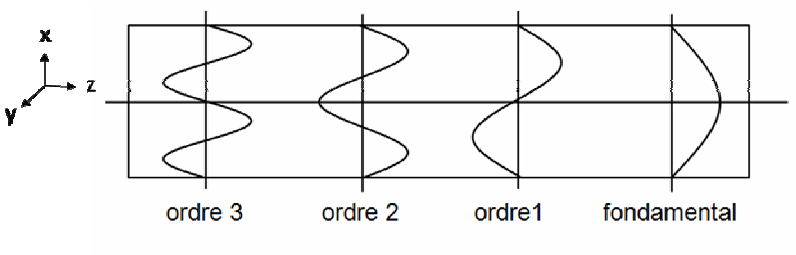


Figure 3-5 : Profil des modes dans un guide. Le mode d'ordre n possède n plans nodaux.

En outre, il est intéressant de voir ici que l'épaisseur optimale du guide planaire est en partie régie par l'interaction entre les modes radiatifs et les modes guidés. Comme dans toutes les structures de guidage par indice, la condition de réflexion totale interne assure le confinement de la lumière.

La relation de dispersion pour un mode se propageant dans un milieu homogène diélectrique d'indice n est :

$$\left(n\frac{\omega}{c}\right)^2 = k_{//}^2 + k_y^2 \qquad (3.1)$$

avec $k_{//} = (k_x, k_z)$ la composante du vecteur d'onde k dans le plan de propagation, ω la fréquence et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Rappelons aussi que le cône de lumière est par définition la région située au dessus de la droite de pente c/n dans le diagramme de dispersion ω(k). Dans une structure type lentille plate utilisant les propriétés des bandes permises du CP, une onde se propageant dans l'espace libre n'excite que des ondes de vecteur $k_{//} < k$.

- **Au dessus du cône de lumière,** $k_{//}^2 < (n\omega/c)^2$ alors k_y est réel. Il existe donc dans l'air un continuum de modes radiatifs. Dans le CP, le mode est étendu de faible amplitude. Il ne peut donc pas être utilisé pour confiner la lumière car il se propage à fois dans le CP et dans l'air. Ces modes délocalisés sont dits *rayonnants* et sont constitués des modes propres du continuum.

- **En dessous du cône de lumière,** $k_{//}^2 > (n\omega/c)^2$ alors k_y est imaginaire. les modes se propagent sans pertes dans le cristal avec un profil évanescent dans l'air et une queue de distribution de champ qui décroit exponentiellement dans l'hétérostructure guidante. Ces modes sont dits *guidés*.

En résumé, pour optimiser le recouvrement du profil de champ, l'épaisseur de la lame diélectrique est à l'échelle de la longueur d'onde guidée. D'une part, si l'épaisseur de la lame diélectrique est importante, les modes d'ordre supérieur peuvent apparaître. Les bandes photoniques associées à ces modes se situent aux fréquences élevées. Dans ce cas, des plans nodaux supplémentaires dans le plan horizontal viennent perturber la propagation des modes fondamentaux. La répartition d'énergie devient alors différente. D'autre part, si la lame est plus fine, la constante diélectrique subit de faibles perturbations. En revanche, les modes guidés se rapprochent du cône de lumière et sont alors faiblement guidés. Dans notre cas, l'épaisseur de la lame correspond à $4\lambda_g$ pour λ_0~1.55µm avec λ_g la longueur du mode guidée égal à $\lambda_g = \lambda_0/n$.

3.2 Prototype de lentille plate

Notre but est de focaliser une source de taille sous longueur d'onde. Dans les dispositifs de caractérisation optique, il existe plusieurs possibilités pour injecter de la lumière émise soit par un laser, soit par une fibre optique à la longueur d'onde d'excitation. Il s'agit donc de définir une source qui réponde au mieux aux contraintes de mesures expérimentales en champ proche optique qui intègrent une source externe et une sonde détectant le champ électromagnétique en surface de l'échantillon. En d'autre termes, comment créer à proximité du cristal photonique (~quelques λ au maximum) l'équivalent d'une source quasi ponctuelle pour mettre en évidence la focalisation par une lentille plate en régime de réfraction négative ?

3.2.1 Objectif : Intégration d'une source sous longueur d'onde

Une méthode d'illumination généralement employée dans les mesures de la transmission consiste à positionner une source externe au niveau de la facette clivée de l'échantillon et d'injecter la lumière de longueur d'onde variable dans le guide ruban collé à la structure photonique. Ensuite, la lumière est collectée par un second guide et comparée à la lumière incidente. Ce moyen d'excitation peut s'effectuer dans le cadre de l'étude des propriétés d'optique guidée, typiquement l'étude des coefficients de transmission et réflexion, ou l'évaluation des pertes.

Une autre technique consiste à considérer une source interne. Elle est basée sur l'excitation des boites quantiques insérées dans le cœur de l'hétérostructure qui peuvent émettre des

photons sur une gamme particulière de longueur d'onde. Par exemple, on peut citer les îlots d'InAs qui émettent autour de 1.55µm pour une excitation autour de 800nm [17]. Le système excité de l'intérieur par sa zone active permet par exemple, d'obtenir la cartographie de photoluminescence.

Pour valider le concept de focalisation par réfraction négative, il faut pouvoir idéalement exciter et récupérer le signal optique dans l'espace libre. Il s'agit donc d'intégrer au prototype un guide d'onde pris comme source de lumière et une lentille sur un même substrat en creusant en amont et en aval de la lentille des tranchées d'air. Afin d'illuminer la lentille avec un large panel d'incidence, nous développons l'idée d'un guide diffractant à son extrémité la lumière.

3.2.2 Simulation FDTD d'un microguide simple

C'est par l'étude d'un guide d'onde ouvert (jonction entre un milieu où l'onde est guidée et l'espace libre) que l'analyse du prototype peut commencer. La diffraction est un phénomène observable lors de passage de la lumière sur un obstacle. Les bases reposent essentiellement sur le principe de Huygens-Fresnel. Ce phénomène d'interférences commun à toutes les ondes électromagnétiques s'observe dans le cas où les dimensions d'une ouverture quelconque sont petites par rapport à la longueur d'onde.

A l'aide d'un microguide gravé dans l'hétérostructure, on souhaite reproduire une source de taille sous longueur d'onde divergente qui se rapproche du cas idéal de la source ponctuelle. Par définition, un guide est une structure diélectrique servant à confiner le champ électromagnétique dans un domaine particulier de l'espace et à le guider suivant la direction définie par l'axe optique du guide. On distingue deux types de guide d'onde :

- les guides à sauts d'indice : le guide présente un gradient d'indice de réfraction discontinu ;
- les guides à gradient d'indice : le gradient d'indice est continu le long de l'épaisseur du guide.

Le type de structure retenue est un microguide à sauts d'indice dont les interfaces ont une précision de l'ordre de la couche atomique.

On rappelle que l'équation d'onde de Helmoltz dans la couche guidante et dans le superstrat et le substrat s'écrit :

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \qquad (3.2)$$

où k désigne la distribution transverse du vecteur d'onde.

Par définition, le mode solution particulière de cette équation est caractérisé par sa constante de propagation qui vérifie les conditions de continuités à chaque interface. La constante de propagation du guide d'onde reflète des propriétés physiques différentes à savoir l'existence des modes guidés, rayonnés ou évanescent. Dans notre cas, nous avons affaire à un milieu bicouche à saut d'indice, les modes possèdent des valeurs réelles de constante de propagation comprises dans l'intervalle $[k_2, k_1]$.

Ils correspondent à des modes guidés. La limite supérieure montre que le mode ne peut pas se propager moins vite que la vitesse de phase minimum admissible au sein du guide c/n_1 avec n_1 l'indice de la couche guidante. La limite inférieure indique que le mode guidé ne peut pas se propager plus vite dans la gaine que la vitesse de la lumière gaine sans irradier de la puissance. En effet, cela constitue une limitation du mode guidé. Comme nous l'avons vu précédemment le profil transverse du mode sera oscillant dans la couche guidante et évanescente dans le substrat et superstrat. La longueur d'onde guidée du mode dans le guide est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{n_{eff}} \qquad (3.3)$$

Avec λ_g la longueur d'onde guidée du mode, λ_0 la longueur d'onde d'excitation dans l'air, et n_{eff} l'indice effectif du mode égale 3.26 calculé à la section 3.1.2 de ce chapitre.

Pour λ_0=1.55µm, la valeur de λ_g est égale à 0.47µm. D'un point de vue pratique, la longueur λ_g correspond à la distance séparant deux maxima d'amplitude de l'onde guidée.

En partant de ce guide monomode, nous allons maintenant évaluer le rayonnement d'un guide simple en sortie de la face clivée par une analyse FDTD et ainsi connaître la gamme des directions rayonnées ou dans notre cas diffractées dans l'air en dehors de la structure. En effet, lorsque l'on change de surface, plusieurs phénomènes influençant la transmission sont mis en jeu, il existe à la fois de la réflexion à la traversée d'une surface à laquelle s'ajoute la diffraction provenant des discontinuités. Si l'on considère la région proche de l'extrémité du guide, le champ rayonne de manière cylindrique. La visualisation des cartes de champ permettra de valider le modèle de guide selon les propriétés requises pour l'excitation de la

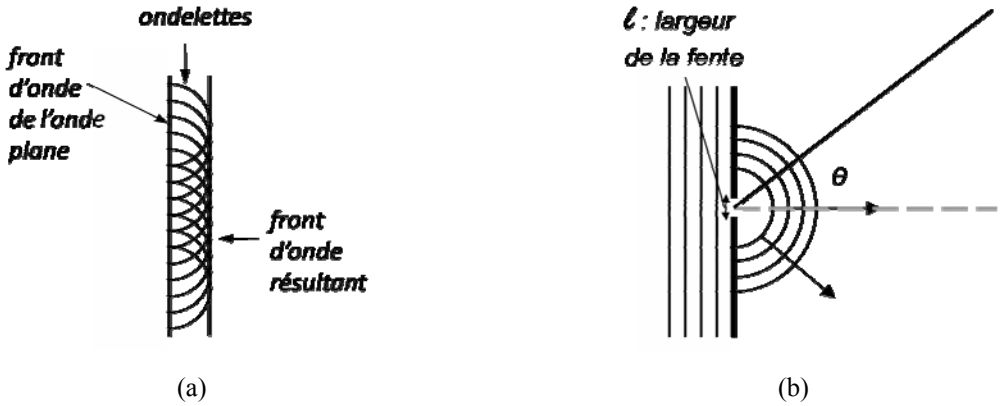
lentille, à savoir un large panel d'incidence rayonnée et une taille de point source sous longueur d'onde.

On rappelle que le front d'onde ou surface d'onde est le lieu des points de l'espace où la phase de l'onde est la même. Dans un milieu homogène et isotrope, la direction de propagation (avec une analogie avec le rayon lumineux de l'optique géométrique) est perpendiculaire à la surface d'onde. Si la source est ponctuelle, les ondes sont sphériques. Si la propagation a lieu dans une seule direction, les ondes sont planes et les fronts d'onde sont des plans parallèles entre eux et perpendiculaires à la direction de propagation. Nous nous situerons dans le cas de notre structure 2.5D et d'un front d'onde cylindrique.

Le principe de Huygens datant de 1678 stipule que chaque point d'un front d'onde peut être considéré comme source d'ondes secondaires sphériques (les ondelettes) et qu'après un temps t, la nouvelle position du front d'onde sera la surface tangente (l'enveloppe) à ces ondelettes (Fig. 3-6 (a)(b)). Ce phénomène permet d'expliquer le phénomène de diffraction.

Considérons une onde plane monochromatique désignant une onde composée d'une seule longueur d'onde et arrivant perpendiculairement sur un écran percé d'une fente dont la dimension est du même ordre de grandeur que λ_0. Chaque point de la fente est source d'une ondelette, l'onde s'évase hors de l'ombre de l'écran : l'onde est diffractée. Les ondes sphériques émises par tous les points de la fente vont interférer et former une image de diffraction observable sur un écran.

Reprenons le cas de notre microguide ouvert sur le milieu air, la diffraction est provoquée par les bords verticaux du guide interfacés avec l'air qui sont très rapprochés. L'intensité résultante de la diffraction présente des maxima dus aux interférences entre les points sources constituant la fente, appelées sources secondaires.



(a) (b)

Figure 3-6 : (a) Illustration du principe de Huygens, (b) Diffraction d'une onde plane par une fente.

La dimension de la tâche de diffraction centrale pour laquelle l'amplitude résultante est maximum peut être évaluée à partir de la relation 3.4. θ est la demi largeur angulaire du rayon diffracté (cf. Fig. 3-6 (b)) dans le cas d'une fente rectangulaire:

$$\sin\theta = \frac{\lambda}{\ell} \qquad (3.4)$$

Or, si la longueur d'onde est grande devant la largeur du guide, la relation 3.4 peut approximée par : $$\theta \approx \frac{\lambda}{\ell} \qquad (3.5)$$

avec θ en radians et avec λ la longueur du mode guidée.

Nous appliquons cette relation (3.5) au cas du microguide pour différentes largeurs allant de 0.4µm à 0.8µm. Nous résumons les résultats obtenus pour trois largeurs du guide dans le tableau 3-7. Nous pouvons observer que la gamme d'incidence diffractée varie bien en fonction de la largeur du guide et que la tâche centrale correspondant au premier maximum d'intensité diffractée est d'autant plus large que la largeur de la fente est faible. De plus, nous voyons bien à travers cette relation (3.4), que si l'on cherche à ce que la gamme d'incidence soient la plus étendue, à savoir avec un demi angle θ égal à $\frac{\pi}{2}$, la largeur du guide ℓ est égale λ_g.

Largeur du guide (µm)	0.47	0.6	0.8
½ Angle de diffraction	90°	51°	35°

Tableau 3-7 : Demi-angle de diffraction maximum en fonction de la largeur du guide.

Nous vérifions ce résultats analytique par un calcul FDTD 2D du champ pour une valeur de longueur d'onde d'excitation λ_0 de 1.55µm. Les cartes montrent une légère évolution du champ Ey selon les largeurs du guide prises en compte, avec toutefois une variation circulaire plus marquée pour ℓ=0.47µm=λ_g. De plus, nous pouvons constater sur la norme de l'amplitude que le maximum de champ est fortement confiné au voisinage de l'extrémité du guide.

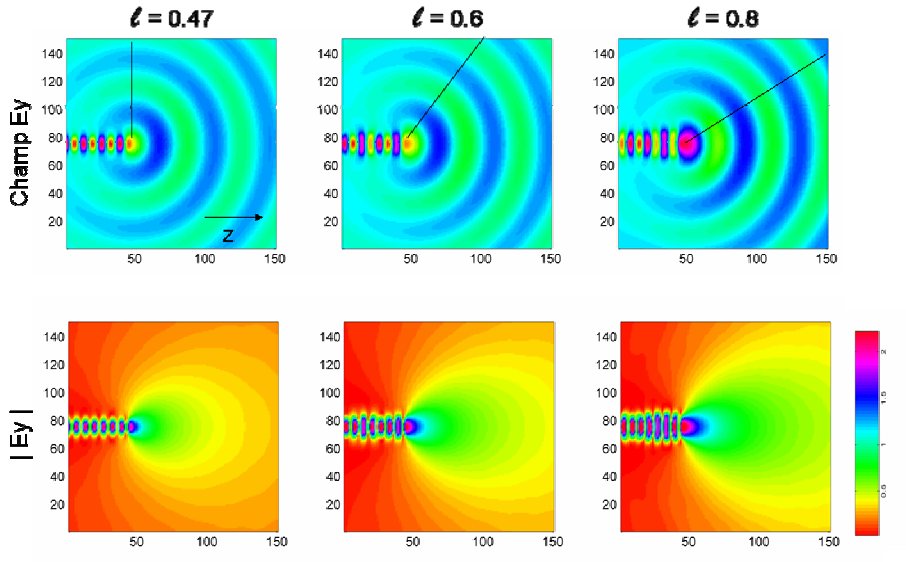


Figure 3-8 : Simulation FDTD 2D du guide pour des largeurs différentes : en haut, cartes de distribution de champ ; en bas : profil d'intensité.

En reprenant les données du tableau 3-7, nous mettons à profit l'analogie faite entre le guide diffractant et une fente rectangulaire afin d'illustrer notre propos par un exemple de figure de diffraction. La figure 3-9 montre le tracé de l'intensité diffractée en fonction de l'angle d'observation pour les trois largeurs ℓ considérées. Cette courbe peut être déterminée par la méthode des phaseurs décrite en [18]. La méthode des phaseurs permet d'obtenir, de manière géométrique, l'amplitude de l'onde résultant de l'interférence de plusieurs ondes. Les maxima principaux s'observent dans les directions θmax telles que : $\varphi = 2\pi(d/\lambda)\sin\theta_{max} = 2m\pi$ donc en $\theta_{max} = \arcsin(m\lambda/d)$, m est appelé l'ordre de l'interférence. L'intensité 1 maximale correspond au lobe central de l'intensité diffractée. En ordonnée, les valeurs correspondent à l'angle maximum d'observation.

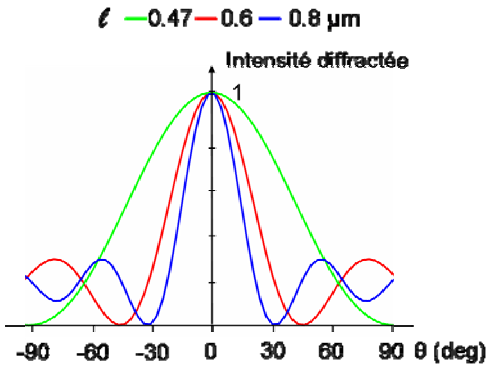
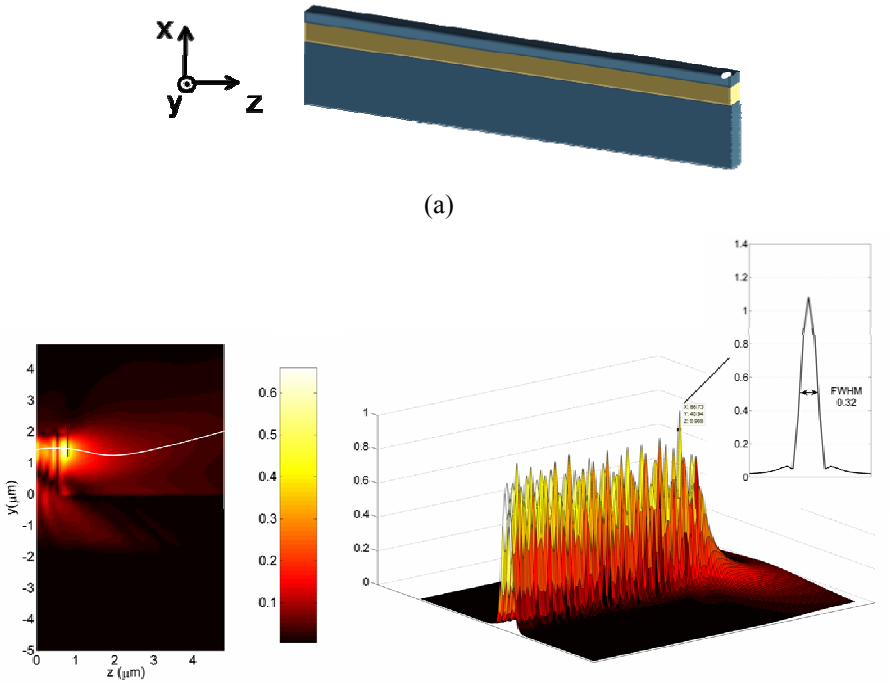


Figure 3-9 : Figure de diffraction évaluée à partir de la méthode des phaseurs d'une fente rectangulaire pour des largeurs différentes.

Nous avons pu voir que la diffraction joue un rôle essentiel sur l'ouverture angulaire de la source. En ce qui concerne la taille du point source, elle est équivalente à la largeur du microguide. Pour essayer de réduire cette valeur, nous avons donc entrepris une démarche reposant sur l'utilisation d'un trou diffractant sous longueur d'onde positionné à l'extrémité du guide.

3.2.3 Microguide avec trou diffractant à son extrémité

L'onde est cette fois-ci diffractée par une ouverture de 200nm dans le guide. Un pic d'intensité maximal est exalté autour duquel se forment des cercles concentriques. La valeur de la largeur à mi hauteur du pic (FWHM~Full Width at Half Maximum) associée dans ce contexte à la résolution de la source, est légèrement supérieure au diamètre du trou égal à 320nm (Fig. 3-10).



(a)

(b) (c)

Figure 3-10 : Simulation FDTD 3D du guide ruban diffractant avec les paramètres suivants: 0.6µm de large, diamètre du trou~0.2µm, λ~1.55µm, 5µm dans le substrat et une zone d'air de 3µm au dessus du guide. (a) schéma du guide ruban à base d'hétérostructure guidante percé d'un trou de diamètre de 200nm (b) Profil d'intensité dans le plan vertical ; la courbe blanche indique la position du maximum d'intensité en fonction de z la direction de propagation et de la hauteur y. (c) Valeurs des maxima dans un plan de la couche guidante en fonction de z.

Un autre point soulevé par une simulation FDTD 3D sur ce type de guide est le profil transversal d'intensité en sortie du guide. On observe ainsi que le champ rayonne dans l'air. Les maxima d'intensité repérés par la courbe en blanc sur la figure 3-10 (a), montre tout d'abord un décalage de leur position vers le substrat puis une remontée à mesure que l'on s'éloigne de l'extrémité du guide. Si la lentille se situe dans une zone où la majorité du champ est rayonné au dessus de la lentille, les conditions de couplage de l'onde dans la lentille seront fortement dégradées. Il existera donc une distance optimale source-lentille que l'on peut estimer au vu de la figure 3-10 de l'ordre de λ au maximum.

3.2.4 Dimensions du prototype à lentille plate

Le prototype utilisé lors des caractérisations repose sur la configuration optimale pour l'obtention d'un premier point focal au centre et un point image équidistant de l'interface de sortie. Nous verrons que la lentille ne doit pas être trop large pour éviter les pertes par diffraction intervenant lors de la propagation de l'onde à travers le cristal photonique constituant la lentille mais assez large pour éviter une focalisation de l'image trop proche de l'interface de sortie, zone pour laquelle il existe des interférences d'origine diverses soit des réflexions ou encore ondes de surface. Ainsi, les lentilles sont des cristaux photoniques à maille triangulaire constituées en plots rectangulaires de 12 rangées ou 21 rangées dans la direction ΓM et 41 rangées dans la direction transverse. Les rapports de période sur rayon du trou sont r/a~0.36 ou 0.4 (resp. a=476nm, a=496nm). La distance entre l'extrémité de sortie du guide excitateur et la facette d'entrée de la lentille correspond à la moitié de la largeur de la lentille, soit avec la période dans la direction ΓM ($a\sqrt{3}/2$) autour de 2.5µm pour la 12 rangées ($1.6\lambda_0$) et 4.3µm pour la 21 rangées ($2.7\lambda_0$). On définit l'interface par la rangées de trous dont le centre est à la distance de $a\sqrt{3}/2$ de la coupe.

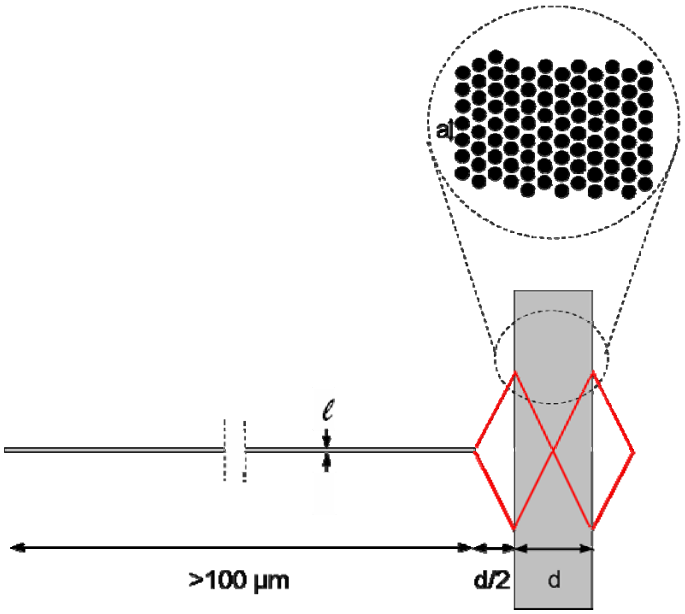


Figure 3-11 : Dispositif de lentille plate à base de cristaux photoniques associée à son guide d'injection. Les parties grisées correspondent aux parties écrites par le masqueur électronique.

3.2.5 Autres structures de test à indice de réfraction négative

Une des raisons pour laquelle nous avons cherché à élaborer d'autres structures d'indice de réfraction négative est la désadaptation d'impédance existant entre l'espace libre et le cristal photonique fonctionnant en seconde bande permise, comme nous l'avons expliqué au chapitre 2. En effet, l'impédance du cristal photonique dans cette gamme de longueur d'onde dite bande de fréquence diélectrique est de l'ordre de 0.2 [19] alors que l'impédance de l'air est 1. Il n'existe pas de technique simple pour adapter le milieu environnant au cristal photonique permettant de rester dans la configuration originel des travaux de Veselago. L'une des solutions que nous avons retenues est de se positionner dans une autre configuration en utilisant un guide collé à la lentille pour minimiser la désadaptation en entrée. Lorsque la source émet dans le cristal photonique, elle reproduit le comportement d'une source divergente. Précisons que dans cette configuration, un seul point focalisé image en espace libre est obtenu à une distance de l'interface égale à la largeur de la lentille.

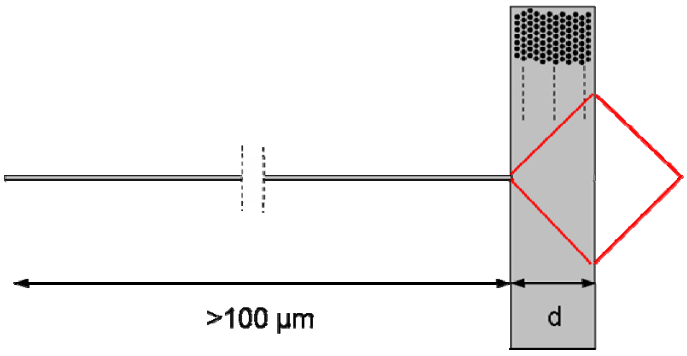


Figure 3-12 : Structure alternative – dispositif d'injection constitué d'un guide interfacé en entrée de la lentille plate pour éviter les réflexions parasites et la désadaptation.

Il existe d'autres manières de montrer l'existence de la réfraction négative. Un prisme permettrait d'aborder les aspects d'anisotropie d'indice abordés section 2-1-2 faisant intervenir la désadaptation des symétries entre mode. Pour élaborer de manière simple un prototype de prisme, nous optons pour la configuration schématisée en figure 3-13. Ainsi, nous prenons en compte pour l'injection les deux directions principales cristallographiques qui théoriquement montrent des comportements bien distincts. L'étude de ces effets liés à la caractérisation de la lentille plate restera une des perspectives de la caractérisation pour affiner les développements futurs des dispositifs optiques à réfraction négative.

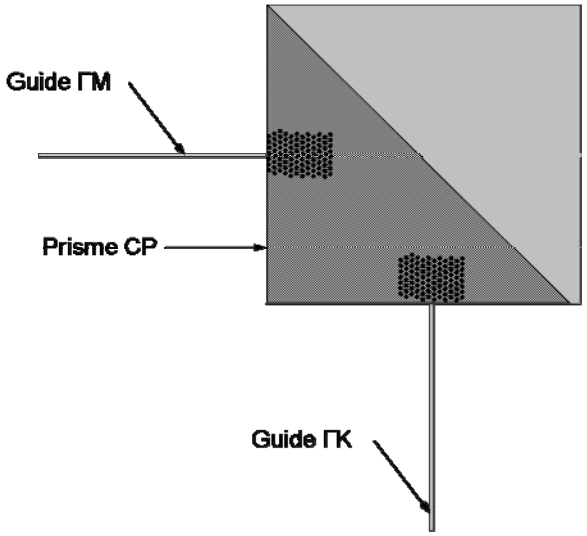


Figure 3-13 : Prisme avec deux possibilités d'injection suivant ΓK et ΓM. La zone plus sombre correspond au cristal photonique. L'interface de sortie du prisme est coupée suivant la direction cristalline à 60°. La zone gris clair est du bulk pour sonder le signal au dessus de la structure.

3.3 Evaluation des performances par l'étude tridimensionnelle du prototype

Par rapport aux études théoriques du chapitre 2, la réalité expérimentale vient introduire de nombreux phénomènes supplémentaires dus non seulement à la création de la source ponctuelle mais aussi à la dimension finie du cristal photonique dans la direction verticale.

Sachant que nous avons montré que cette double focalisation par réfraction négative était très sensible aux paramètres géométriques de conception, il nous semble important de vérifier dès à présent si le phénomène persiste dans le cadre du prototype. Ainsi, pour analyser les performances de ce dernier, nous devons avoir recours à la méthode FDTD dans les trois dimensions de l'espace. Cette méthode basée sur l'implémentation des équations de Maxwell appliquée à l'ensemble de l'espace et pour tout instant montre en pratique quelques restrictions concernant le temps de calcul et la précision des modélisations. Néanmoins, avec des paramètres appropriés, nous allons être en mesure de réaliser une première étude dédiée au comportement du prototype au plus proche des conditions réelles de fonctionnement.

3.3.1 Principe et limitations numériques

La notion de continuité mathématique d'une fonction dérivée ou non peut être résolu en utilisant des méthodes numériques telles que le développement en série de Taylor de la fonction. Il passe donc aussi par le traitement d'un espace discrétisé. La méthode FDTD temporelle fait intervenir des approximations par différentiation de valeurs des nœuds voisins aux différents points de dérivation de l'espace discrétisé pour la résolution des équations de champ.

Le maillage représente le pas de discrétisation dans les trois directions de l'espace $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ et i, j, k les coordonnées du point de l'espace. En général, la décomposition de l'espace résulte d'une modélisation en cellules élémentaires issues des travaux de Yee [20] (Fig. 3-14). Cette cellule rassemble l'ensemble des conditions posées pour le calcul des champs ; sa taille a donc une conséquence directe sur la précision des calculs.

En premier lieu, on initialise les constantes physiques ε, μ de chaque matériau utilisé, ainsi que le pas spatial et temporel. On poursuit par la phase de maillage qui permet d'affecter à chaque cellule les propriétés du matériau. Enfin, il s'agit d'implémenter un algorithme itératif qui calcule le champ H aux instants $n\Delta t$ et le champ E aux instants $(n+1/2)\Delta t$. Pour le

traitement des zones en bord de la fenêtre de calcul, la valeur de l'onde est obtenue en imposant des couches absorbantes dites PML (Perfectly Matched Layers) qui permettent d'éviter les réflexions sur les bords du domaine de calcul [21].

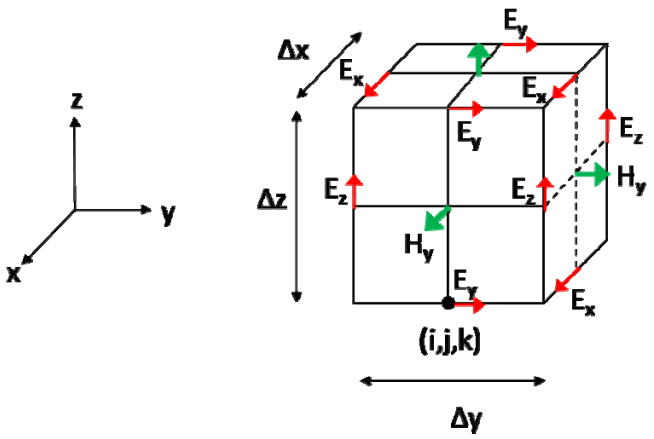


Figure 3-14 : Cellule de Yee, cellule élémentaire itérée au cours du calcul FDTD des différentes composantes de champ E et H.

Au cours de la simulation, les champs spécifiques aux différents temps sont stockés en mémoire. Ainsi, pour que la simulation reste stable, le pas temporel Δt doit vérifier la relation (3.6). En effet, en une itération temporelle, l'onde doit se propager dans la cellule de Yee considérer et ne doit pas la traverser. Le calcul ne peut se faire que de nœud en nœud adjacent. Le critère de stabilité est donné par :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2}+\frac{1}{\Delta y^2}+\frac{1}{\Delta z^2}}} \qquad (3.6)$$

Dans le cas d'un maillage uniforme, c'est-à-dire si le maillage est le même dans les trois directions de l'espace $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta$, alors (3.6) devient :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta}{c\sqrt{3}} \qquad (3.7)$$

Ce critère est respecté dans l'ensemble des simulations de ce mémoire puisqu'il est fixé automatiquement dans le logiciel de calcul. A savoir que pour éviter les dispersions numériques, une autre condition est à respecter : $\Delta < \frac{\lambda}{10}$.

Enfin, notons que les simulations tridimensionnelles n'utilisant qu'un seule processeur dans notre cas, demandent un volume mémoire conséquent, car il faut stocker les trois composantes de champ électriques, les trois composantes de champ magnétique, les six composantes auxiliaires qui permettent le calcul, et ceci pour les trois pas d'échantillonnage. De ce fait, les simulations 3D ne peuvent pas être utilisées pour optimiser le dispositif. Il s'agit en fait de les exploiter pour apporter des informations non négligeables sur la formation de l'image et de confronter au mieux les résultats numériques à l'expérimental. Nous observons éventuellement les écarts par rapport à la simulation bidimensionnelle ce qui nous permettra d'affiner notre approche pour de futures campagnes de fabrication.

3.3.2 Visualisation de phénomènes physiques dus à la troisième dimension

On a l'habitude de caractériser les propriétés physiques d'une structure lorsqu'elle repose sur un milieu borné transversalement. Dans la configuration choisie, l'énergie traverse des milieux où le confinement transverse de l'énergie est possible et d'autres non bornés correspondant au milieu air au dessus de la lentille ou au substrat sous cette dernière. Cela implique des mécanismes physiques différents que nous allons pouvoir visualiser.

En prenant le modèle FDTD 3D, nous calculons la distribution sur l'ensemble du prototype incluant une partie du substrat et une zone d'air de 3µm d'épaisseur au dessus de la lentille. Les résultats du calcul donnent les valeurs d'intensité de champ électrique $|E|^2$ selon deux plans (Fig. 3-15) :

- le plan horizontal situé au centre de la couche guidante,
- et le plan transverse coupant en y=0.

L'expérience est modélisé sur une lentille de 21 rangées avec le rapport r/a=0.36. Nous commençons par un calcul du profil d'intensité à la longueur d'onde de 1.55µm, point de fonctionnement présumé pour obtenir un indice n=-1. Une source de type gaussienne de largeur égale à 0.6µm, est injectée à l'entrée du guide. Aussi, on s'assure qu'il y ait un minimum de pertes de couplage.

Les paramètres de calcul FDTD sont les suivants :

- la taille de la fenêtre de calcul s'étend sur $30\mu m \times 16\mu m \times 6\mu m$ suivant x, y, et z,

- la discrétisation du domaine repose sur un maillage comprenant $375 \times 200 \times 75$ points avec un pas d'échantillonnage uniforme dans les trois directions $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.08 \mu m$,

- et le nombre de pas du calcul est de 2000, ce qui représente une durée de simulation de plusieurs jours.

Lorsqu'on regarde en amont de la lentille, la carte de champ présente des interférences entre les signaux incidents et réfléchis dues à la première interface. Néanmoins, l'énergie pénètre dans la lentille, qui va se concentrer localement proche du centre, lieu théorique de la focalisation interne. De même, on repère une intensité maximale légèrement décalée vers l'interface de sortie. Il semble donc que la longueur d'onde de travail de 1.55µm n'est pas en accord avec un indice égal à -1. Notons qu'ici, les intensités mises en jeu sont inférieures d'un facteur 3 par rapport aux signaux en amont de la lentille. Il faut veiller à prendre en compte ce critère pour les prochains réglages expérimentaux.

Cependant, cette simulation montre clairement que la distribution de champ au niveau de la couche guidante suit le phénomène de réfraction négative avec un maximum d'intensité à l'intérieur de la lentille et un autre en sortie. La différence entre le profil attendu, i.e. tâches focales équidistantes des interfaces d'entrée et sortie, reste minime Le décalage entre les simulations 2D et 3D reste raisonnable avec un indice évalué ici à -0.95.

Cette première estimation du comportement 3D à 1.55µm permet néanmoins de valider notre approche de la réfraction négative dans les CP. Ces résultats ont fait la lumière sur plusieurs points :

- la sensibilité spectrale de la lentille dans le domaine des longueurs d'onde optique,

- l'influence de la troisième direction sur le rayonnement du champ en sortie de la couche guidante. La configuration du prototype implique des passages dans des espaces guidés et non guidés. Les phénomènes générés entraînent une variation de la position du maximum suivant le niveau du plan horizontal d'observation.

Habituellement, en optique guidée, les échantillons utilisent des guides ruban en entrée et en sortie afin de coupler la lumière dans le cristal photonique. La configuration que nous avons choisie est ici très différente. En outre, lorsque l'on prend en compte les propriétés des couches de Phosphure d'Indium et de son quaternaire composant l'hétérostructure confinante, l'analyse des cartes de champ s'avère extrêmement complexe à cause des multiples interférences et phénomènes associés. L'avantage est que l'on s'approche de la configuration

réelle. Du fait du caractère fini du dispositif, la résolution numérique complète du problème électromagnétique apporte de nouvelles informations qualitatives qui pourront être confrontées de manière détaillée aux résultats expérimentaux (chapitre 5).

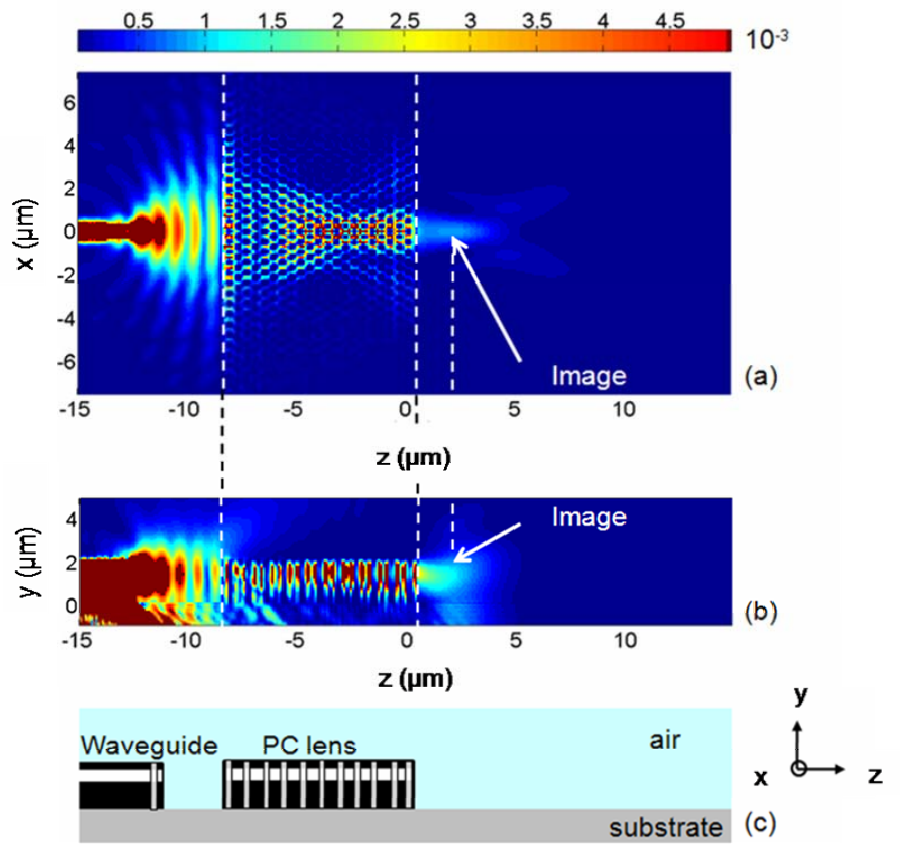


Figure 3-15 : Calcul FDTD 3D de l'intensité de champ à λ=1.55µm pour une lentille de 12 rangées dans la direction de propagation (a) plan horizontal au centre de la couche guidante, (b) plan transverse coupant en y=0, (c) schéma du dispositif dans le plan transverse.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les différentes étapes de conception du prototype de lentille nous permettant de passer du cas idéal 2D au cas réel 3D.

Les choix faits induits par l'aspect fini du prototype et par la nécessité de créer une source quasi-ponctuelle au voisinage de la lentille ont été validés par la simulation tridimensionnelle complète du prototype, ce qui constitue à notre connaissance une première dans le domaine. Des variations ont pu être observées par rapport au cas idéal 2D et seront analysées plus finement dans le chapitre 5 par une confrontation directe aux résultats de mesure.

Mais d'abord, nous devons procéder à la réalisation technologique du prototype. Pour ce faire, nous utilisons les techniques les plus avancées de la microélectronique à savoir la nanolithographie électronique et la gravure profonde par ICP (Inductive Coupled Plasma).

Bibliographie

[1] U. Gruning, V. Lehmann, and C. M. Engelhardt, Appl. Phys. Lett. 66, 3254 (1995)

[2] T. F. Krauss, R. M. De la Rue, S. Brand, Nature 383, 699 (1996)

[3] F. Pommereau, L. Legouezigou, S. Hubert, S. Sainson, J. P. Chandouineau, S. Fabre, G. H. Duan, B. Lombardet, R. Ferrini, R. Houdre, J. of Appl. Phys., 95, 2242 (2004)

[4] R. Ferrini, A. Berrier, L. A. Dunbar, R. Houdre, M. Mulot, S. Anand, S. de Rossi, A. Talneau, Apl. Phys. Letters, 85, 3998 (2004)

[5] S. Fasquel, X. Mélique, O. Vanbésien, D. Lippens, Opt. Comm., 246, 91 (2005)

[6] H. Benisti, D. Labilloy, C. Vesbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, D. Cassagne, A. Beraud, C. Jouanin, Appl. Phys. Letters, 76, 532, (2000)

[7] T. Matsumoto, K. S. Eom, T. Baba, Optics Letters, 31, 2786, (2006)

[8] C. Bötteger, C. Liguda, M. Schmid, M. Eich, Appl. Phys. Letters, 81, 2517, (2002)

[9] M. Qiu, Appl. Phys. Lett. 81, 1163, (2002)

[10] M. Mulot, M. Qiu, M. Swillo, B. Jaskorzynska, S. Anand, and A. Talneau, Appl. Phys. Lett. 83, 1095, (2003)

[11] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, and S. Noda, Nature 425, 944, (2003)

[12] J. Danglot, 'Dispositifs microondes et optiques à base de matériaux à gaps de photon', thèse de doctorat Lille 1, (2001)

[13] S. Fasquel, 'Propriétés optiques de structures guidantes en cristal photonique', thèse de doctorat Lille 1, (2005)

[14] http://wwwhome.math.utwente.nl/~hammer/eims.html

[15] W. M. Robertson, G. Arjavalingam, R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, J. D. Joannopoulos, Phys. Rev. Lett. 68, 2023, (1992)

[16] S. Sakoda, Phys. Rev. B 52, 7982 (1995)

[17] D. Labilloy, Ann. Phys. Fr., 25, 1 (2000)

[18] D. Giancoli, Physique générale 3, Edition De Boeck, pp 129

[19] C. Croenne, N. Fabre, D. P. Gaillot, O. Vanbesien, D. Lippens, Phys. Rev. B 77, 125333, (2008)

[20] K. Yee, S. Zivanovic, IEEE Trans.on Micro., Theory and Techniques, 39, 471 (1991)

[21] J. P. Berenger, J. Computational Physics, 114, 185 (1994)

Chapitre 4

Fabrication et mise en œuvre du processus technologique

Ce chapitre expose chronologiquement les étapes technologiques conduites lors de la fabrication des échantillons de lentille plate et du guide d'injection. Ils sont établis à partir de couches épitaxiées de semiconducteurs d'InP et d'InGaAsP. En exploitant les propriétés d'une résine minérale négative, nous développons un masque avec la possibilité d'inscrire en une unique étape, les plots à l'échelle d'une à plusieurs dizaines de microns correspondant au guide et à la lentille et le réseau de trou de taille submicronique. Dans un deuxième temps, il faut définir et optimiser l'étape de gravure sèche pour obtenir à la fois une faible rugosité des flancs sur une profondeur élevée et une anisotropie du profil de gravure dans les trous dans l'objectif de réduire les pertes et de recouvrir le profil vertical du champ électromagnétique.

4.1 Ecriture du masque par lithographie électronique

L'étape de masquage est une étape technologique importante qui permet de délimiter les zones devant être gravées. Elle est constituée dans ce procédé d'un simple dépôt de résine négative (enduction), suivi d'une lithographie électronique qui consiste à reproduire le motif dans la résine le plus souvent par irradiation. Le masque ainsi obtenu après révélation dans un solvant – voie humide utilisée –, subit ensuite une oxydation afin d'être suffisamment résistant aux attaques plasma de la gravure. Nous détaillons les particularités de la résine et les ajustements nécessaires qui ont du être mis au point pour définir conjointement les trous à l'échelle sous longueur d'onde et des plots définissant la lame de cristal photonique de taille beaucoup plus importantes.

4.1.1 Masque dur : utilisation de l'Hydrogène SilsesQuioxane

La plupart des résines sont conçues pour résister aux plasmas, aux solutions chimiques. Toutes ne présentent pas les mêmes caractéristiques. Notre objectif est de pré-structurer la surface avec entre autre, un réseau de trous dont le diamètre est de l'ordre de $\lambda/3$. A la suite de la lithographie, le motif défini dans la résine est transféré dans le substrat ou dans la couche épitaxiée pour former la structure souhaitée. La résine doit donc être adaptée aux contraintes de dimensions et de gravure profonde. Parmi les résines électroniques, l'Hydrogen Silsesquioxane (HSQ – Fox 16) apparaît comme la plus appropriée pour sa résolution et pour sa résistance aux attaques plasmas [1-2].

Les résines électro-sensibles sont typiquement sous la forme polymérisée, mélangées à des solvants qui permettent de procéder au dépôt en solution et à l'enduction du wafer.

Pour la plupart, elles sont composées des éléments carbone, l'hydrogène, azote et/ou soufre. Dans un premier temps, l'utilisation extensive dans les procédés standard en microélectronique de la PMMA (Poly- MéthylMethaAcrylate) qui posséde la double liaison carbone de la fonction acrylate, a conduit au développement de procédés dédiés aux cristaux photoniques planaires. L'inconvénient majeur de cette résine est la faible résistance mécanique restreignant l'utilisation de cette résine en tant que masque pour une éventuelle gravure. En effet, malgré une bonne résolution de cette résine autour de 3nm, la sélectivité lors de la gravure est faible. Une des techniques employées est le recours à un masque intermédiaire à base de nitrure de silicium offrant une meilleure résistance aux attaques plasmas [3-5].

Dans le but de simplifier l'étape de lithographie, nous nous sommes intéressés aux propriétés de la HSQ. Cette résine inorganique lorsqu'elle est oxydée emploie des composés présentant de faibles taux de désorption vis-à-vis des espèces ionisantes du plasma de gravure, contrairement aux éléments constituant la PMMA. Par l'obtention directe du masque, on peut ainsi éviter la déformation et diminuer l'élargissement éventuel des trous du aux multiples transferts jusqu'au substrat.

Avant de procéder à l'oxydation, il faut suivre une succession d'étapes qui ont du être optimisées pour profiter des performances de la résine et du système de masqueur électronique.

Les conditions de développement associées aux propriétés de la HSQ sont les suivantes :

- *Enduction*

La première étape de la lithographie électronique est le dépôt de la HSQ à la tournette. La vitesse de rotation, l'accélération et le temps sont réglés pour obtenir une couche fine d'épaisseur constante sur toute la surface. Plusieurs dépôts à des vitesses différentes ont été réalisés sur des échantillons test d'InP. La courbe en figure 4-1 illustre l'évolution de l'épaisseur de résine HSQ – Fox 16 déposée déterminée à partir de mesures au profilomètre en fonction de la vitesse de rotation de la tournette avec les conditions fixes suivantes : une accélération de 1000 rpm^2 et un temps de 30 secondes. La tendance suit une fonction parabolique typique des résines qui utilisent le dépôt par centrifugation (ou *spin-coating*). Elle s'explique par l'évaporation plus rapide du solvant MIBK (Méthyl IsoButyl Cétone) pour ce qui est dans notre cas, aux vitesses plus élevées.

L'épaisseur de la couche de résine et l'uniformité du film ont une incidence sur l'interaction électron-résine, autrement dit sur la dose d'électron à injecter, sur la résolution et conséquemment sur l'étape de gravure. Les paramètres de tournette sont rigoureusement choisis à partir de cette tendance pour assurer une reproductibilité optimale des conditions de dépôts. Après dépôt, deux recuits sur plaque respectivement à 150°C et à 220°C sont nécessaires pour évacuer le reste de solvant, relaxer les contraintes dans le film polymère, diminuer les rugosités et améliorer l'adhésion de la résine sur le substrat.

A ce stade, le film est prêt pour l'exposition au faisceau d'électrons. Notons que l'écriture est réalisée impérativement dans la zone centrale de l'échantillon, ainsi on évite les bords qui présentent en général une surépaisseur de résine induite par la centrifugation.

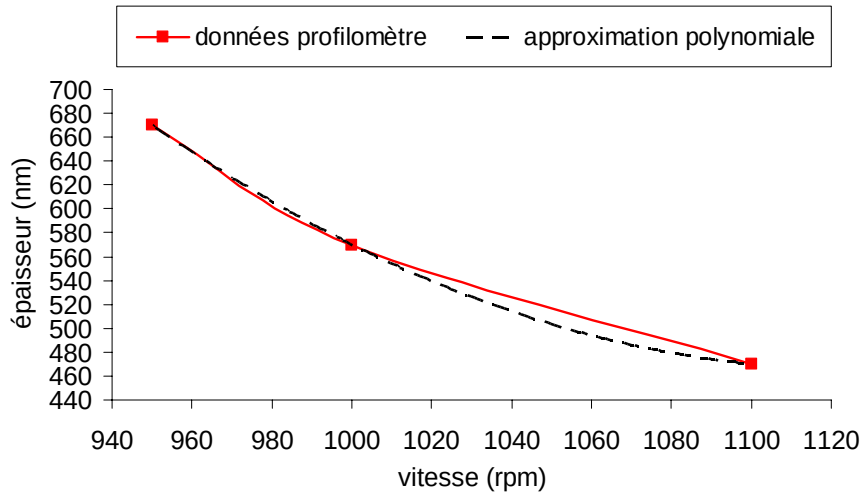


Figure 4-1 : Evolution de l'épaisseur de Fox-16 déposée en fonction de la vitesse de la tournette (tours/min) pour une accélération de 1000 tr/min et un temps de centrifugation de 30s sur un wafer deux pouces.

- *Développement de la résine négative*

Comme nous l'avons souligné, la HSQ est une résine inorganique constituée des éléments silicium, hydrogène et oxygène. Par conséquent, l'énergie nécessaire pour la modifier est élevée (>50 eV). Elle est particulièrement sensible au faisceau d'électrons primaires qui pénètrent avec une énergie cinétique, fonction de la tension d'accélération. Le courant et le temps d'impact fournissent la dose nécessaire d'électrons qui s'introduisent avec une certaine trajectoire lors de l'impact.

Sous l'action du faisceau d'électrons, des transformations locales s'opèrent ensuite, au niveau des régions exposées comme :

- la cassure des liaisons Si–H,
- la formation d'un réseau de groupements silanols Si–OH (gaz),
- puis, la transformation des Si–OH pour former les macromolécules de siloxanes Si–O–Si (solide), unités de base des polymères inorganiques. Deux molécules de silanols forment un pont siloxane tout en libérant une molécule d'eau. Il y a alors augmentation de la masse molaire moyenne des macromolécules.

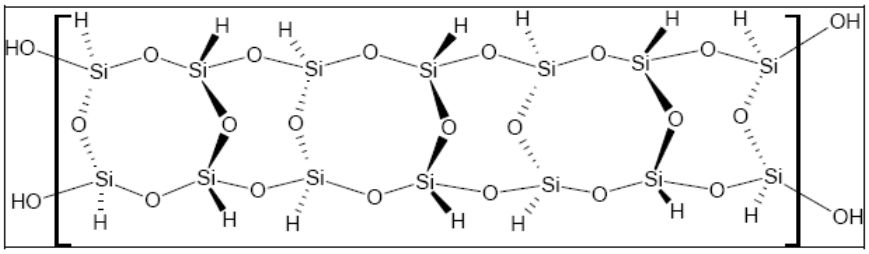


Figure 4-2 : Structure moléculaire de l'Hydrogen Silsesquioxane (HSQ) constituée des liaisons Si–H.

Les modifications de la résine ne sont pas visibles. Le développement a pour but de révéler le motif. Entre les zones exposées et non exposées, il existe une différence de masse moléculaire. Les molécules du solvant révélateur vont s'infiltrer dans le polymère pour le dissoudre. La vitesse de dissolution est d'autant plus élevée que la masse moléculaire est faible. A titre indicatif, la vitesse de dissolution dans une solution 3 :1 d'eau désionisée et un révélateur à base de KOH (AZ 400), est évaluée approximativement à 300 $nm.min^{-1}$. Le solvant dissout donc les régions non exposées jusqu'à ce que l'épaisseur soit nulle.

Lors du développement, nous avons pu observer la déformation des fines structures, en particulier le guide d'injection. Ce phénomène est caractéristique du décollement partiel de la résine insolée entre deux points d'accroche au moment du développement et qui peut être accentué lors du séchage (Fig. 4-3). Il faut donc veiller à ne pas trop agiter l'échantillon dans la solution et que le temps de révélation soit suffisamment court pour ne pas provoquer un gonflement du polymère. Un séchage précautionneux à plat s'est avéré être un bon moyen pour réduire ces distorsions. A l'issu de plusieurs essais, nous avons obtenu un minimum de déformation.

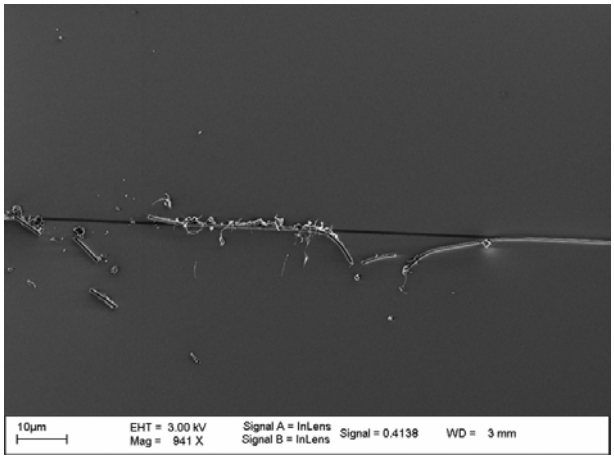


Figure 4-3 : Cliché MEB du guide après développement de la résine. Illustration des dégradations du masque engendrées par le gonflement et du décollement du polymère.

Pour quantifier les performances de la HSQ, on peut se baser sur plusieurs critères :

- la *sensibilité* qui correspond à la dose d'électrons suffisante pour modifier les propriétés de la résine et obtenir le motif. On a affaire à des doses élevées supérieures à 700µC/cm^2 en ce qui concerne la HSQ alors que la dose pour une résine PMMA est de l'ordre de 400µC/cm^2.

- le *contraste* qui caractérise une variation de la vitesse de dissolution de la résine en fonction de la dose d'exposition. Un contraste élevé permet de révéler les petites variations de dose, ainsi un petit écart de dose correspond à une grande variation de vitesse de dissolution. La HSQ offre un excellent contraste (≈ 5). Ceci a deux principales conséquences : une bonne verticalité des flancs ce qui représente un véritable avantage pour l'anisotropie souhaitée dans les trous, et la résolution élevée ($\approx 8nm$).

- la *résistance aux dégradations* du masque à la gravure. Dans l'objectif de procéder à une gravure profonde, on tient compte de l'épaisseur du masque, de l'éventuel élargissement des motifs. Pour réduire les altérations, il est possible de recourir à une oxydation de la HSQ en adéquation avec le procédé technologique dans sa globalité. Sous cette condition, la résistance du matériau est équivalente à celle du SiO_2.

▪ *Transformation des propriétés chimiques par oxydation*

La HSQ est évidemment sensible à l'oxygène moléculaire à température ambiante mais son degré d'oxydation reste faible. En revanche, dans un bâti RIE (Reactive Ion Etching), l'oxydation par plasma O_2 active rapidement la formation de l'Oxyde de Silicium. Les siloxanes réagissent avec l'oxygène atomique du plasma. Les conditions opératoires sur le flux d'O_2 (40sccm), la pression (50mT) et la puissance (120W) sont optimisées pour faciliter la réaction sur un délai de 10 minutes [1].

Cette propriété permet ainsi d'augmenter de 50% la sélectivité du masque, critère qui traduit l'érosion du masque lors de la gravure. Cette méthode montre peu de défauts au niveau de la couche et ceci est vérifié pour une couche épaisse d'HSQ (plusieurs miliers d'Angströms), dans notre cas l'épaisseur est de 470nm.

Rappelons qu'à la fin de procédé technologique, il est nécessaire de retirer le masque. L'oxyde de silicium est dissout par l'acide fluorhydrique de manière très efficace (HF/H_2O -

40%). Cette réaction ne provoque pas de modification de la surface du substrat InP. Le tableau 4-4 récapitule les principales propriétés de la résine HSQ que nous utilisons dans la suite.

Propriétés HSQ – Fox16	Type	Contraste	Résolution	Sensibilité ($\mu C/cm^2$)	Résistance gravure	conservation
	Négative	Elevée ≈ 5	$\approx 8nm$	700 – 7000	Elevée	4°C (réfrigérée), sensible à l'air

Tableau 4-4 : Récapitulatif des principales propriétés de la HSQ – Fox 16.

Nous avons mené plusieurs essais pour atteindre une reproduction fidèle de toutes les dimensions du masque du prototype. Voici les optimisations réalisées.

4.1.2 Optimisation de la lithographie électronique

L'étape de lithographie électronique est optimisée en majeure partie sur la recherche de la dose appropriée et des problèmes pouvant survenir lors de l'exposition.

Les substrats tests ont une orientation cristallographique suivant [100], dopé ou non dopé, et ont subi une étape de déshydratation à 200°C pour promouvoir l'adhérence de la résine.

Les conditions générales de la lithographie sont compatibles avec le transfert de masque sur substrat InP et sont établies selon l'ordre suivant :

- Déshydratation du substrat 10 min sur plaque réglée à 200°C, puis refroidissement 40s
- Résine Fox – 16, utilisation d'une pipette avec filtre pour l'enduction, réglage de la tournette pour une épaisseur de 470nm, une accélération de a=1000tr/min^2, une vitesse de v=1100tr/min, et un temps de t=30s.
- Deux recuits sur plaque de deux minutes chacun : le premier à 150°C et le deuxième à 220°C.

- Une exposition au faisceau d'électron avec une dose de base de 1100µC/cm^2, une correction de proximité à 32 coefficients, un découpage des zones en polygone.
- Développement dans la solution AZ400- eau DI (1:3) : temps de révélation 1min35s
- Oxydation par plasma O_2 : flux – 40sccm, Pression – 50mT, Puissance – 120W, Temps : 10min.

Comme nous voulons définir un masque de structure circulaire et un guide très fin (largeur $\approx 600nm$ sur une longueur de plusieurs mm), nous expliquons dans la suite les phénomènes qui conditionnent la résolution et les zones d'insolation.

4.1.2.1 Structuration nanométrique dense du réseau

- *Recherche de la dose optimale*

Chaque point du motif est insolé successivement et reçoit une dose d'électrons reliée à l'intensité du faisceau et au temps d'insolation. L'énergie autour de ce point se répartit suivant une gaussienne. Pour déterminer la dose surfacique, nous avons raisonné sur un réseau de trous de 350nm de diamètre. Or, avec la résine négative employée, l'écriture s'effectue autour des trous. Nous devons donc constater la diminution du diamètre du trou lorsque la dose augmente. Cette décroissance est montrée sur la figure 4-5.

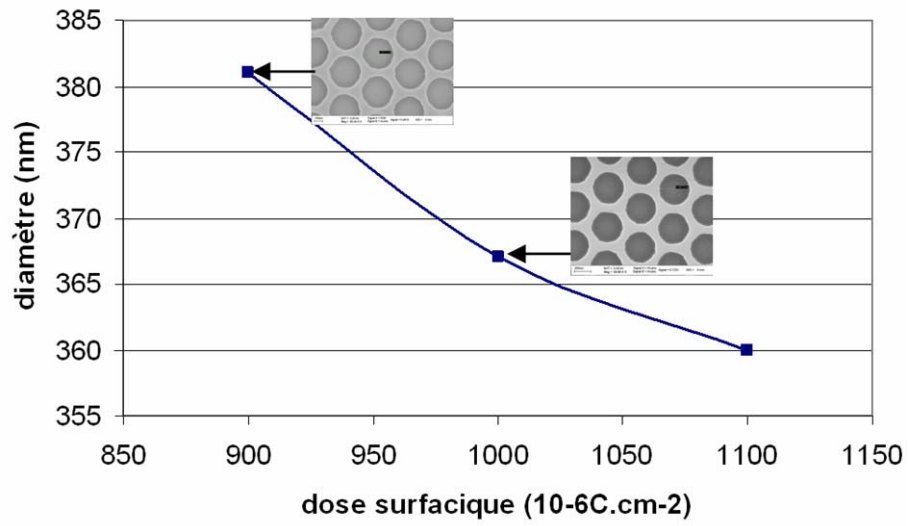


Figure 4-5 : Evolution du diamètre de trou du masque après lithographie électronique en fonction de la dose surfacique.

Pour des doses inférieures à 900µC/cm^2, le diamètre est supérieur au diamètre défini dans le fichier de points du masque. Par ailleurs, les contours présentent des ondulations. Ce phénomène s'explique par la pauvreté de création de liaisons Si–O–Si stabilisant le polymère, qui entraîne la perte de matière lors du développement.

La courbe 4-5 montre aussi l'évolution rapide des dimensions en fonction de la dose sur cet intervalle. Elle caractérise encore une fois la sensibilité de la HSQ à un écart de dose de l'ordre de dizaine de µC/cm^2. Par conséquent, la gamme de dose recommandée pour satisfaire les caractéristiques de lentille se situe autour de 1100µC/cm^2.

- *Correction des effets de proximité*

Comme prévu, la dose optimale de base est assez élevée. L'exposition met en jeu des électrons primaires de forte énergie cinétique. Ainsi, l'influence des effets parasites liés à la dispersion des électrons dans la résine et ceux de proximité liés aux électrons primaires ainsi qu'aux secondaires générés lors des collisions inélastiques devrait rester raisonnable [6].

Cependant, nous travaillons sur un réseau dense de trous avec un espace inter trou de 130nm sur une épaisseur conséquente de résine. La figure 4-6 montre que l'ouverture des trous du réseau n'est pas uniforme. Une zone plus sombre apparaît au centre du réseau, là où le faisceau présente une densité d'énergie à un nombre plus important de points par rapport aux motifs du poutour de la lentille. C'est le résultat des effets de proximité, conséquence d'une insolation parasite qui influence les densités d'énergies environnantes déjà définies. Ainsi, le volume d'interaction s'élargit dans cette zone, à mesure que les électrons progressent dans la résine. Si la dose est trop élevée, les trous se trouvent complètement bouchés et forment progressivement une surface uniforme.

Sur la figure 4-6, nous observons que les trous apparaissent bien dessinés mais sont coalescés en profondeur. Aussi, le diamètre correspondant à cette lithographie réalisée sur un réseau de paramètre r/a~0.36 varie de 333nm à 347nm selon que l'on s'écarte de la zone centrale. Cette inhomogénéité dans le réseau peut être corrigée en diminuant la dose des motifs centraux.

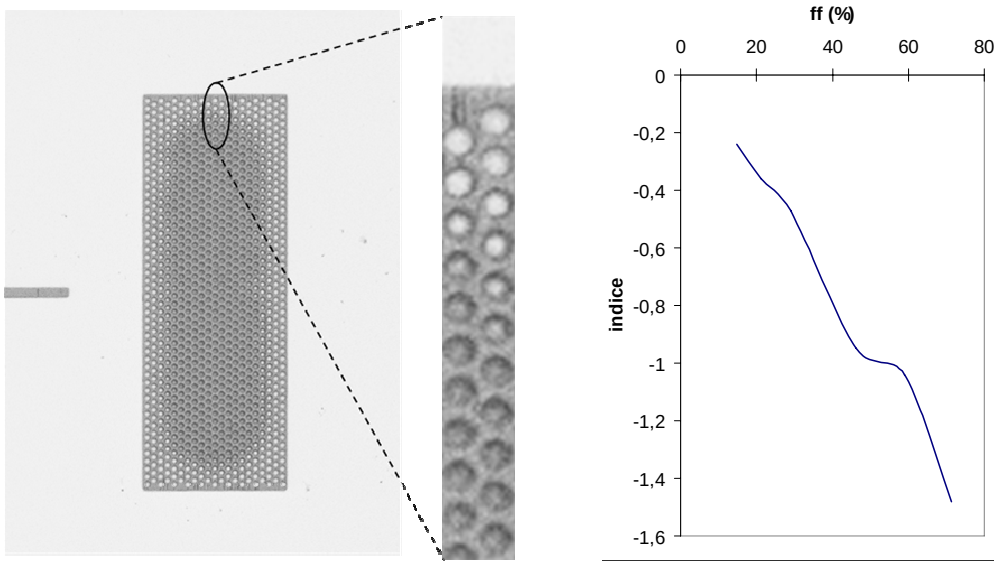


Figure 4-6 : (a) cliché MEB du masque après lithographie : effet de proximité apparent, (b) indice calculé à partir des contours isofréquences d'un réseau infini de trous de période fixé à 496nm

Nous savons qu'une variation du diamètre du trous (ou du coefficient de remplissage) peut modifier localement l'indice de réfraction de la lentille (chapitre 2). La courbe 4-6 (b) illustre l'influence du coefficient de remplissage sur la valeur de l'indice. Une variation de 1% du coefficient de remplissage, autrement dit une variation dans un intervalle de 4 à 9 nm sur le diamètre du trou, peut entraîner une variation sur l'indice de 2% à 3.5% soit une excursion allant de -0.2 à -1.4 autour de la valeur nominale -1. Ces optimisations de l'ordre du nanomètre sont complexes à réaliser en lithographie électronique voire même impossible, Il faudra également garder à l'esprit cet écart à l'idéalité lors de l'analyse des mesures.

Néanmoins, l'ouverture circulaire des trous dans la résine n'en reste pas moins à optimiser et est plus qu'indispensable à réaliser pour poursuivre par l'étape de gravure. La correction des effets de proximité consiste à faire une modulation de la dose sur l'ensemble du masque. Les calculs sont réalisés à partir du logiciel de simulation Monte Carlo – *Skeleton*. Lors de la simulation, les paramètres demandés sont :

- la nature de la résine et son épaisseur,
- le substrat,
- la dose de base,
- la tension d'accélération des électrons.

Les essais sont effectués à 50kV et à 100kV. L'intérêt de travailler avec des tensions d'accélération élevées est de diminuer la rétrodiffusion des électrons (primaires) par le substrat et donc de limiter le recouvrement des zones d'insolation (~effet de proximité).

Grâce aux résultats de ces simulations numériques, il est alors possible de prédire la trajectoire des électrons dans la résine et ainsi, d'affecter un coefficient à la dose de départ suivant la distribution de l'énergie à chaque point du design (Fig. 4-7). Le nombre de coefficients pris en compte est de 32. Les motifs au centre sont effectivement moins dosés. Comme l'illustre la figure 4-8, la correction et l'ajustement des conditions de développement de la résine ont largement contribué à améliorer les différentes structures.

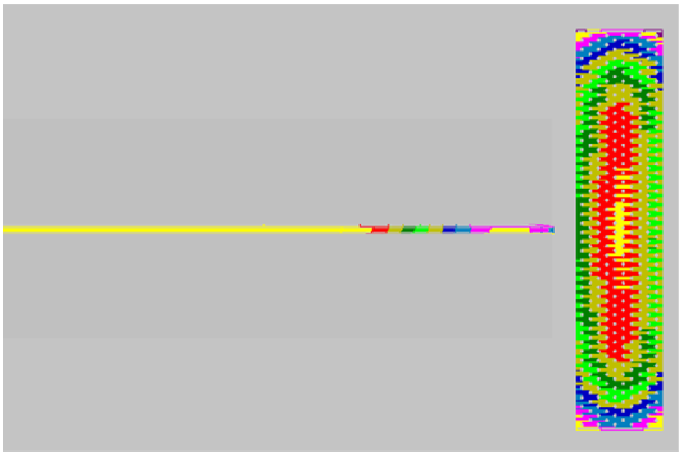


Figure 4-7 : Affectation de la dose au masque. Dose plus faible au centre du cristal.

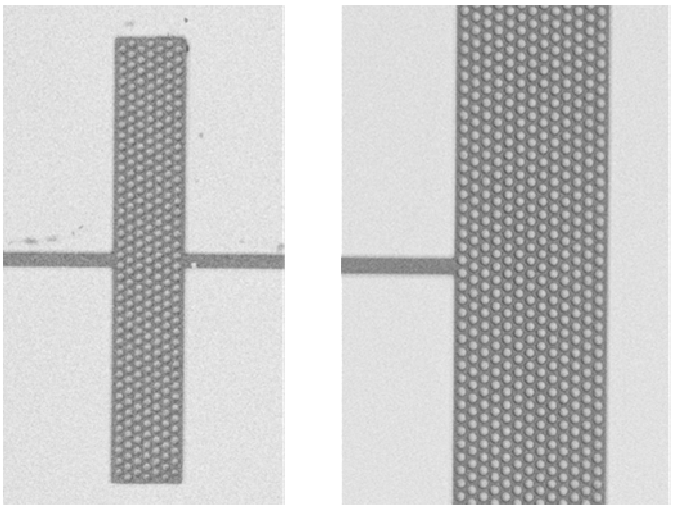


Figure 4-8 : exemple de réalisation de lithographie après correction des effets de proximité.

4.1.2.2 Problème lié au raccord de champ du faisceau d'électrons

La gestion d'une exposition sur une surface de plusieurs millimètres est cruciale en particulier au niveau du positionnement du faisceau sur l'échantillon. Il constitue un paramètre critique supplémentaire dans la mise en œuvre de la lithographie.

La trajectoire du faisceau d'électron balaie la surface de l'échantillon en suivant le design du masque. Dans le logiciel de conception, il est possible de définir le grain, c'est-à-dire le pas entre chaque point du design. Il définit en quelque sorte la résolution et donc la qualité du masque. Plus le grain est petit, plus la définition des bords du motif est fine dans la limite de la résolution du masqueur. Le masqueur électronique est basé sur une optique qui opère séquentiellement par zone. Ces zones sont appelées champ d'insolation.

Dans ce travail, l'ensemble du design est découpé en plusieurs champs. Nous allons évoquer l'impact de la déflection du faisceau balayant la surface sur les distorsions dans la phase d'élaboration du masque. La fonction de calibration des raccords de champs s'est révélée être un point important pour résoudre ce problème [7].

- *Déflection du faisceau*

En lithographie électronique, le faisceau est généré par un canon à électron localisé en haut de la colonne optique. Puis il est successivement focalisé passant par les différents étages de lentilles électromagnétiques qui conditionnent l'éclairement de l'échantillon.

Le déplacement du faisceau s'effectue à l'aide d'une tête de déflection. Et c'est par l'application d'un champ électromagnétique ou électrostatique que l'on peut orienter le faisceau dans la direction voulue. Dans le cas d'une force électrostatique, il suffit d'appliquer une tension entre deux plaques parallèles pour obtenir un gradient de champ perpendiculaire. Le faisceau est alors dévié de sa position de repos selon la valeur du champ électrique appliqué. De la même manière, un courant parcourant un jeu de bobines peut être utilisé pour influer sur la position du faisceau d'électron. La zone d'exposition du faisceau d'électron est limitée par les axes du système de déflection. La dispersion angulaire s'exprime par :

$$\Delta\alpha = \frac{1}{2}\frac{\Delta V}{V}\alpha \qquad (4.1)$$

Avec α l'angle de déflexion maximum, $\frac{\Delta V}{V}$ la variation d'énergie. En général, ΔV tourne de 0.1-0.5eV. Par exemple, pour un filament thermoïonique en tungstène, ΔV est de 2eV.

L'un des effets du déplacement latéral du faisceau au-delà de α peut être l'élargissement de la zone insolée et donc une aberration sur le spot en bord de champ. C'est pourquoi l'écriture s'effectue en sous champ d'exposition.

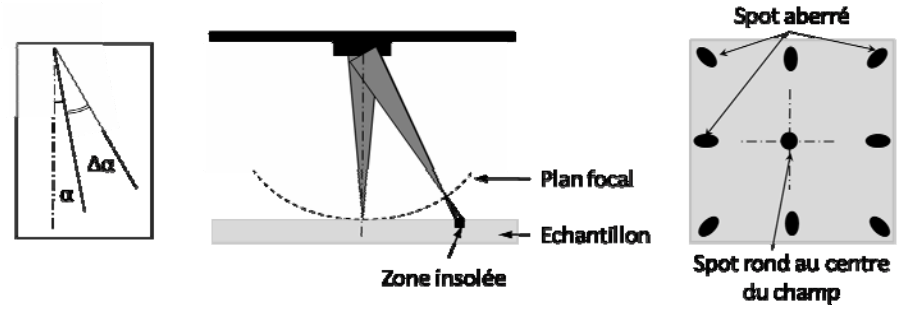


Figure 4-9 : Déflection du faisceau d'électron généré par les bobines aux abords du canon à électrons du masqueur électronique, Illustration de la déformation du faisceau.

- *Réduction de la taille des champs*

Tout d'abord, rappelons les caractéristiques du masqueur électronique utilisé. En général, les performances d'un masqueur électronique sont évaluées en terme de précision sur :

- le positionnement du faisceau dans le champ considéré (pixellisation, grain du design) : 2nm
- l'alignement de niveaux à niveaux : 30nm
- le raccord entre les champs adjacents : 30nm pour une taille de champ allant de 160μm^2 à 1000μm^2.

Pour réaliser la fonction de calibration et de raccordement des champs, un interféromètre laser est utilisé et permet d'ajuster la déflexion. Le schéma de principe de cette fonction est illustré par le diagramme en Fig. 4-10. La déflexion provoque un déplacement du faisceau d'électron qui est réfléchi sur les miroirs positionnés aux limites du porte échantillon dans la direction x et y. La variation de la différence de la tension est mesurée entre les quadrants. Au cours du balayage de la pointe, le signal mesuré sur la photodiode est comparé au signal de référence. Une boucle de contre réaction ajuste en continu la position verticale de la pointe afin d'annuler cette différence. Le courant dans les bobines est fixé de manière à ce que les dimensions du design sur le wafer soient respectées.

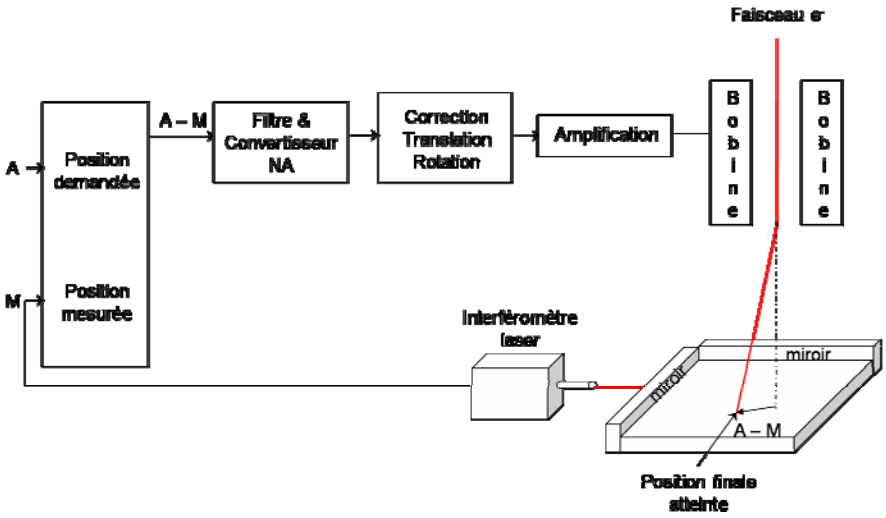


Figure 4-10 : Dispositif de réglages de la position (x,y) du faisceau incluant un interféromètre laser, un convertisseur analogique numérique permettant de convertir de système de point par le courant injecté dans les bobines de déflection.

Durant la phase de lithographie du prototype, différents problèmes sont apparus tels qu'un désalignement des motifs, une sous exposition et sur exposition de la résine au niveau des différents champs adjacents (portions) du design. La première lithographie montre une erreur sur le raccord de champ de 120nm évaluée à partir de cliché MEB – Microscope à balayage électronique (Fig. 4-11).

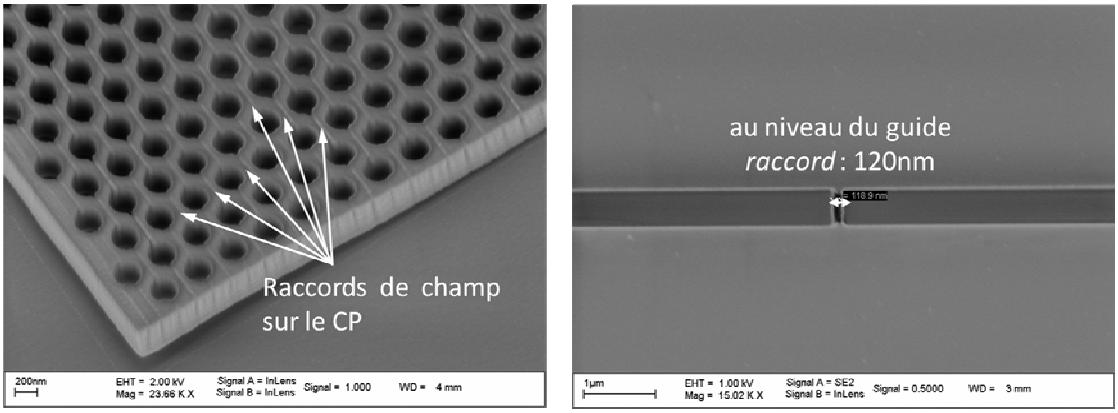


Figure 4-11 : Cliché MEB des premiers de lithographie – Illustration du raccord de champ sur le prototype.

Lors de l'écriture, les paramètres de focalisation et de courant de faisceau (comme décrit précédemment) mais aussi les variations de hauteur de résine ont pu varier d'un point à un autre. De tels phénomènes interviennent en effet pour une forte densité de motifs sur une surface importante d'écriture et pour une faible planéité due à la phase d'enduction du wafer.

Le masqueur est calibré sur une hauteur de référence que l'on note H. Si la mesure de hauteur n'est pas vérifiée au cours de l'écriture, la zone de balayage varie et devient incorrecte (Fig. 4-12).

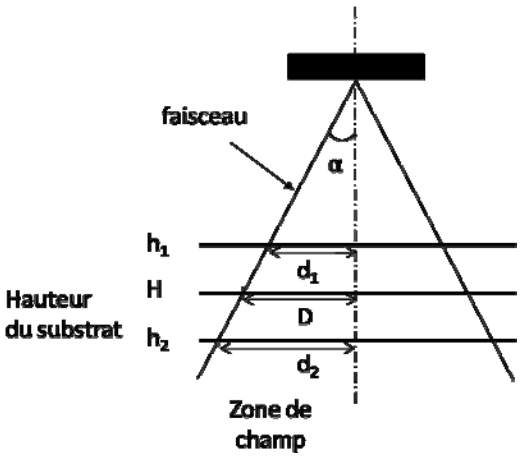


Figure 4-12 : Influence de la hauteur de résine sur la zone de balayage du faisceau en lithographie électronique.

La solution offerte pour améliorer la planéité de la résine, a été de renouveler la phase d'enduction avec une vitesse de tournette plus élevée (1100tr/min) et de procéder à une réduction de la taille des champs.

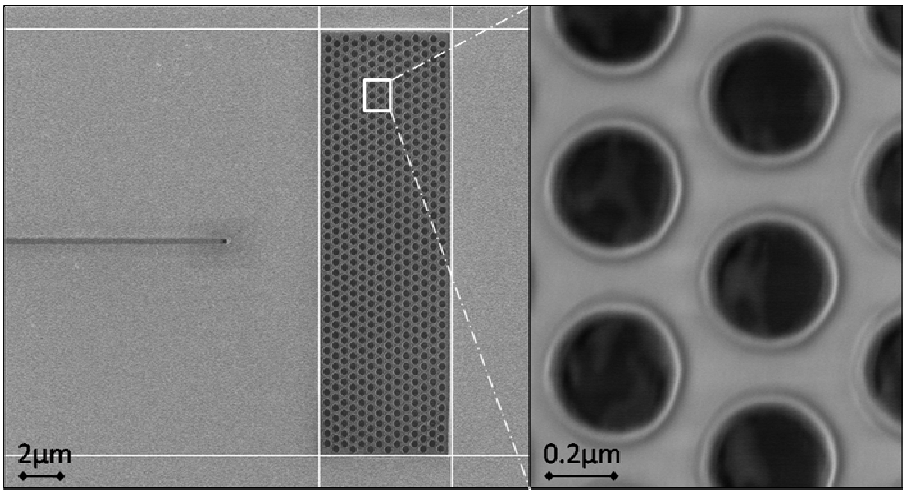


Figure 4-13 : lithographie du prototype après optimisation des raccords de champ.

Pour notre application, nous avons réussi à optimiser les paramètres de lithographie électronique qui, associée au bon procédé, donne un bon contraste évitant au maximum les effets de proximité dus à la densité importante de motifs d'un réseau, et qui soit capable de

résister à la gravure plasma assistée par ICP. Il convient maintenant de transférer le masque dans l'hétérostructure d'InP en répondant à certains critères que nous allons détailler.

4.2 Gravure profonde par plasma induit par couplage inductif

La gravure ICP (Inductive Coupled Plasma) est une gravure sèche qui repose à la fois sur une attaque chimique et physique des parties du substrat non protégées par le masque. Le plasma, créé par le champ magnétique résultant du couplage inductif, comporte des ions qui sont accélérés jusqu'à la surface où ils sont adsorbés [8]. Les produits volatils formés sont évacués de la chambre par pompage.

Une des caractéristiques de l'ICP est la génération des espèces réactives par induction. L'induction permet d'obtenir une densité d'espèces ionisantes importante dans le plasma ($\approx 5.10^{11} cm^{-3}$) et de travailler à des pressions faibles ([1mT ; 100mT]).

Dans cette section, nous allons décrire notre démarche dans la détermination de la nature des gaz constituants le plasma, de la pression et de la puissance d'excitation. Les conditions de fonctionnement sont en adéquation avec les objectifs de :

- conservation des dimensions et des formes,
- rapport d'aspect impliquant une gravure profonde,
- faible rugosité et de verticalité (anisotropie) du profil de gravure.

L'ajustement des mécanismes physiques et chimiques doit permettre un contrôle de l'anisotropie et de la sélectivité.

4.2.1 Chimie du plasma chloré

Les espèces du plasma, en particulier les radicaux, réagissent avec le substrat de manière sélective, selon la nature chimique des constituants de la couche [9-10]. La gravure de l'InP et de son composé quaternaire utilise un gaz avec une chimie à base de $Cl_2/H_2/CH_4$ [11]. Le mélange gazeux est choisi en fonction de la stabilité et de la volatilité des produits de gravure. De plus, nous veillons à ce qu'il n'attaque que très peu le SiO_2 (HSQ après oxydation) du masque. Nous associons ces composants qui activent une combinaison de mécanismes :

certains favorisent la capacité à réagir avec la surface et d'autres favorisent le critère d'anisotropie.

4.2.1.1 Nature et rôle des espèces ioniques

Chaque gaz a une fonction spécifique et une influence sur le profil de gravure. Dans le cas de la gravure de l'hétérostructure d'InP/InGaAsP, les radicaux CH_3 provenant de la dissociation du méthane CH_4 lors de la génération du plasma, et l'atome H réagissent respectivement avec l'indium et le phosphore pour former les espèces volatiles $In(CH_3)_3$ et PH_3.

Quant au chlore, il s'adsorbe facilement à la surface et peut jouer soit le rôle d'agent de gravure ou soit d'inhibiteur de gravure, selon le produit de réaction. En effet, le chlore peut réagir avec le gallium et créer après désorption le composé volatil $GaCl_3$. Il est alors considéré comme agent de gravure. Dans le cas où le produit formé n'est pas volatil, la surface peut être modifiée chimiquement. Ici, le chlore crée aussi des espèces chimiques peu ou non volatiles comme par exemple, le chlorure d'indium produit de la réaction avec l'InAs. C'est une espèce difficile à éliminer excepté par processus thermique. Dans ce dernier cas, l'addition de Cl sert alors à la formation d'un film de protection appelé film de passivation. Il contribue à ralentir la gravure latérale et permet l'obtention d'un profil de gravure anisotrope. Ainsi, il est possible de jouer sur la composition du mélange de gaz pour favoriser tel ou tel type d'interaction.

Par ailleurs, notons qu'avec la nature des espèces dans le plasma considéré, les interactions avec le masque sont faibles. Ainsi, la sélectivité de gravure par rapport au masque est élevée. Lors de nos essais, nous évaluons ce facteur par la mesure des épaisseurs de gravure avant et après le retrait du masque. La vitesse de gravure du substrat est plus grande d'un facteur 9.5 par rapport à la vitesse de gravure du masque, ce qui représente un réel avantage pour notre procédé.

Pourtant, il subsiste une problématique au niveau de la vitesse de gravure de l'InP. Comme la gravure par la technique ICP est rapide, elle conduit à des vitesses de gravure élevées. Il faut donc prévoir un temps de gravure très court, ce qui n'est pas sans effet sur la précision recherchée de la fin de gravure. Dans la section suivante, nous étudions ces effets et tentons une optimisation du temps de gravure.

4.2.1.2 Contrôle de la profondeur de gravure et de la rugosité des flancs

La profondeur de gravure est le paramètre déterminant d'un confinement vertical efficace. La gravure peut également introduire des pertes de propagation par diffusion de la lumière sur les rugosités des flancs [12]. Il faut alors veiller à maintenir un équilibre entre vitesse de gravure pour obtenir un rapport d'aspect important et une uniformité sur le profil.

La vitesse de gravure présente un optimum pour des valeurs de débit particulières. Le réglage des débits influence la composition du plasma et la concentration en agents de gravure disponibles. C'est une synthèse d'études sur le comportement chimique de ces gaz qui nous a amené à établir les paramètres de gravure suivant leur action sur la surface. Nous réglons le débit de chaque gaz suivant les données du tableau 4-14.

Gaz	Débit (sccm)	Composé	Action
CH_4 – méthane	7	$In(CH_3)_3$ (volatil)	gravure
H_2 – dihydrogène	8	PH_3 (volatil)	gravure
Cl_2 – diclhorure	8	$InCl_3$	passivation

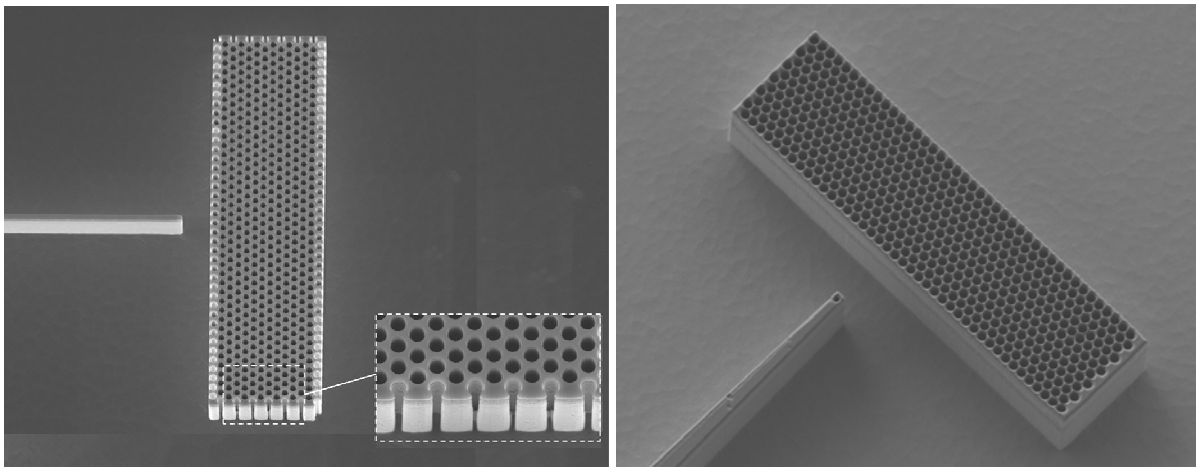
Tableau 4-14 : gaz présents dans le plasma avec leur débit et leur action

La quantité d'espèces réactives présentes dans le plasma est sensiblement égale à la quantité de molécules du substrat à enlever. Ainsi, la vitesse de gravure varie selon la concentration des espèces dans le plasma pour une surface et une épaisseur de gravure données. Après avoir fixé les conditions de pression (4mT), de flux, de puissance (75W RIE, 500W ICP) et de température (20°C) pour la génération du plasma, les échantillons sont soumis à la gravure pendant une durée de 6min 30s. Plusieurs phénomènes se sont manifestés :

- une variation de l'épaisseur de gravure pour des tailles d'échantillon différentes. Lorsque la surface à graver est plus importante, il y appauvrissement des espèces réactives dans le plasma ce qui provoque la diminution de la vitesse de gravure et modifie l'épaisseur de gravure,

- une dépendance de la vitesse de gravure suivant les dimensions du motif et de la densité surfacique des motifs à graver. Il existe en effet une différence entre la profondeur de gravure dans les trous et celle mesurée au niveau du guide qui est de l'ordre d'un micromètre. Or, cet effet est observable aussi pour les trous au centre et en bord de lentille. Ainsi, la gravure est ralentie au niveau des trous centraux. A cause

de la taille des ouvertures et de la densité de trous au centre de la lentille, la diffusion puis l'évacuation des espèces et des ions deviennent délicates (Fig. 4-15 (a)). Pour corriger cette ouverture des trous sur les bords, nous modifions le masque au niveau des bords de lentille pour densifier la zone. Les clichés MEB en figure 4-15 (b) montrent des flancs de gravure sans aspérité sur le guide et la lentille. On en déduit que la chimie du plasma adopté satisfait les exigences au niveau de l'uniformité du profil dans les différentes couches de l'hétérostructure.



(a) (b)

Figure 4-15 : Illustration de l'influence de la densité de motifs. Les espèces réagissent plus en profondeur sur les motifs en bord de lentille. La diffusion et l'évacuation des espèces sont facilitées, contrairement aux motifs de la zone centrale.

Les résultats obtenus sont encourageants mais il est nécessaire de vérifier que ces observations sont valables à l'intérieur des trous. Pour ce faire, on opère une investigation sur l'anisotropie du profil de gravure des trous. Nous verrons que pour parvenir à la forme de profil requise, il est recommandé d'opter pour une gravure avec une contribution du mécanisme physique plus élevée.

4.2.2 Optimisation de l'anistropie des flancs des trous

La technique ICP génère des plasmas à haute densité d'espèces. Il n'est pas aisé de trouver un compromis entre les deux phénomènes apparaissant au sein du réacteur : la gravure chimique et le bombardement ionique. Néanmoins, on dispose de deux sources de puissance totalement indépendantes ; l'une liée à la puissance dite ICP influant sur la densité électronique du

plasma, et l'autre dite RIE influant sur l'énergie des ions. Nous allons nous concentrer sur la contribution des espèces ioniques à l'anisotropie des flancs de gravure des trous.

4.2.2.1 Rapport d'aspect

Rappelons que dans une gravure isotrope, le matériau est gravé de manière uniforme dans toutes les directions par les espèces neutres du plasma de manière sélective. Dans ce cas, il est possible d'observer une sous-gravure sous le masque pour des gravures à dominante chimique. Le matériau est alors gravé latéralement (Fig. 4-16(a)).

Dans le cas anisotrope, la gravure est provoquée par le bombardement des ions de manière directionnelle (Fig. 4-16 (b)). Les atomes en surface sont éjectés suite aux collisions inélastiques avec les ions incidents. Les propriétés suivantes ont une répercussion sur l'évolution du processus :

- la densité atomique du matériau à graver,
- l'énergie de liaison surfacique des atomes,
- l'énergie des ions,
- la masse des ions,
- et l'angle d'incidence de la pulvérisation.

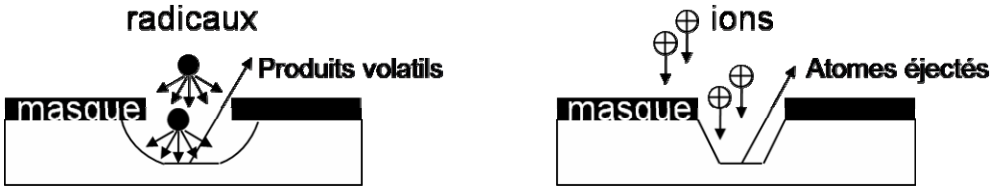


Figure 4-16 : Profils de gravure obtenus suivant le mécanisme de gravure privilégié dans le réacteur ICP-RIE : (a) gravure chimique due aux espèces neutres réactives du plasma, (b) gravure physique par bombardement ionique de la surface – éjection des atomes de la surface.

L'optimisation des flancs a fait l'objet de plusieurs tests préliminaires progressifs : essai de gravure sur guide simple, gravure du réseau, et enfin gravure du dispositif dans sa globalité.

Nous avons vu précédemment, que la sélectivité de gravure déterminée en section 4.2.1.1 est élevée. Par conséquent, le masque se révèle peu altéré par l'attaque plasma. En effet, la vitesse de gravure du SiO_2 est très faible. Sa valeur s'élève autour de 40nm/min. L'épaisseur de masque s'est donc avérée largement suffisante pour qu'à la fin de l'étape, la détérioration du masque soit minime. De plus, nous n'observons pas d'élargissement notable des trous. Il n'y a donc pas eu de sous-gravure généralement causée par une gravure à composante chimique trop importante. Le dosage en espèces réactives correspond donc bien à la contrainte fixée de conservation des dimensions.

Donc, le challenge se situe essentiellement sur le rapport d'aspect à atteindre. Le rapport d'aspect aussi appelé facteur de forme s'exprime par le rapport entre la largeur de l'ouverture du motif L, et la profondeur désirée P :

$$R = \frac{P}{L} \approx [6;8] \tag{4.2}$$

Comme la gravure latérale est négligeable, il faut agir sur la profondeur de gravure tout en préservant les qualités d'uniformité et de sélectivité déjà acquises lors des premiers essais. On réalise alors une investigation sur l'anisotropie des trous en regardant l'incidence de la variation de la puissance RIE. L'objectif est de parvenir à contrôler les propriétés du plasma pour combiner simultanément les critères de sélectivité et d'anisotropie.

4.2.2.2 Ajustement de la puissance RIE

Pour obtenir un flux d'ions dense, énergétique et directionnel, nous travaillons en basse pression à 4mT. Ainsi, les espèces réactives et ioniques à l'intérieur de la gaine subissent peu ou pas de collisions. C'est en jouant sur la puissance RIE que l'on va pouvoir influer sur l'énergie des ions. La puissance est alors délivrée par un générateur RF via une diode à couplage capacitif. En augmentant la puissance, la tension d'auto-polarisation de l'échantillon s'intensifie et les ions sont ainsi, accélérés en direction du substrat.

Or, cette gravure affecte l'ensemble de la surface. Comme elle n'intègre plus le critère de sélectivité par rapport aux espèces à graver, elle peut alors provoquer l'érosion du masque. Il faut faire en sorte d'inhiber l'anisotropie de gravure et de maximiser la profondeur de gravure avec un minimum de dimensions latérales du masque.

Pour évaluer l'anisotropie du profil de gravure à l'intérieur du réseau de trous, nous effectuons une coupe par FIB (Focused Ion Beam – faisceau d'ions focalisés) au milieu de la lentille.

Le premier échantillon est le résultat d'une gravure dont la puissance est fixée à 75W. Le deuxième échantillon repose sur le même procédé sauf que la puissance RIE est doublée ~150W. Les deux échantillons présentent une bonne sélectivité. Le masque est gravé sur un peu plus de la moitié de son épaisseur. La différence se situe comme prévu, sur le profil.

A partir des clichés MEB, nous constatons que :

- Sur l'échantillon 1

1. Les trous sont circulaires. Les dimensions latérales en surface (diamètre du trou et période) sont respectées.

2. Le trou est moins profond que l'épaisseur de gravure extérieure. La profondeur de gravure est estimée à 1.2µm, tandis que l'épaisseur de gravure extérieure au trou est de 2.4µm. Le rapport d'aspect obtenu est de 3.4.

3. Les flancs des trous sont inclinés. Les trous ont une forme conique et traversent la couche guidante de l'hétérostructure. Dans ce cas, on peut dire que la gravure est plutôt chimique. Néanmoins, les flancs ne suivent pas le plan cristallin (111) du semiconducteur. Cela signifie qu'il existe une contribution des ions lors de la gravure.

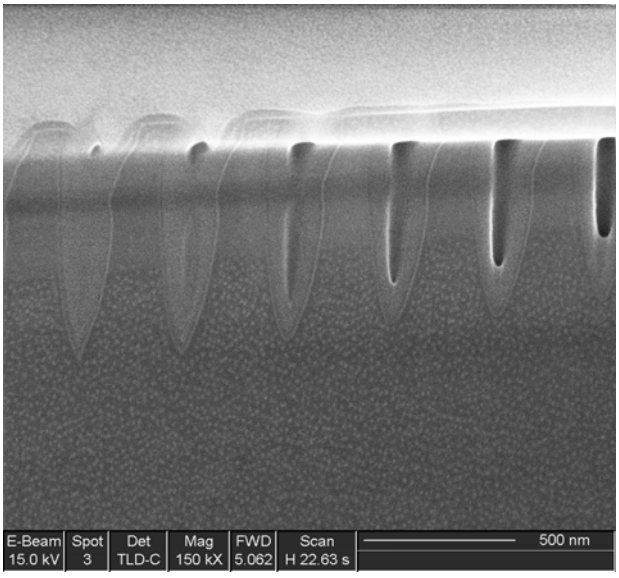


Figure 4-17 : Profil de l'échantillon 1. Paramètres de la chambre : Pression~4mT, Puissance ICP~500W, RIE~75W.

- Echantillon 2

1. Le masque est beaucoup plus gravé qu'en 1. Malgré tout, le diamètre du trou en surface est respecté.

2. La vitesse de gravure des composants à base d'InP est deux fois plus rapide que pour l'échantillon 1. La vitesse est de 894nm/min. Nous avons donc réduit le temps à 4min 15s.

3. Le fond de gravure présente une forte rugosité, typique des gravures très physiques. Cela s'explique par la composition du substrat. Les ions bombardent la surface et éjectent les atomes de faibles masses atomiques. En ce qui concerne l'InP, les ions éjectent préférentiellement les atomes de phosphore P. La rugosité de surface ne constitue pas dans notre étude expérimentale un facteur limitant puisque le champ se propage en majeure partie dans la couche guidante (Fig. 18 (b)).

4. Le profil du trou est correct, légèrement bombé.

5. La profondeur de trou de 2µm est atteinte. L'épaisseur de gravure extérieure est de 3.8µm. Nous pouvons donc espérer s'approcher au mieux du profil idéal en ajustant les propriétés chimiques du plasma.

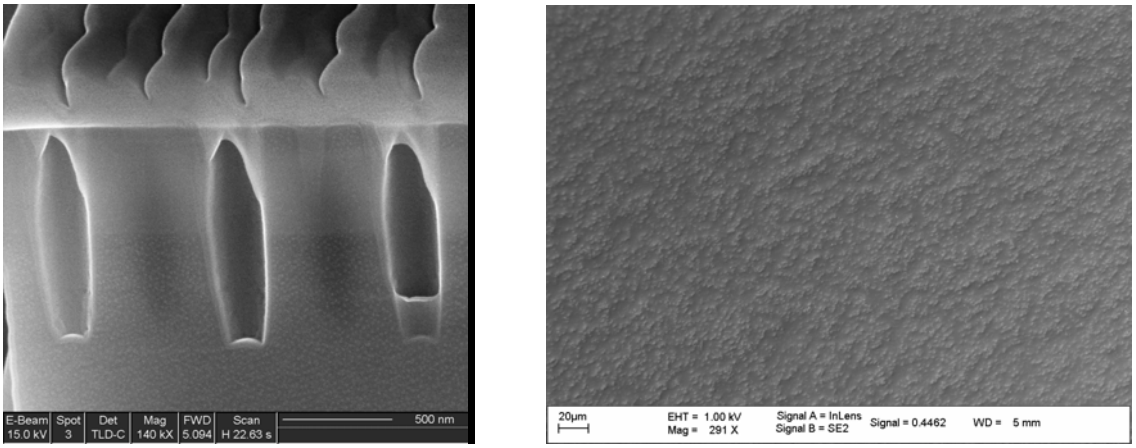


Figure 4-18 : Cliché MEB de l'échantillon 2 : Puissance RIE~150W. (a) Coupe FIB ; Profil de gravure dans les trous. (b) Fond gravure à l'extérieur du réseau.

Suite à cette optimisation, les différentes structures sont mises au point. Comme l'illustrent les clichés de la figure 4-19, la fabrication du dispositif de lentille plate dans la configuration

originelle de Veselago, de la lentille collée au guide et du prisme sont menées à terme avec succès.

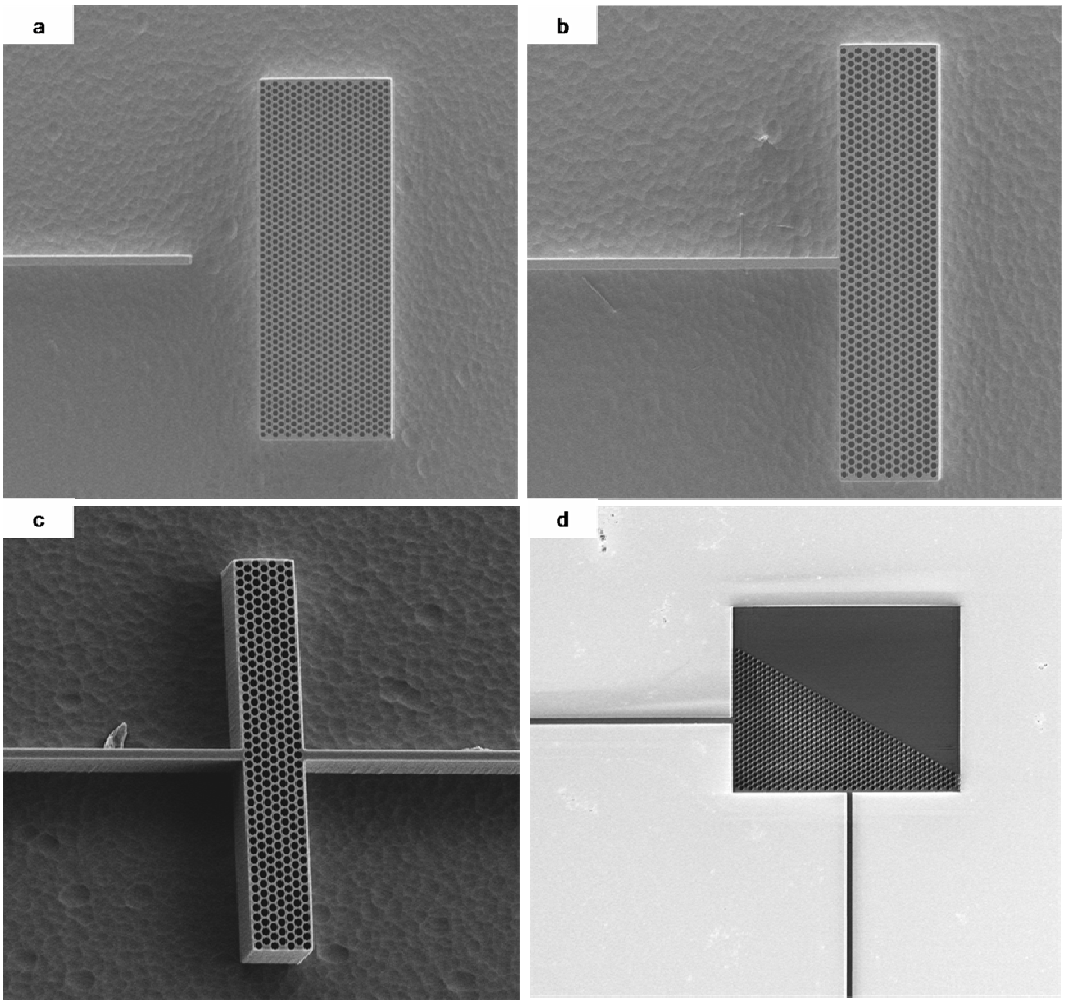


Figure 4-19 : Clichés MEB des structures après réalisation du processus technologique. (a) lentille configuration type Veselago, (b) lentille collée, (c) lentille pour mesure en transmission, (d) prisme.

Conclusion

L'optimisation du masque s'est avérée être une étape importante du procédé électronique. Réalisée avec succès et grâce à la résine particulière qu'est la HSQ, nous avons pu obtenir un masque en une seule étape et adapté aux différences de dimensions des motifs soit nanométrique pour le réseau de trou et micrométrique pour le guide.

L'étude des effets des différents paramètres de gravure est complexe car les interactions sont interdépendantes. Nous avons déterminé les facteurs susceptibles de répondre au mieux aux objectifs fixés par les études numériques et les contraintes imposées par la mesure en champ proche optique. Nous avons réussi à transférer des trous de 347nm de diamètre avec un rapport d'aspect de 6. Nous rappelons que l'étape d'optimisation du masque est une étape importante de la réalisation. De plus, grâce à la haute résistance du masque dur en HSQ, l'étape de gravure profonde a été mieux appréhendée. La combinaison de la chimie du plasma appropriée et les conditions de puissance et de pression dans la chambre ICP-RIE ont abouti à un résultat satisfaisant pour engager l'étude expérimentale en collaboration avec l'institut Carnot de l'Université de Bourgogne.

Bibliographie

[1] D. Lauvernier, J. P. Vilcot, M. François, D. Decoster, Microelectronic Engineering, 75, 177, (2004)

[2] D. Lauvernier, S. Garidel, C. Legrand, J. P. Vilcot, Microelectronic Engineering, 77, 210, (2005)

[3] M. François, J. Danglot, B. Grimbert, P. Mounaix, M. Muller, O. Vanbesien, D. Lippens, Microelectronics Engineering, 61-62, 537, (2002)

[4] C. M. Soukoulis, Nanotechnology, 13, 420, (2002)

[5] V. Mizeikis, S. Juodkazis, A. Marcinkevicius, S. Matsuo, H. Misawa, J. of Photochemistry & Photobiology, 2, 35, (2001)

[6] H. R. Rottmann, IBM J. Res. Develop., 24, 461 (1980)

[7] S. Asai, H.Inomata, A. Igonisawa, E. Takeda, I. Miwa, M. Fukinami, J. vac. Sci. Technol., 16, 1710 (1979)

[8] C. Cardinaud, M. Peignon, P. Tessier, Applied Surface Science, 164, 72, (2000)

[9] T. Maeda, J. W. Lee, R. J. Shul, J. Han, J. Hong, E. S. Lambers, S. J. Pearton, C. R. Abernathi, W. S. Hobson, Applied Surface Science, 143, 183, (1999)

[10] W. T. Lim, I. K. Baek, G. W. Lee, E. S. Lee, M. H. Jeon, G. S. Cho, S. J. Pearton, Applied Surface Science, 222, 74, (2004)

[11] J. S. Yu, Y. T. Lee, Semicon. Sci. Technol., 17, 230, (2002)

[12] M. Skorobogatiy, G. Begin, A. Talneau, Optics Express, 13, 2487, (2005)

Troisième partie
Caractérisation optique de la lentille à base de cristaux photoniques

Chapitre 5

Mesure en champ proche optique du dispositif de lentille plate main gauche

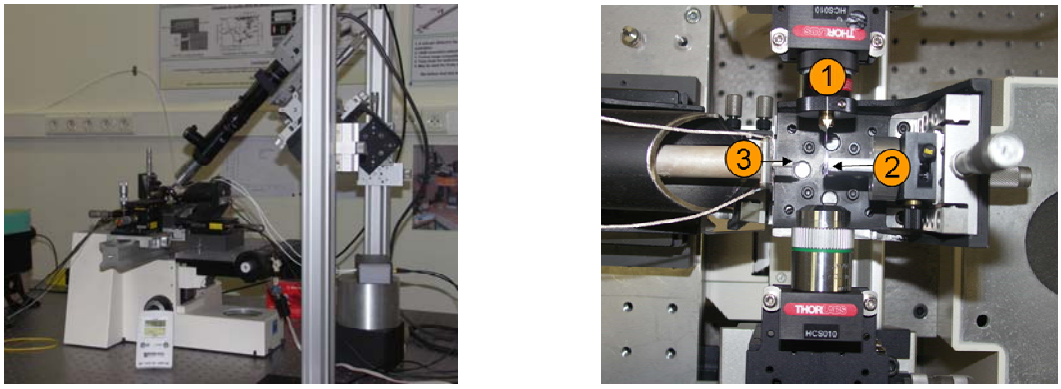
La technique de champ proche optique permet la caractérisation de structures fonctionnelles à une échelle nanométrique [1-3]. Dans ce travail de thèse, l'approche expérimentale repose sur l'étude de la propagation de la lumière dans les bandes de transmission à travers plusieurs prototypes de lentilles à base de cristaux photoniques. Dans un premier temps, nous présentons la technique de mesure, les paramètres externes pouvant influencer la mesure et la manière dont elle est adaptée pour répondre aux exigences spécifiques de cette étude. Dans un deuxième temps, nous procédons à la caractérisation d'échantillons de dimensions différentes et fonctionnant à des longueurs d'ondes optiques autour de 1.55µm. Enfin, nous comparons la réponse expérimentale et celle obtenue numériquement dans les trois dimensions de l'espace pour déterminer si la résolution sous longueur d'onde peut être établie ou non.

5.1 Mesure en champ proche optique

Le SNOM fait partie des microscopes dits à sonde locale tout comme le STM et l'AFM, à ceci près qu'il sonde les photons entre le dispositif sous test et la pointe et permet de s'affranchir de la limite de diffraction. C'est en détectant les ondes évanescentes par une sonde nanométrique en asservissement shear forec de l'échantillon, que sont obtenues à la fois des données topographiques et des données optiques, notamment l'intensité du champ électromagnétique dans la structure étudiée. Le rôle du microscope en champ proche optique est donc :

- d'analyser la surface de l'échantillon avec un pouvoir de résolution élevé,
- et de collecter le signal champ proche et l'acheminer vers un photodétecteur.

Le microscope de champ proche optique, utilisé pour effectuer le travail de caractérisation, a été mis en place par l'équipe de champ proche de l'Université de Bourgogne [4]. Les mesures ont été faites en collaboration avec ce même laboratoire. Sur la figure 5-1, on présente une image du banc de mesure tel qu'il a été mis en place pour permettre l'étude de nos prototypes de lentille plate.



(a) (b)

Figure 5-1 : Banc de mesure SNOM – Université de Bourgogne (a) ensemble champ proche optique , (b) vue de dessus, -1- injection par une fibre lentillée , -2- positionnement de l'échantillon, -3- sonde SNOM type fibre optique attaquée chimiquement.

Dans ce qui suit, nous décrivons le système d'asservissement utilisé et les interactions mises en jeu lors des observations en champ proche et champ lointain.

5.1.1 Principe de la mesure en microscopie optique de champ proche

Dans le chapitre 2, nous avons vu que la propagation guidée d'un champ électromagnétique peut créer, dans le superstrat et le substrat, un champ évanescent dont l'intensité décroît de manière exponentielle, quand on s'éloigne de la surface de la couche guidante. Un SNOM peut à la fois, fournir des images du champ évanescent présent à la surface de l'échantillon et recueillir la fraction de lumière diffusée par les trous du réseau photonique.

Le microscope utilisé possède une sonde nanométrique constituée d'une fibre optique amincie qui couple les ondes évanescentes aux modes propagatifs de la fibre. Ainsi, la pointe sert de détecteur et sonde la distribution de l'intensité du champ, tandis que l'excitation s'effectue par transmission d'un signal en réflexion interne dans les couches guidantes du dispositif. Ce mode dit de collection est basé sur le principe du retour inverse de la lumière. Si un trou sous-longueur d'onde est capable de transformer une partie d'une onde progressive en onde évanescente, la transformation réciproque est aussi vraie. Les ondes sont collectées dans le champ lointain par la sonde et analysées par une détection synchrone.

5.1.1.1 Asservissement *shear* force – force de cisaillement

Avant de commencer les mesures SNOM proprement dites, nous procédons à des réglages préliminaires. Il faut avant tout préciser que l'obtention d'une bonne image est biensûr dépendante de la collection par la sonde et du couplage de la lumière dans le dispositif à étudier.

La première opération consiste à la fixation de l'échantillon sur le porte échantillon. Cette étape est cruciale car il faut savoir que les pointes qui enregistrent les informations optiques, sont fixées à un dither tube (tube excitateur). Ceux-ci sont particulièrement réputés pour leur facteur de qualité mécanique élevé ce qui les rend sensibles à des forces de l'ordre du pico Newton. Donc, il s'agit ici d'éviter tout mouvement et toute oscillation parasite pouvant provoquer du bruit pendant l'acquisition des données.

La deuxième opération est le réglage du dispositif associant la pointe SNOM et le module piézoélectrique sur la fréquence de résonance, utilisée comme référence pour l'asservissement shear force. Grâce à une caméra infra rouge, nous pouvons positionner grossièrement la pointe vers l'échantillon et ensuite, terminer le rapprochement de la pointe sur la surface plus finement de manière automatique et électronique. Dans l'approche retenue pour nos mesures, la sonde positionnée selon la normale au plan, oscille parallèlement au dessus de la surface à une fréquence donnée. Le domaine d'interaction (distance pointe-surface) de la force de

cisaillement est de quelques nanomètres. En effet, le mouvement vibratoire diminue lorsque la distance pointe–surface est faible. Les forces de cisaillement sont importantes dans cette région de champ proche. Autrement dit, le signal à la fréquence d'oscillation de la sonde est le signal de champ proche, alors que le signal total est le signal en champ lointain. Si on fixe l'amplitude de vibration, on fixe alors l'intensité de la force de cisaillement et par conséquent la distance pointe-surface. C'est sur ce principe que repose la régulation shear force [4-6]. Ce type de régulation permet de prévenir les détériorations de la pointe pouvant survenir lors de changement topographique sur la surface de l'échantillon. Notons que les échantillons utilisables par le dispositif de mesure ne doivent pas présenter de dénivelé supérieur à 5µm.

Nous choisissons de balayer la surface par la pointe asservie à une distance constante de l'échantillon comme illustré en figure 5-2. Il faut alors maintenir l'excitation à la fréquence de résonance et l'amplitude constante. Le principe de régulation se base sur l'approche très classique du Pont de Wheatstone dans lequel la dilatation du tube piézo-électrique relié au dither tube entraîne des variations d'impédance assurant ou non l'équilibre du pont. Les variations d'amplitude de vibration de la sonde entraînent une modification de l'impédance de ce tube ce qui déséquilibre le pont de Wheatstone. La différence entre le signal électrique acheminé vers la boucle de rétroaction et la valeur préréglée est évaluée. Les tensions qui permettent le mouvement de l'échantillon dans la direction verticale, sont délivrées par la boucle de rétroaction. Celles-ci dépendent des signaux qui sont reçus en provenance du module shear force. Une correction est alors appliquée pour garder la distance pointe échantillon constante (Fig. 5-3). Enfin, la réponse optique est enregistrée en fonction de la distance pointe–échantillon. Les principales caractéristiques du banc de mesure en champ proche optique sont résumées dans le tableau 5-4.

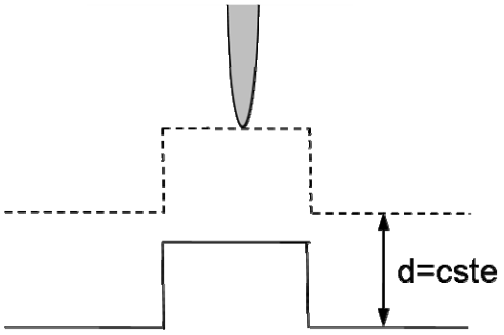


Figure 5-2 : Illustration du trajet de la pointe SNOM asservie à une distance constante par rapport à la surface de l'échantillon :mesure en mode interleave.

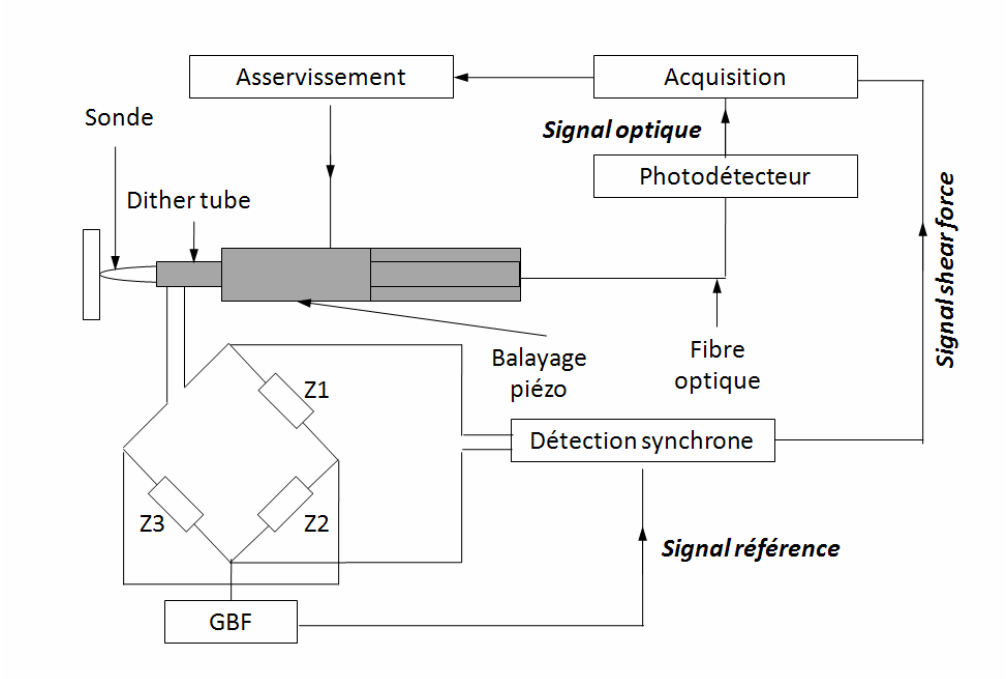


Figure 5-3 : Schéma de principe du dispositif de microscopie champ proche optique et du module d'asservissement.

Electronique d'acquisition et d'asservissement : Type STM – Nanoscope de Digital Instrument
Sonde SNOM : Fibre optique effilée obtenue par attaque chimique HF
Asservissement : Variation de l'impédance du tube excitateur (dither tube) ; Déséquilibre du pont de Wheatstone ; Boucle de rétroaction sur le signal délivré par le pont
Injection par la face clivée de l'échantillon : Ouverture numérique de la fibre : 0.32 ; cône de collection : 20° par rapport à la normale à l'échantillon
Source : Laser accordable Tunics SC Plus ; gamme de longueurs d'onde en nm [1450 ; 1590] ; Puissance maximum délivrée : 10mW
Détecteurs : Photodiode InGaAs mesure sur la gamme [1300 ; 1550] ; amplificateur intégrée [900 ; 1600nm] ; Gain : 2V/W

Tableau 5-4 : Récapitulatif des principaux éléments du banc de mesure champ proche optique.

5.1.1.2 Détection des ondes évanescentes

La particularité du SNOM est la possibilité d'obtenir des images associées à l'intensité du champ électromagnétique de la structure étudiée sous la limite de diffraction. Cette caractéristique représente un réel avantage dans notre étude de la focalisation, puisqu'on peut alors envisager de quantifier les valeurs d'intensités en chaque point du dispositif et la largeur de la tâche focale image.

Dans le cadre de notre étude, la nécessité de s'affranchir de la limite de diffraction (~λ/2) relève essentiellement de l'acquisition de données optiques sur un cristal photonique dont la période est de l'ordre de λ/3. Rappelons que la limite de diffraction est donnée par le critère de Rayleigh :

$$\Delta x = \frac{1.22\lambda}{2n\sin u} = \frac{1.22\pi}{k_{//}} \qquad (5.1)$$

Avec Δx la résolution (distance minimale entre 2 points afin d'être distingués), n l'indice de réfraction du milieu, $n\sin u$ l'ouverture numérique, u le demi angle de collection du système optique et $k_{//}$ le vecteur d'onde parallèle au plan de propagation.

L'ouverture numérique définit l'angle critique θ tel que le rayon entrant dans la sonde y reste confiné. Or, la résolution peut être améliorée en prenant $\sin u > 1$ avec u un imaginaire pur, c'est-à-dire $k_{//} > k$ (cf. relation (5.1)). Ainsi, k_z est un imaginaire pur et dans ce cas, les ondes sont évanescentes. On obtient alors une meilleure résolution lorsqu'on détecte les ondes évanescentes.

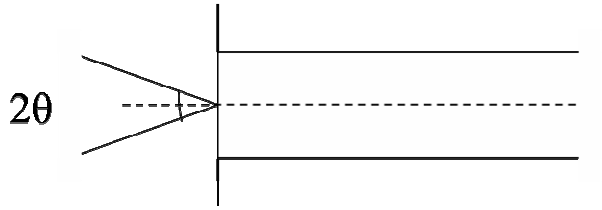


Figure 5-5 : Représentation schématique d'une fibre et de son ouverture numérique.

À la vue des conditions données précédemment, la résolution dépend donc essentiellement de la taille de la sonde et de la distance qui la sépare de la surface. En général, il est possible de discriminer les zones de champ lointain et de champ proche en prenant comme limite entre les deux zones, la longueur d'évanescence η du champ. Certaines approximations montrent que

cette valeur atteint environ 100nm, si l'onde évanescente est générée par une onde plane dont l'angle d'incidence est proche de l'angle critique θ.

5.1.2 Interactions pointe substrat

Parmi les nombreux effets qui interviennent dans la formation d'une image SNOM, il est important d'évaluer l'influence des interactions entre le pointe et le substrat. A titre d'illustration, nous considérons une fibre optique de silicium, dont la pointe est effilée et dont le diamètre est inférieur à 10 nm, sondant une cavité photonique. En champ proche, la sonde peut être à l'origine de perturbation sur le trajet de la lumière et peut provoquer notamment, un décalage en fréquence des modes. Lors de la progression de la pointe, la pointe s'introduit dans les trous d'air et interagit avec le mode électromagnétique via les ondes évanescentes [7]. Dans ce cas, elle crée un défaut local dans le réseau cristallin, qui a pour effet de diminuer la fréquence du mode dans la couche guidante. Ce phénomène se produit alors à la manière d'un défaut ponctuel spatialement ($< 10nm$) et temporellement. Par ailleurs, des études montrent que les inhomogénéités de surface peuvent engendrer des pertes par diffusion hors plan de la lumière. Il s'ensuit que la pointe collecte une fraction de ce champ diffusé, d'autant plus si le champ est polarisé TE avec le champ électrique parallèle à l'axe optique de la sonde. Il faut savoir que la polarisation de l'onde peut alors modifier intensément le profil du champ.

Etant donné la configuration du SNOM décrite en figure 5-1 et celle de notre lentille plane en cristal photonique bidimensionnel dans le milieu air, il est important de repérer les paramètres influençant la mesure en particulier dans une problématique de champ lointain, c'est-à-dire à une distance de la surface de l'ordre de la longueur d'onde λ. Nous indiquons dans quelle mesure la pointe SNOM interagit avec le champ en espace libre.

5.1.2.1 Configuration champ lointain

L'une des contraintes de la mesure en champ proche est de toute évidence la distance pointe-surface. Une variation de la distance pointe-surface engendre soit le décalage fréquentiel ou/et soit la décroissance en amplitude de la résonance produite par la pointe suivant un mode vibratoire propre. Au fur et à mesure que la sonde s'approche de la surface, le pic de résonance diminue en amplitude et s'élargit. Comme nous l'avons vu précédemment, cette décroissance est en partie due à la prépondérance de la force de cisaillement dans le champ proche de l'échantillon. Quant au décalage fréquentiel du pic de résonance, il correspond à l'existence d'une force de rappel générée par l'oscillation. Or, ces variations sont différentes

d'une fibre à une autre. La régulation la plus utilisée est donc celle effectuée sur l'amplitude et donc sur les forces de cisaillement.

Dans les mesures en espace libre, la pointe ne peut pas donner d'image de motifs de taille inférieure à la limite de diffraction, si la distance est de l'ordre de la longueur d'onde. Il faut voir que, dans la configuration en champ lointain, l'amplitude de vibrations est importante. La mesure devient très sensible au manque de cohérence spatiale des ondes. Les interférences constructives ou destructives deviennent non négligeables et affectent la mesure en champ proche. Le détecteur va donc additionner les intensités de ces ondes [8-9]. Le champ résultant observé autour de la structure est alors issu des interférences entre champ incident, champ diffusé et champ transmis.

Par contre, la mesure spatiale en 3D est tout à fait accessible et ceci grâce à la possibilité de réguler la distance entre la pointe et le substrat. Nous avons accès à un certain nombre de paramètre pour améliorer la qualité de l'image. L'image est constituée à partir des différents points de mesure. Ces points de mesure suivent une ligne de balayage. L'ensemble des lignes constitue l'image. Suivant les valeurs, la fenêtre de mesure et la résolution peuvent varier. La précision des mesures est limitée par la surface de la zone de collection des ondes propagatives et évanescentes. Par exemple, sur une large zone de balayage de $100 \times 100 \mu m$, on ne peut pas atteindre de haute résolution (Fig. 5-6). Comme en général, le nombre de points sur une ligne de balayage excède rarement 256 et l'ouverture optique est de l'ordre de 50nm, la taille du pixel correspond alors à 390nm. Autrement dit, la taille de la zone de collection (~pixel) est égal à celle du pas d'échantillonnage. Ici, il faut donc voir que le grain de l'image est pratiquement égal au diamètre du trou du réseau photonique considéré. La qualité de l'image est par conséquent grandement détériorée et l'interprétation de l'image ne peut plus véritablement avoir de réalité physique.

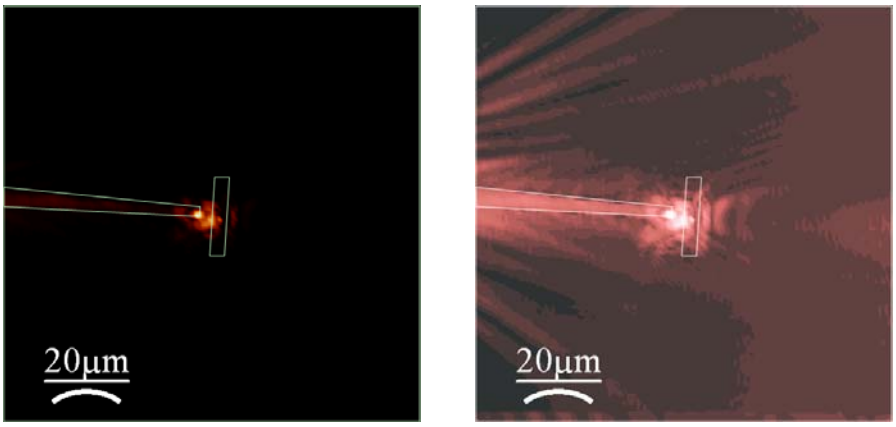


Figure 5-6 : Image optique pour une lentille CP à 1.56µm en polarisation TE sur une fenêtre d'acquisition de $100 \times 100 \mu m$.

Dans la suite, les mesures présentées s'effectuent sur des zones plus restreintes de $20 \times 20 \mu m$ avec une résolution autour de 60nm. L'autre possibilité pour augmenter la résolution, est de choisir une vitesse de balayage faible. Le temps d'acquisition de l'image risque toutefois d'augmenter considérablement.

5.1.2.2 Importance de la polarisation de l'onde incidente

La caractérisation en champ proche optique des objets sous longueurs d'onde est sensible à la polarisation des différentes composantes de champ de l'onde. Les polarisations TE et TM de la lumière injectée dans le guide peuvent être sélectionnées à l'aide d'un polariseur. On rappelle qu'elles correspondent respectivement à un champ électrique perpendiculaire ou parallèle à l'axe de propagation. Au cours de la propagation, l'onde peut subir des perturbations engendrant sa dépolarisation. Ce changement de polarisation est fréquent lorsqu'il y a diffusion de la lumière par des structures nanométriques. Dans ce cas, les pertes dépendent fortement de la polarisation du mode à la position de la pointe.

Quand le champ électrique a une importante contribution dans le plan normal au plan de propagation (polarisation TE), une inversion de contraste sur l'image peut apparaître [10]. Dans ce cas, la composante suivant l'axe de propagation et celle suivant l'axe normal au plan de propagation interagissent fortement avec le motif gravé dans le substrat. Il en résulte que les trous du cristal photonique apparaissent en clair indiquant une forte intensité. Tandis qu'en polarisation TM, l'intensité à l'intérieur du trou est réduite à cause de la forte dépolarisation du champ électrique à l'intérieur de celui-ci. Par conséquent, il faut garder en mémoire que lorsque la pointe suit le profil et entre donc à quelques nanomètres de la surface, des effets parasites peuvent être générés par son déplacement. Nous n'approfondissons pas l'étude de ces effets de localisation de champ induit par la polarisation mais restons conscient de leur existence au cours de la manipulation.

De plus, il apparaît que le couplage de l'onde optique avec la sonde est optimale pour la polarisation TE. Or, notre dispositif fonctionne dans la polarisation opposée. Néanmoins, il faut signaler que la lentille présente une bande interdite pour la polarisation TE aux longueurs d'onde où nous travaillons. Ainsi, tout signal mesuré à l'arrière de la lentille pourra être attribué au phénomène de réfraction négative en polarisation TM. Néanmoins, il sera difficile de transformer en l'état cette information qualitative en information quantitative.

5.2 Applications à la lentille plate

L'utilisation de la technique SNOM constitue un réel challenge dans l'analyse en espace libre de la focalisation d'une source divergente par une lentille en CP. Comme nous recherchons à valider le concept de réfraction négative aux longueurs d'onde optiques, l'interprétation des images expérimentales s'effectue en parallèle avec l'étude numérique en 3D [11].

5.2.1 Echantillon 12 rangées dans la direction de propagation

Plusieurs échantillons sont caractérisés par le SNOM. La première série de lentilles est constituée de pavés de cristaux photoniques de 12 rangées de trous dans la direction ΓM. Il y a au total quatre types de lentilles. Chacune d'entres elle présente un coefficient de remplissage et une période différente, paramètres choisis pour un fonctionnement en régime de réfraction négative autour de 1.55µm et l.3µm. Les caractéristiques respectives des quatre lentilles sont indiquées dans le tableau 5-7. La configuration retenue est une séparation entre la sortie du guide d'injection et la lentille constituée d'une tranchée d'air dont la largeur est égale à la moitié de largeur de la lentille. Une marque, soit une lettre ou un symbole, permet de repérer les différents types de lentille sur la plaque semiconductrice (Fig. 5-8).

λ (µm)	1.3		1.55	
Période (nm)	400	417	476	496
Diamètre (nm)	292	333	347	396

Tableau 5-7 : Paramètres caractéristiques du réseau triangulaire de cristal photonique constituant la lentille à indice négatif. n=-1 défini théoriquement à partir des EFS pour les deux longueurs d'onde indiquées dans le tableau.

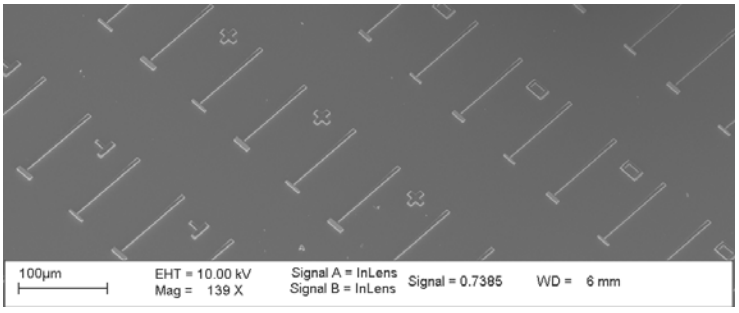


Figure 5-8 : Vue d'ensemble des dispositifs lentille et guide avec leur motif de repérage (croix…). La plaque de semiconducteur est découpée de manière à avoir des échantillons manipulables pour la mesure. Une des faces clivées doit permettre l'injection par la tranche dans le guide.

5.2.1.1 Mesure topographique

La mesure topographique sert à contrôler si la pointe entre bien en interaction avec la surface. La figure 5-9 montrent que les détails topographiques sont bien révélés. Une coupe transverse sur l'image permet de déterminer la profondeur à laquelle la pointe pénètre à l'intérieur des trous. Les oscillations verticales de la pointe sont évaluées à 105nm. La pointe réagit bien aux variations de hauteur avec un profil incliné formant une pointe au niveau des trous du réseau photonique. La sensibilité topographique peut néanmoins fluctuer d'une mesure à l'autre. En effet, elle dépend :

- du type de pointe utilisée [12] : plus ou moins effilée,
- des conditions expérimentales, entre autre la vitesse de balayage. Dans la mesure topographique proposée, la formation de l'image du trou s'effectue sur une distance trop courte.

Avec le pas d'échantillonnage (Δ=60µm) considéré, le suivi topographique reste satisfaisant. Les images topographiques vont nous permettre à la fois de localiser le guide et la lentille et d'associer ces données à l'image optique.

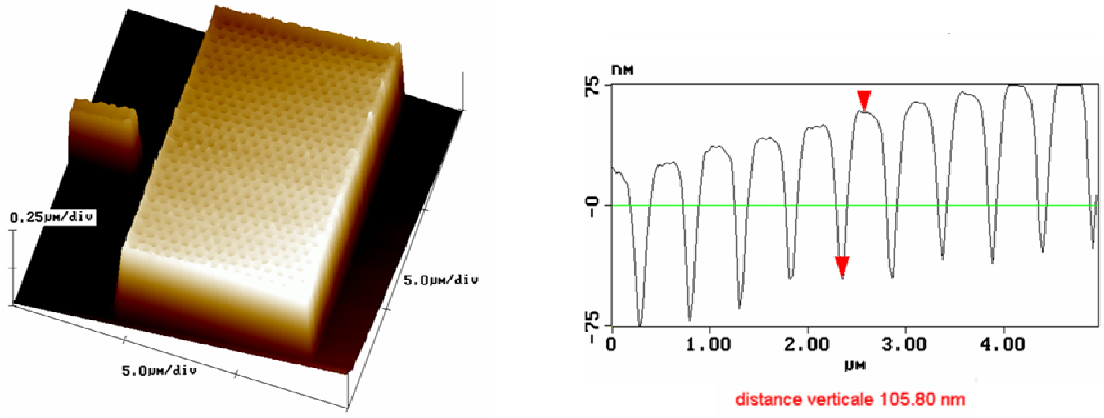


Figure 5-9 : Topographie de la lentille. La courbe représente la coupe selon une rangée de trous. La ligne est constituée de 256 points de mesures.

5.2.1.2 Mesure optique

Nous utilisons une excitation par la tranche. L'objectif principal de cette méthode est de coupler un maximum d'intensité lumineuse issue d'une fibre optique à l'entrée du guide. Pour ce faire, nous disposons d'une diode laser accordable en longueur d'onde de 1450nm à 1590nm avec un pas réglable de 1pm. La lumière est alors focalisée sur la face clivée du

guide de 2µm d'épaisseur et de 600nm de largeur. Une caméra infrarouge permet de contrôler et de régler le couplage. Les conditions d'injection restent plutôt stables durant la manipulation expérimentale. Toutefois, si une variation d'intensité en entrée apparaît, elle peut influencer la répartition du champ électromagnétique. A plusieurs reprises durant l'investigation en champ proche, nous réitérons l'étape d'injection pour se placer sous des conditions de couplage efficace et de stabilité mécanique optimales.

A partir des mesures SNOM, l'intensité lumineuse transférée par la lentille et par le guide peuvent être quantifiées. L'excitation dans la structure pouvant subir des variations sur la valeur d'intensité injectée, nous proposons de normaliser l'ensemble des valeurs d'intensité d'une image en prenant le maximum d'intensité comme référence. Ainsi, on obtient l'intensité normalisée égale au rapport : $I(x,y)/I_{\max}$. Une autre situation problématique peut survenir en ce qui concerne le rayonnement du guide dans l'air. La zone d'excitation utilisée pour les mesures doit permettre un bon transfert de l'énergie. La distance entre le guide et la lentille doit être finalement, suffisamment faible pour minimiser les pertes de couplage à l'interface air/cristal photonique. La configuration est celle de la lentille Veselago. La largeur de la zone d'excitation est de l'ordre de la longueur d'onde, cette valeur non négligeable intervient aussi dans la perte de couplage en entrée.

Nous sondons l'échantillon à 1.56µm à différentes hauteurs au dessus de l'échantillon. Ce mode est appelé « interleave ». Il permet de sonder en champ lointain et ce faisant, on obtient exclusivement la composante propagative du champ. Le mode shear force pour lequel la sonde est placée à quelques nanomètres de la surface donne la contribution du champ évanescent et propagatif. Nous observons que le couplage du mode dans le guide est effectif repérable par les maxima d'intensité sur le guide. La figure 5-10 montre aussi une forte concentration d'énergie en sortie de guide. Or, seule une fraction de la lumière pénètre dans la lentille. Le reste est en partie réfléchi ou diffracté par le bord de l'interface air/cristal photonique. Ici, on suppose que l'énergie lumineuse effectue un va et vient entre le guide et la lentille d'où de nombreuses interférences observable en entrée. Il est possible aussi qu'elle subisse des réflexions multiples au niveau de chaque plan réticulaire matérialisé par la ligne de trous. Le rapport entre l'intensité de la tâche focale en sortie et celle en entrée est de 1 pour 1000 voire $1/10^4$, soit resp. de 30dB à 40dB. Ce faible taux de transmission résulte de l'ensemble des interactions parasites. A titre indicatif, les pertes reportées pour des cristaux photoniques fonctionnant dans leur bande de transmission et pour un mode fondamental peuvent atteindre $30cm^{-1}$ [13]. Autant dire que pour des pavés de cristal photonique de largeur importante, le signal est d'autant plus atténué. L'acquisition des données à 1.3µm et 1.7µm de la surface, permet l'observation de la tâche focale. L'image se forme à proximité de l'interface de sortie, zone dans laquelle la sonde effectue un mouvement vertical vers le bas

en accord avec le profil topographique (Fig. 5-11 (a) et (b)). Ainsi, la variation abrupte en hauteur peut être préjudiciable pour l'observation de la focalisation. Pour s'en rendre compte, nous comparons les résultats numériques et expérimentaux.

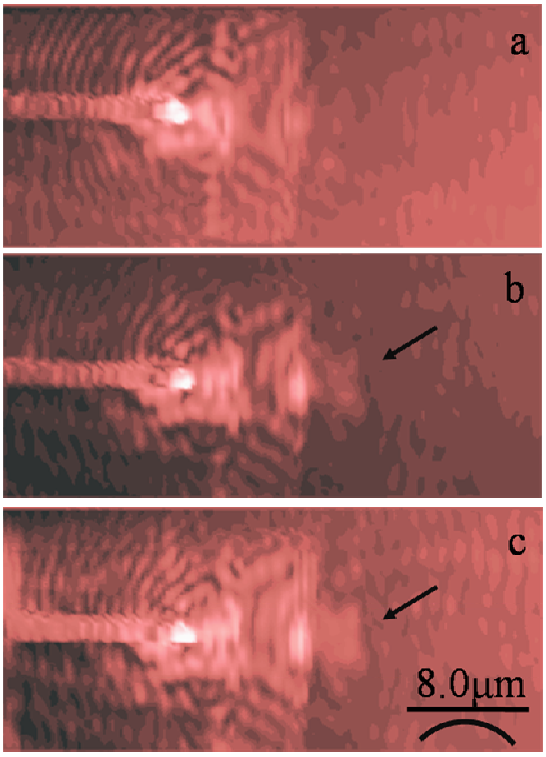
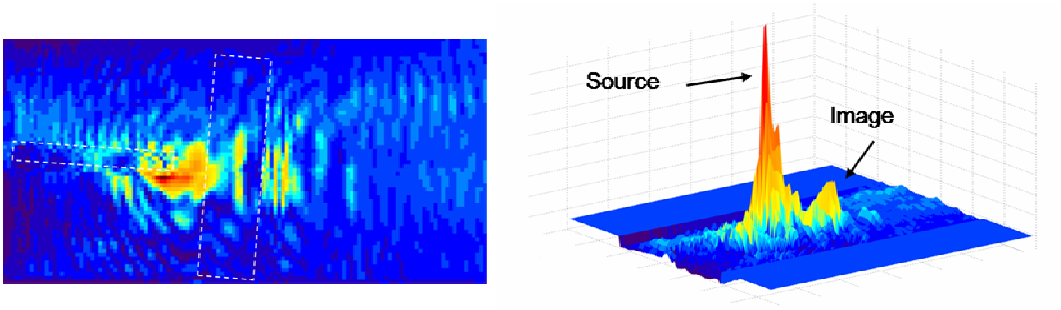


Figure 5-10 : Image optique de la lentille constituée de 12 rangées dans la direction de propagation, r/a=0.36 (a) en mode shear force, (b) en mode interleave à h=1.3µm, (c) h=1.7µm. (Échelle : u.a.)



(a) (b)

Figure 5-11 : Image optique SNOM à λ=1.56µm et h=1.7µm ; représentation du guide et de la lentille en pointillé (a) vue au dessus de la lentille, (b) vue en 3D avec l'intensité sur l'axe verticale. (Échelle : u.a.)

5.2.1.3 Comparaison numérique/expérimentale

Nous présentons ici une comparaison entre le profil d'intensité de champ pris à une distance de la surface de 2µm pour la mesure expérimentale et dans le plan de coupe à cette même hauteur pour la simulation FDTD 3D (Fig. 5-12). Ainsi, nous nous trouvons dans les mêmes conditions spatiales en entrée et en sortie, soit approximativement à la hauteur maximale de la marche topographique. La concordance entre le résultat numérique et expérimentale indique que l'image générée à l'issu du processus de focalisation est étalée spatialement sans se détacher véritablement de l'interface de sortie. Toutefois, si l'on se réfère à l'optique géométrique et a fortiori à la position du maximum d'intensité de la tâche focalisée, on peut estimer l'indice de la lentille autour de -0.95. Cette valeur est proche de -1, pour la longueur d'onde considérée de 1.56µm. Enfin, les niveaux d'intensités mis en jeu en termes de rapport, sont similaires pour ce qui concerne la source et l'image :

- en simulation, le rapport entre l'amplitude de sortie et en entrée est de l'ordre de -10dB,

- et en expérimental, le rapport d'intensité s'élève à -30dB

Il nous faut maintenant apporter la preuve que le pic d'intensité en sortie est attribuable sans ambiguïté à la réfraction négative, et non pas aux phénomènes parasites issus, soit du milieu environnant ou soit diffusés par le bord de la lentille. Pour ce faire, il nous faut éloigner la zone de focalisation de la lentille.

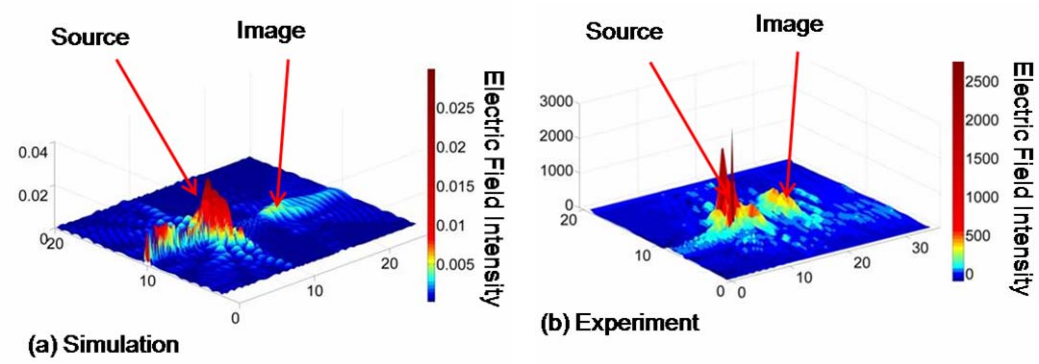


Figure 5-12 : Cartographie de données optiques de la lentille 12 rangées pour λ=1.56µm (a) Carte de champ Ey (amplitude) obtenue par simulation FDTD 3D dans le plan à 2µm du substrat, (b) Mesure SNOM à distance constante h=2µm.

5.2.2 Lentille épaisse – 21 rangées dans la direction de propagation

Nous complétons notre étude du phénomène de focalisation obtenu par réfraction négative, en testant une lentille plus large. A cause des interférences créées au niveau de l'interface de sortie de la lentille, il nous parait judicieux d'obtenir la focalisation en dehors de cette zone. Et, conformément à la loi de Snell-Descartes, nous choisissons une lentille constituée de 21 rangées de trous dans la direction de propagation, pour obtenir la tâche focale à plus de 4µm de l'interface et ce, pour une longueur d'onde optique visée autour de 1.55µm.

Pour éloigner la tâche focale de l'interface de sortie, une autre solution consiste à approcher le guide d'injection de la lentille à épaisseur constante. Le premier foyer est alors plus près de la première interface éloignant la tâche derrière la lentille. Nous verrons cette approche dans le dernier chapitre où nous avons été jusqu'à coller le guide à la lentille pour traiter en même temps l'adaptation d'impédance en entrée.

Pour le moment, nous choisissons de conserver la première focalisation au centre de la lentille, en épaississant la lentille et en éloignant le guide de la première interface pour minimiser les interférences tout en espérant garder un niveau de signal raisonnable et mesurable sur l'ensemble du prototype.

5.2.2.1 Mesure optique

Cette nouvelle série de mesures s'effectue en faisant varier la longueur de l'onde injectée de 1510nm à 1600nm, ce qui correspondrait théoriquement à une gamme d'indice de la lentille allant de -0.8 à -1.2 pour un indice de la matrice diélectrique de 3.26. A titre indicatif, nous reportons la variation de la valeur de l'indice effectif calculé à partir des EFS pour quatre valeurs d'indice de matrice n_M (Fig. 5-13). Les différences constatées sur l'indice effectif du cristal photonique infini 2.5D pour une variation de 1.5% de n_M sont de l'ordre de 0.1 pour une longueur d'onde considérée. La variation sur l'indice de la lentille semble faible, sauf que même une légère variation provoque un décalage de la position du point focal mais surtout l'aberration de l'image. Nous raisonnons néanmoins sur l'information d'indice donnée en simulation avec n_M=3.26 pour la suite de l'étude de l'évolution fréquentielle.

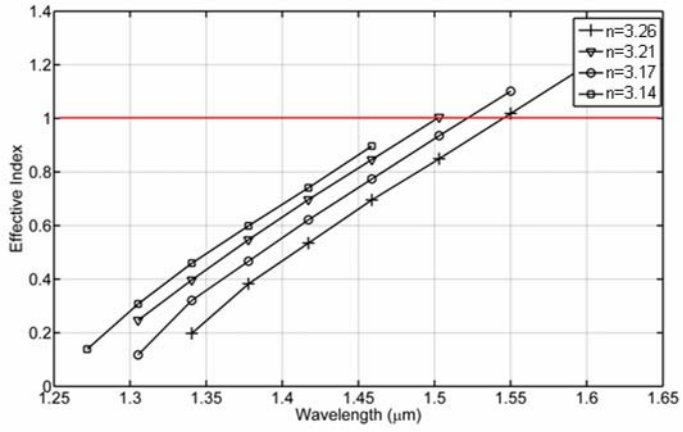


Figure 5-13 : Evolution de l'indice effectif (en valeur absolue) du réseau triangulaire de trous avec a=476nm, d=347nm pour des indices de matrice diélectrique n_M=3.26 (indice du mode guidée de l'hétérostructure décrite au chapitre 3) ; n_M=3.21 ; 3.17 ; 3.14.

Dans un premier temps, observons les mesures en mode shear force, c'est-à-dire lorsque la sonde est asservie en champ proche (Fig. 5-14). Lorsque l'onde atteint l'interface d'entrée, il existe toujours une fraction de lumière réfléchie et réfractée. La zone de surintensité en amont de la lentille résulte de la désadaptation de mode. On remarque aussi que pour les longueurs d'onde inférieures à 1540nm, il existe une concentration d'énergie localisée au niveau de l'interface de sortie ce qui semble prometteur pour l'observation de la réfraction négative. Cet effet est de plus en plus perturbé lorsqu'on augmente la longueur d'onde. Il semble d'ailleurs, complément disparaître pour λ~1570nm. La formation des images d'interférences au dessus de la lentille est de plus en plus marquée vers les plus hautes longueurs d'onde de la gamme considérée.

L'origine de ce comportement se trouve probablement dans l'existence ou non de pertes hors plan suivant la longueur d'onde. Aux longueurs d'onde élevées, lorsque l'indice n est négatif et de module supérieur à 1, le mode de propagation dans le cristal est situé sous le cône de lumière et ne peut donc se propager dans l'air. L'information détectée au dessus de la lentille doit donc être une superposition d'une détection de la queue d'évanescence d'un mode se propageant dans la lentille avec le mode se propageant dans l'air provenant de la diffraction de l'onde en sortie du guide d'injection se propageant librement au dessus de la lentille.

A plus basse longueur d'onde (a/λ élevé), lorsqu'on est situé au dessus du cône de lumière, tout onde propagée dans la lentille peut se coupler à un mode rayonné dans l'air et l'on observe alors un front circulaire se propageant au dessus de la lentille. Ces images sont le

reflet de la complexité des modes de propagation apparaissant dans cette application faisant intervenir une onde traversant un milieu guidé et puis l'air.

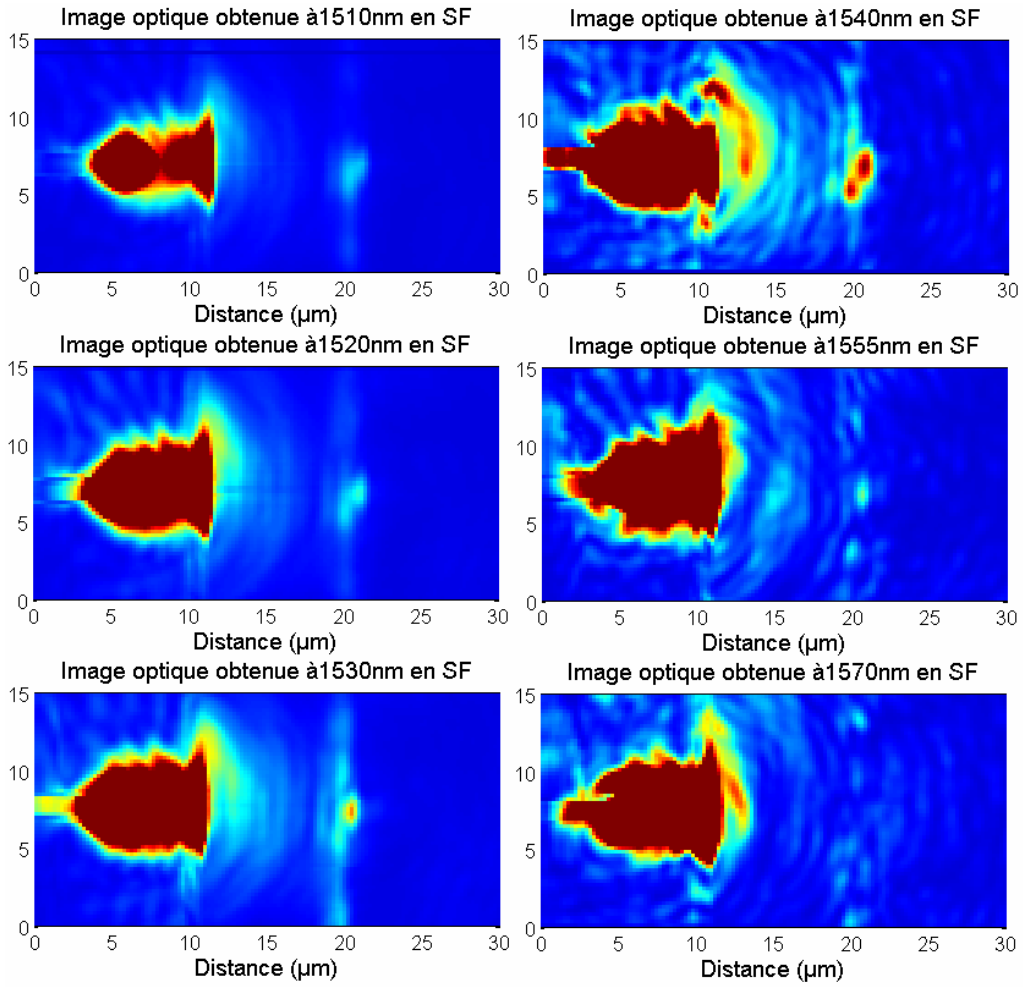


Figure 5-14 : Images optiques en mode à quelques nanomètres de la surface pour différentes valeurs de longueurs d'onde λ.

Comme le prototype est basé sur une technologie hybride de type planaire et d'espace libre, dans un second temps, les mesures en interleave se révèlent être plus favorables à l'observation de l'effet résultant de la réfraction négative. Les images obtenus à partir de la reconstitution des images en amont et aval de la lentille pour h=1.7µm et celle à la surface de la lentille, illustrent bien le fait que l'énergie lumineuse se focalise à une distance non négligeable de l'interface de sortie, et ce pour plusieurs longueurs d'onde (Fig. 5-15). De plus, le signal sortant de l'hétérostructure rayonne dans l'air. Comme la sonde est très sensible aux

modes rayonnés, on remarque alors que les mesures en champ proche optique fournissent une distribution d'intensité différente suivant les hauteurs d'interleave. Ce comportement est révélateur de l'aberration créée dans le plan vertical par le rayonnement d'un mode initialement guidé se propageant vers l'air. On peut également observer sur la figure 5-15 des franges d'interférences en sortie de lentille (au nombre de trois pour la figure 5-15 (c)). L'origine de ces dernières pourrait être attribué à un effet de cavité se formant entre l'interface de sortie de la lentille et de la sonde qui vient se superposer et perturber la mesure de la réfraction négative.

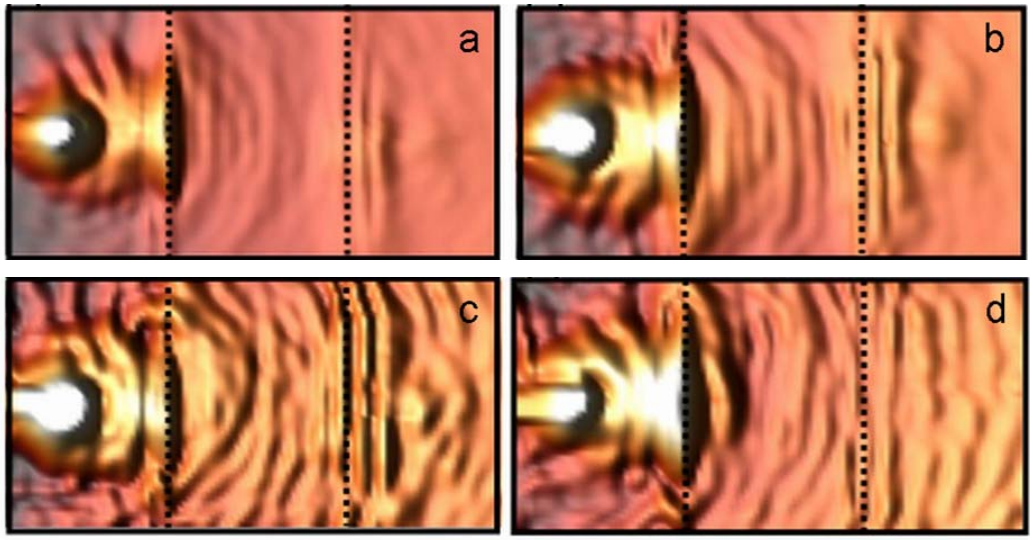
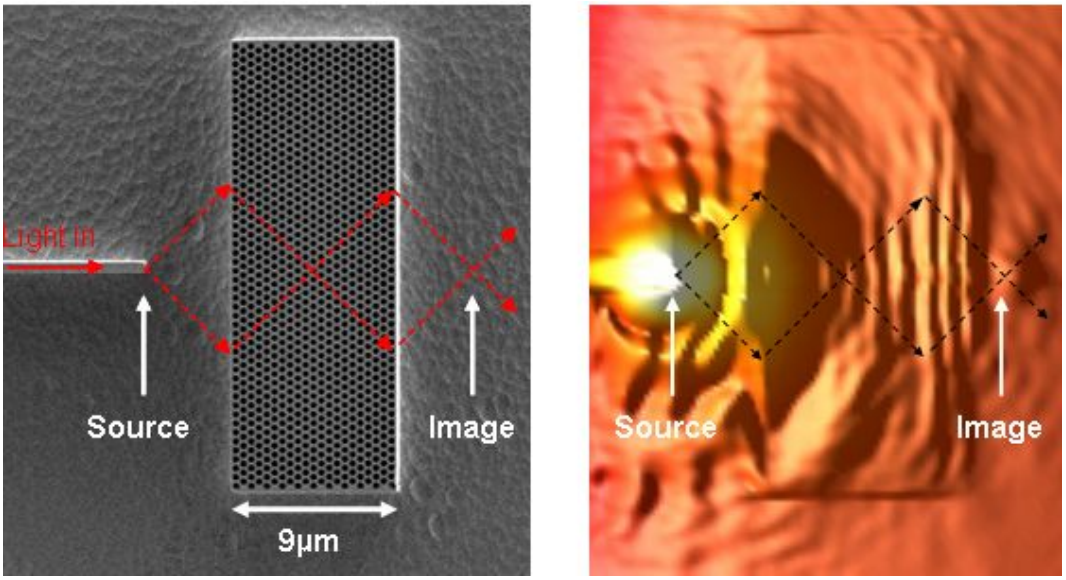


Figure 5-15 : Image optique pour la lentille r/a=0.36 à différentes longueurs d'onde λ (a) λ=1510nm, (b) λ=1530nm, (c) λ=1540nm, (d) λ=1570nm.

Il faut rappeler que l'origine du phénomène de réfraction négatif dans le cristal photonique est purement diffractif. L'essentiel des ondes prises en compte en champ lointain sont propagatives et qu'au final les détails sub-longueurs sont souvent masqués par les interférences. D'après une approximation de la taille à mi hauteur de la tâche focale, on obtient une résolution comprise entre [λ_0 ; $1.2\lambda_0$] sur la gamme de longueurs d'onde étudiées. Or, il faut savoir que le critère de résolution est fortement corrélé à la taille de la sonde. On considère que dans cette expérience, la sonde pourrait élargir la zone d'interaction du champ électromagnétique de 250nm. Le meilleur accord en terme de résolution et de position du point focal image, est obtenu pour λ_0=1540nm avec une largeur à mi hauteur corrigée proche de $0.8\lambda_0$. Sachant que les meilleures résolutions obtenues en optique sont à ce stade autour de $0.66\lambda_0$ dans les travaux théoriques [14-20]. L'image est alors sous longueur d'onde mais ne dépasse pas, comme attendu, la limite de Rayleigh. C'est pour cette longueur d'onde que nous supposons que n=-1. Ce résultat sur le prototype 3D reste très proche de l'estimation par le modèle 2D pour lequel n=-1 était obtenu pour λ=1.55µm).

La figure 5-16 présente une image optique à λ=1525nm, pour laquelle la transmission à travers la lentille est optimum (i.e. spot le plus brillant). En reportant les chemins optiques de la lentille Veselago, nous remarquons que l'image correspond bien à la position théorique d'une lentille d'indice n=-1. Ceci est conforme à l'évolution fréquentielle de l'indice. En régime de réfraction négative, lorsque la longueur d'onde augmente, l'indice de la lentille en valeur absolue diminue. L'image même aberrée s'éloigne de l'interface.



(a) (b)

Figure 5-16 : (a) clichés MEB du l'échantillon 21 rangées avec le tracé théorique des rayons optiques pour un indice n=-1, (b) Image optique correspondante pour λ=1525nm.

Il semble dans notre cas, difficile de se prononcer sur la limite réelle de résolution que nous pouvons obtenir. Comme cela est évoqué dans la littérature [21], il est légitime de se poser la question du rôle des ondes de surface. Par définition, ces modes sont confinés aux interfaces air/cristal photonique généralement pour des fréquences appartenant à la bande interdite ou qui apparaissent dans le cas de cristal tronqué, soit par exemple pour une interface constituée de demi trous ou de trous oblongs. Il a été démontré dans plusieurs travaux que l'ingénierie d'interface permet de réduire les pertes en jouant sur le couplage de l'onde incidente avec le cristal. Dans notre cas, nous avons une interface plane non tronquée peu propice à l'excitation de ces modes comme nous le verrons dans le dernier chapitre. De plus, la lentille est épaisse et le couplage de ce mode sur l'interface d'entrée à son équivalent sur l'interface de sortie pour aider à la reconstruction de l'image est trop faible pour être significatif. Ainsi, il semble que pour ce prototype, la limite de résolution théorique ne dépasse pas 0.66λ, au final peu éloignée de la valeur mesurée. De plus, cette estimation est faite sur des niveaux de puissance

faible dus à la difficulté de faire pénétrer efficacement ce signal optique dans la lentille. Diverses solutions envisageables pour diminuer les pertes, par ingénierie de surface ou par ingénierie de milieux incidents sont encore à l'étude d'un point de vue numérique.

Ces résultats illustrent parfaitement ce que nous avons mis en évidence au chapitre 2 pour mettre en place notre méthode d'optimisation. La transmission maximale et n=-1 ne coïncident pas forcément et des aberrations peuvent être obtenues si l'on s'intéresse au maximum de brillance. On voit également au vu des faibles écarts obtenus sur ces différents régimes (de 1.525µm à1.57µm) que l'optimisation reste délicate, sachant qu'elle n'est pas en mesure de prévoir facilement le décalage induit par le passage à la 3ème dimension et la profondeur finie des réseaux des trous. Ces résultas expérimentaux confirment que notre démarche de conception était justifiée. Pour aller plus loin dans l'analyse et proposer des pistes d'amélioration, nous proposons dans la suite une comparaison théorie/expérience 2D et 3D.

5.2.2.2 Comparaison numérique/expérimentale

L'étude FDTD 2D-3D corrobore l'ensemble des résultats expérimentaux. En effet, en faisant varier la longueur d'onde à l'injection, la tendance en termes de positionnement de l'image, est respectée (Fig.5-17). La coupe à x=0, montre qu'à l'intérieur et à la sortie de la lentille, un maximum d'intensité apparaît pour chaque longueur d'onde. Une autre chose à noter est la variation observée sur les valeurs des maxima. Rappelons que l'effet Fabry-Pérot est à l'origine d'interférences constructives ou destructives au sein de la lentille. Ainsi, la transmission est altérée suivant des fréquences particulières et le maximum d'intensité ne correspond pas systématiquement à n=-1. La fiabilité du calcul ne peut être remise en cause, puisque le pas de calcul utilisé (Δ~40nm) satisfait les conditions de stabilité de calcul et de maillage de la structure photonique.

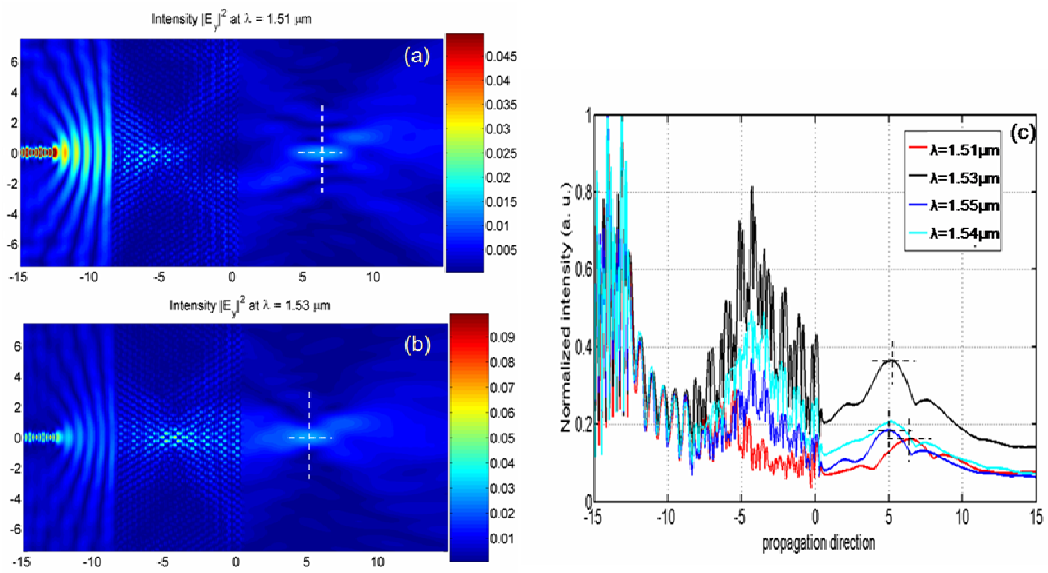
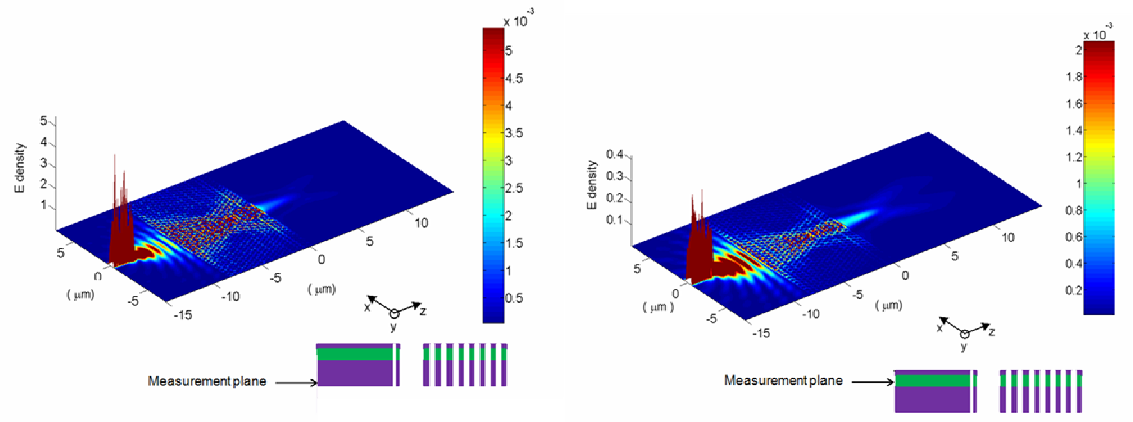


Figure 5-17 : Evolution de la distribution de champ en fonction de plusieurs λ (a) calcul FDTD 2D pour λ=1510nm, (b) λ=1530nm, (c) coupe transversale au milieu du guide x=0, distribution suivant la direction de propagation.

Il s'agit maintenant d'évaluer pour une longueur d'onde l'impact de la 3ème direction. Pour quantifier l'effet du rayonnement du signal dans l'air sur la formation de l'image, nous procédons à un premier calcul FDTD en trois dimensions pour λ~1.55μm. On peut voir clairement sur la figure 5-18 de la distribution dans le plan de propagation situé à la limite entre le substrat et le prototype, qu'il existe une densité d'énergie localisée à l'interface de sortie. Cette observation concorde avec l'image expérimentale mesurée à quelques nanomètres de la surface. Dans le plan au milieu de la couche guidante, la carte montre une tâche oblongue en sortie.



(a) (b)

Figure 5-18 : Calcul FDTD 3D du prototype à λ=1.55μm, (a) dans le plan à y=0, (b) dans le plan à y=1.7μm.

Comment dans ce cas se fixer la position exacte de la tâche focale qui varie avec l'altitude à laquelle on l'observe ? Nous choisissons comme plan de référence l'altitude correspondant à l'hétérostructure (y~1.7µm) et regardons la position derrière la lentille où l'extension de l'intensité du champ optique parallèlement à l'interface de sortie est minimale (zone d'étranglement sur la figure 5-19). Ainsi à λ=1525nm, la position est légèrement décalée vers l'interface par rapport à la position d'une image générée par un indice n=-1. Il apparaît extrêmement donc délicat d'obtenir un accord exact entre simulation numérique et expérience. L'incertitude liée à la longueur d'onde de travail propice à l'obtention en 3D de n=-1 et sur la position supposée de la tâche focale vient s'ajouter aux incertitudes entre les valeurs théoriques espérées par rapport à la réalité de la fabrication du prototype. Néanmoins, l'accord est excellent et se situe dans un domaine de longueurs d'onde très proche de celles attendues. La position estimée de la tâche focale est donc ici de 4.3µm par rapport à l'interface.

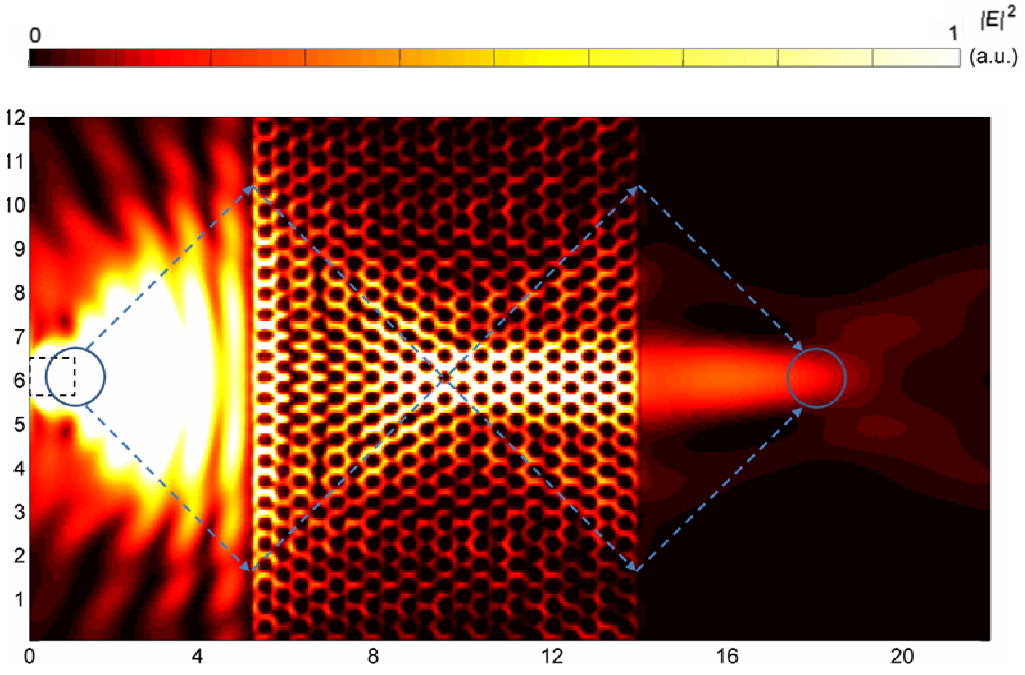


Figure 5-19 : Calcul FDTD 3D de l'intensité de champ pour λ=1.525µm et dans la couche guidante. Les cercles indiquent la position de la source et de l'image.

Afin de comprendre correctement le fonctionnement du prototype, on peut également regarder la propagation dans les plans normaux au plan de propagation. Ainsi, dans le plan (yz) avec x pris au milieu du guide d'injection, on visualise bien la propagation guidée des ondes dans le cristal. Elle s'effectue essentiellement sur 1.2µm de profondeur. Il existe une concentration d'énergie qui s'étend du centre de la lentille à l'interface de sortie. Nous notons alors que la

lentille possède peu de pertes vers le substrat ou hors plan. Pour le couplage vers l'air, ceci est cohérent dans la mesure où λ=1.525µm à un mode de fonctionnement situé sous le cône de lumière. Autrement dit, l'essentiel des pertes se situe encore une fois au niveau du couplage du mode à l'interface air/cristal photonique.

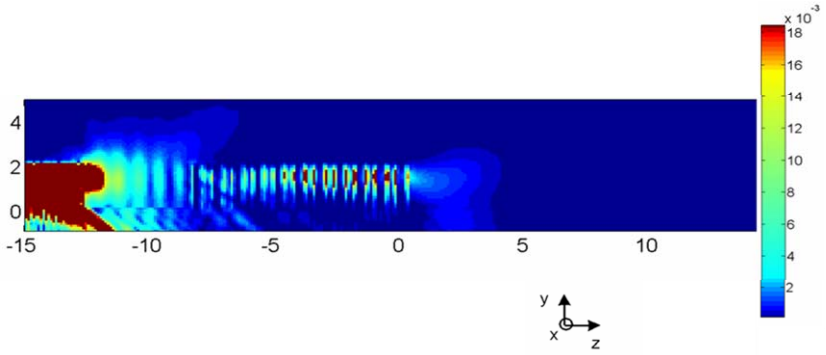


Figure 5-20 : Densité de champ pour λ=1525nm. Coupe transverse de la lentille 21 rangées en x=0.

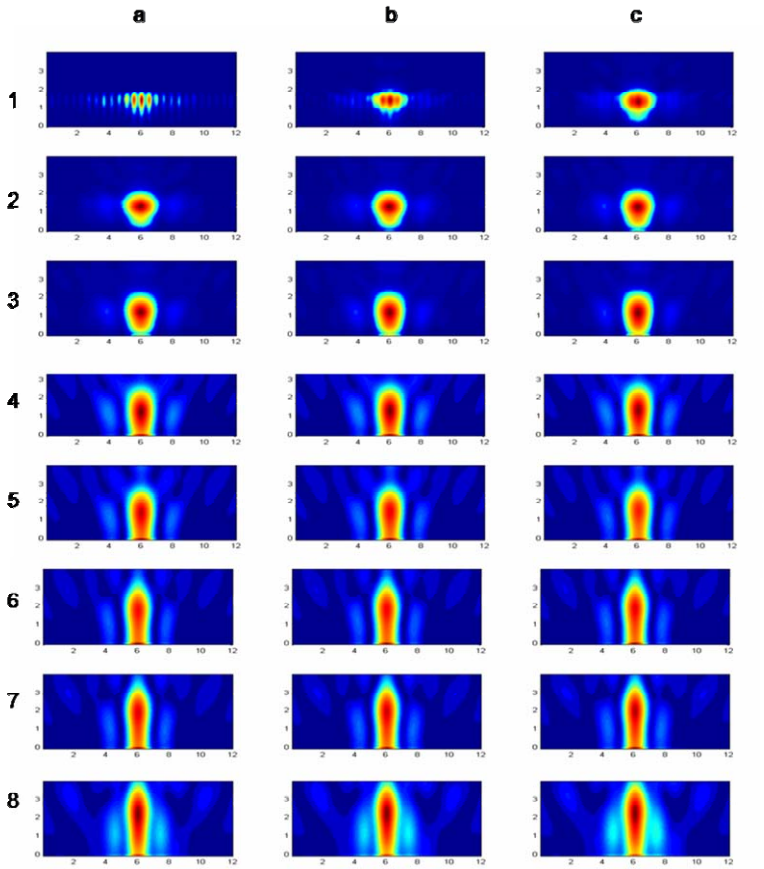


Figure 5-21 : Densité de champ pour λ=1525nm. Coupe (xy). d est la distance du plan de coupe pris par rapport à l'interface (1.a) d=0 de l'interface, (1.b) d=120nm, (1.c) d=240nm, (2.a) d=360nm, (2.b) d=480nm, (2.c) d=600nm, (3.a) d=720nm, (3.b) d=840nm, (3.c) d=960nm, (4.a) d=1.44µm, (4.b) d=1.56µm, (4.c) d=1.68µm, (5.a) d=1.8µm, (5.b) d=1.92µm, (5.c) d=2.04µm, (6.a) d=2.52µm, (6.b) d=2.64µm, (6.c) d=2.76µm,(7.a) d=2.88µm, (7.b) d=3µm, (7.c) d=3.12µm, (8.a) d=4.08µm, (8.b) d=4.2µm, (8.c) d=4.32µm.

Le calcul 3D permet de voir aussi l'évolution spatiale de la tâche image dans l'air dans le plan (xy) depuis l'interface jusqu'à 4µm de l'interface (Fig. 5.21). La tâche est aberrée longitudinalement. On approxime le demi-angle du cône d'ouverture du rayonnement entre 15° et 20°. Sachant que l'hétérostructure est un guide planaire non symétrique, on remarque que le profil de champ présente spatialement cette dissymétrie en y. Il s'étale effectivement vers le substrat. On peut notamment voir qu'une partie de l'énergie se propage dans le substrat. L'image possède également à ses abords, deux lobes. Ils sont par ailleurs, de plus en plus prononcés au fur et à mesure que l'on s'approche de la zone de focalisation (d=4.3µm). L'existence de ces lobes peut avoir une influence sur la résolution de l'image. Ils proviendraient de la dispersion angulaire sur le vecteur d'onde et montreraient une sensibilité à la terminaison de l'interface employée.

A titre d'illustration et à titre d'ouverture sur le chapitre suivant, nous étudions l'influence de la nature de l'interface sur ces lobes. Les figures 5-22 présentent des calculs FDTD 2D de lentilles dont les interfaces d'entrée et de sortie sont modifiées :

- cas (a) : l'interface non modifiée fait référence dans cette analyse,
- cas (b) : la première et la dernière rangée sont constituées de demi trous,
- cas (c) : les interfaces présentent des trous de diamètres inférieurs,
- cas (d) : les interfaces présentent des trous de diamètres supérieurs.

Ainsi, on peut déjà définir la largeur des lobes principaux sur le profil latéral au point image (Fig. 5-23). On retrouve ici les conclusions des travaux sur l'ingénierie d'interface qui montrent une amélioration sur l'intensité. Les largeurs à mi-hauteur du lobe pour les cas (a), (b) et (d) sont quasiment équivalents. Les mêmes observations sont vérifiées sur les lobes secondaires. Par contre, pour des interfaces présentant des trous de diamètres inférieurs, le lobe principal et les secondaires sont confondus. Le fait d'avoir un lobe plus large, la résolution est alors fortement dégradée. Nous pouvons alors conclure donc ici que les interfaces jouent un rôle un important dans le mécanisme de formation de l'image. Néanmoins, dans le cas d'une lentille épaisse, ce n'est pas cette ingénierie seule qui permettra de dépasser la limite de Rayleigh.

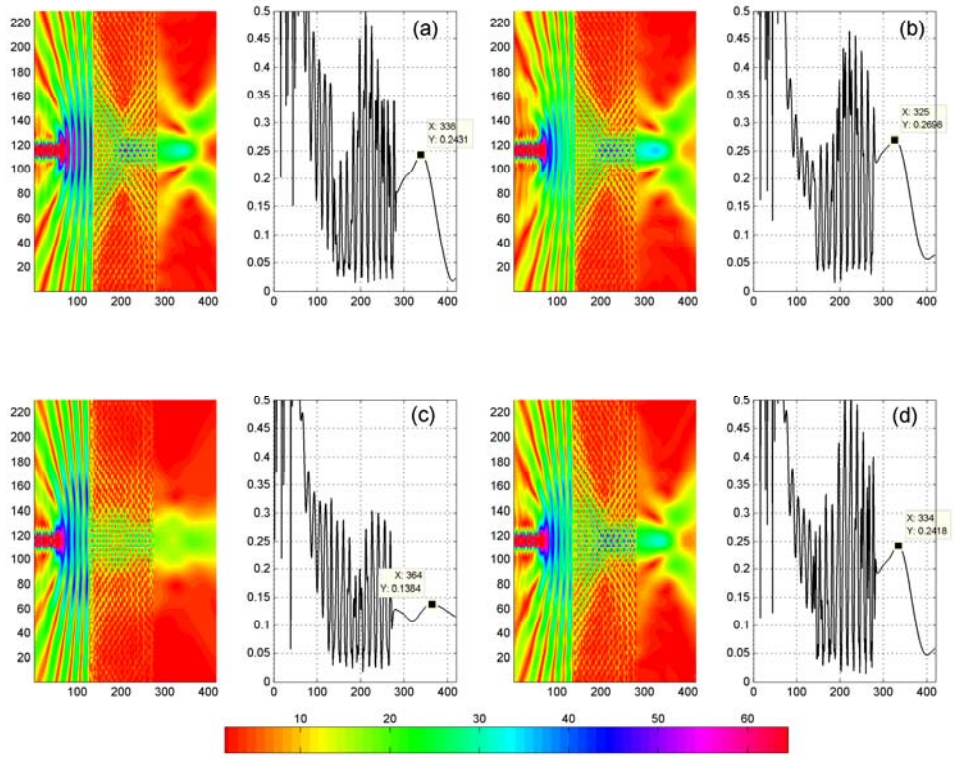


Figure 5-22 : Calcul FDTD 2D de la densité de champ pour λ=1550nm et la coupe en x=120 (les unités sont arbitraires) : (a) interface non modifiée r/a=0.36, (b) demi trous, (c) trous inférieurs à r – r_1=200nm, (d) supérieurs à r – r_2=400nm.

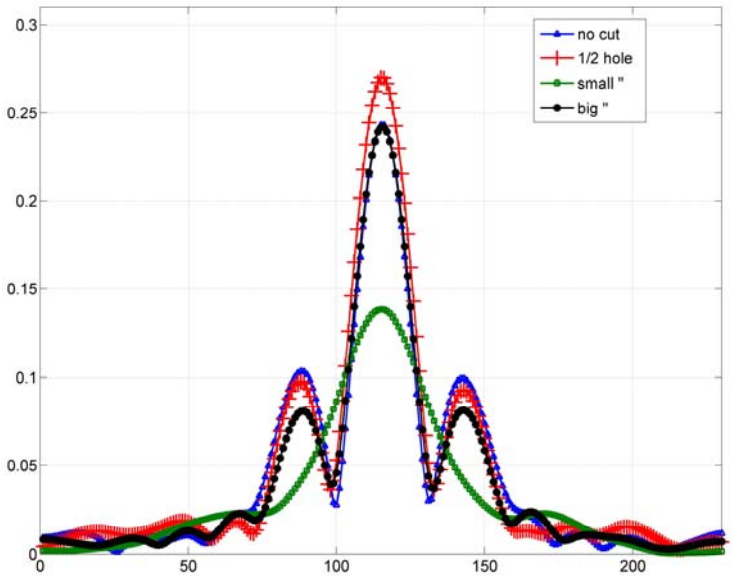


Figure 5-23 : Influence de la terminaison du cristal photonique sur le profil latéral de l'intensité.

Conclusion

A travers cette étude, nous avons vu que des mes mesures en champ proche optique permettent une visualisation directe de la formation d'une image générée par un cristal photonique en régime de réfraction négative autour de n=-1. Cette étude nous a conforté dans le choix des technologies, des paramètres du cristal photonique. Nous avons pu valider le concept de réfraction négative et remonter aux informations sur le comportement propagatif par le biais des simulations FDTD 3D.

Il est certain que l'obtention d'une image sous la limite de Rayleigh ne peut être mise en évidence et ceci même dans les meilleures conditions. Dans le cadre de cette thèse, la résolution latérale reste entre autre limitée par la taille et la nature de la source. Outre cet aspect, l'adaptation d'impédance n'est pas réalisée sur le prototype.

Donc dans ce sens, nous pouvons imaginer en guise de perspectives, plusieurs améliorations possibles pouvant être apportées au prototype, sachant souvent que l'amélioration d'un paramètre peut en dégrader un autre et que la conception d'une superlentille au sens strict du terme reste à imaginer avec des CP:

- Travailler sur l'ingénierie de surface pour exciter les ondes de surfaces avec pour objectif d'accéder aux composantes évanescentes.

- Travailler avec des cristaux photoniques à plus fort contraste d'indice ou en configuration de pilliers.

- Se baser sur une technologie entièrement planaire en réalisant l'accord d'indice du milieu négatif avec le milieu semi-conducteur, ce qui permettrait de travailler exclusivement en champ proche et donc d'utiliser le SNOM dans sa configuration optimale.

- Utiliser une source non diffractive comme par exemple les guides plasmon [22-24] ou encore un guide fendu (*slot waveguide*).

- Réaliser une mesure hétérodyne. Il est en effet, possible de visualiser précisément, c'est-à-dire localement, l'évolution des fronts de phase [25-28]. Aborder la détection de phase permettrait de prouver de manière encore plus explicite le phénomène de réfraction négative dans la lentille à base de cristaux photoniques.

Sur la base de ces propositions, dont aucune n'est parfaite, nous proposons dans le chapitre suivant une ouverture vers d'autres objets permettant une exploitation ou une visualisation plus directe de la réfraction négative. Nous étudierons et analyserons notamment une structure avec un guide directement interfacé à la lentille et un dispositif de contournement optique à base de CP.

Bibliographie

[1] A. L. Campillo, J. W. P. Hsu, C. A. White, A. Rosenberg, J. of Appl. Physics, 89, 2801, (2001)

[2] B. Cluzel, D. Gerard, E. Picard, T. Charvolin, V. Calvo, E. Hadji, F. de Fornel, Appl. Phys. Letters, 85, 2682, (2004)

[3] E. Flück, N. F. Van Hulst, W. L. Vos, L. Kuipers, Phys. Rev. E, 68, 15601, (2003)

[4] L. Berguiga, « Etude et réalisation d'un microscope de champ proche optique avec asservissement de type shear force. Application à l'étude en champ proche du vieillissement de fibres optiques », thèse, Université de Bourgogne (2001).

[5] D. Gerard, L. Berguiga, F. de Fornel, L. Salomon, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovtich, Optics Letters, 27, 173, (2002)

[6] P. Giaccari, O. Sqalli, H. G. Limberger, Rev. of Scientific Instruments 75, 3031 (2004)

[7] R. Esteban, R. Vogelgesang, K. Kern, Phys. Rev. B 75, 195410 (2007)

[8] J. D. Mills, C. W. J. Hillman, B. H. Blott, W. S. Brocklesby, Applied Optics 39, 33 (2000)

[9] C. Girard, A. Dereux, Phys. Rev. B 49, 11344, (1994)

[10] C. Girard, A. Dereux, O. J. F. Martin, M. Devel, Phys. Rev. B 50, 14467, (1994)

[11] N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, X. Mélique**,** D. Lippens, F. De Fornel, O. Vanbésien, Phys. Rev. Lett. 101, 073901, (2008)

[12] H. Ren, C. Jiang, W. Hu, M. Gao, J. Wang, H. Wang, J. He, E. Liang, Optics &Lasers Technology 39, 1025, (2007)

[13] W. Kuang and J. D. O'Brien, Opt. Lett. 29, 860, (2004)

[14] D. Maystre and S. Enoch, Journal of the Optical Society of America A 21, 122-31 (2004)

[15] A. Berrier, M. Mulot, M. Swillo, M. Qiu, L. Thylen, A. Talneau and S. Anand, , Physical Review Letters, 93, 073902 (2004)

[16] E. Schonbrun, T. Yamashita, W. Park and C.J. Summers, Physical Review B 73, 195117 (2006)

[17] T. Matsumoto, K. Eom and T. Baba, Optics Letters, 31, 2786-88 (2006)

[18] N. Louvion, D. Gérard, J. Mouette, F. de Fornel, C. Seassal, X. Letartre, A. Rahmani, and S. Callard, Phys. Rev. Lett. **94**, 113907 (2005)

[19] B. Cluzel, D. Gérard, E. Picard, T. Charvolin, F. de Fornel, E. Hadji, Journal of Applied Physics **98**, 86109-1-3 (2005)

[20] C. Luo, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos and J. Pendry, Phys. Rev. B 68, 045115 (2003)

[21] B. Wang, W. Dai, A. Fang, L. Zhang, G. Tuttle, Th. Koschny, C. M. Soukoulis1, Phys. Rev. B 74, 195104, (2006)
[22] M. I. Stockman, Phys. Rev. Lett. **93**,137404 (2004).
[23] E. Verhagen, A. Polman, and L. Kuipers, Opt. Exp. 16, 45 (2008)
[24] J.T. Robison, S.F. Preble and M. Lispon, Phys. Rev. Lett. 95, 143901 (2005)
[25] S. I. Bozhevolnyi, L. Kuipers, Semicond. Sci. Technol., 21, R1, (2006)
[26] Z. Lu, S. Shi, C. A. Schuetz, D. W. Prather, Optics Express, 13, 2007, (2005)
[27] R. Dändliker, I. Märki, M. Salt, A. Nesci, J. of Optics A Pure Appl. Opt., 6, S189, (2004)
[28] E. Schonbrun, Q. Wu, W. Park, T. Yamashita, C. J. Summers, M. Abashin, Y. Fainman, Appl. Phys. Letters, 90, 41113, (2007)

Chapitre 6

Extension de la réfraction négative à de nouvelles structures

Ce dernier chapitre a pour but d'étendre les résultats obtenus dans les chapitres précédents sur des structures ayant comme principale propriété la réfraction négative pour aller au-delà d'une simple imagerie.

Il semble que le problème fondamental auquel nous avons été confrontés dans ce travail de thèse provient en majeure partie des pertes de couplage à l'entrée de la lentille et c'est-à-dire à l'adaptation d'impédance. C'est pourquoi, dans un premier temps, nous proposons de modifier la configuration initiale de la lentille Veselago en collant le guide d'injection sur l'interface d'entrée de la lentille pour pallier ces pertes. L'analyse numérique couplée aux premiers résultats de mesures champ proche nous conduit notamment à rester prudent sur l'interprétation de modes de surface présents à l'entrée de la lentille.

Et puis dans un deuxième temps, nous nous attacherons à élargir les applications de la réfraction négative en présentant un dispositif de contournement des rayons. Notre objectif consiste alors à proposer une structure alternative se rapprochant au mieux des dispositifs d'invisibilité à base de métamatériaux généralement basés sur le principe de la transformation conforme.

6.1 Dispositif de « lentille collée »

Nous avons décrit jusqu'à maintenant la formation d'une image à travers une lentille à base de cristaux photoniques d'un objet situé dans le milieu air. Il s'agit dans cette section, d'injecter directement une onde divergente dans la lentille et ainsi obtenir en sortie la formation d'une image générée par la convergence des rayons dans l'air.

L'analyse de cet objet sera appuyée sur des premiers résultats expérimentaux obtenus par SNOM sur des prototypes fabriqués dans les mêmes conditions que dans les précédents chapitres.

6.1.1 Analyse numérique FDTD et expérimentale du dispositif

La figure 6-1 montre ces premiers résultats bruts (Fig. 6-1) sur une lentille comportant 13 rangées. On observe sur la figure 6-1 (c) une tâche focale très marquée et surtout une absence, à cette échelle, d'ondes réfléchies à l'entrée du dispositif. En ayant excité les modes à l'intérieur du cristal photonique, on réduit donc les pertes d'insertion. L'image est ainsi plus lumineuse. Même si une adaptation d'impédance n'est pas réalisée au sens strict du terme, car les milieux guide et cristal photonique restent différents, il apparaît clairement que ce soit l'adaptation dans le plan de propagation qui domine le couplage en entrée. En effet, dans cette configuration, on conserve le profil vertical de l'onde assuré par l'hétérostructure. On relève l'intensité maximale de la tâche qui est multiplié par 2 par rapport à celle obtenue avec la configuration type Veselago (Fig. 6-2).

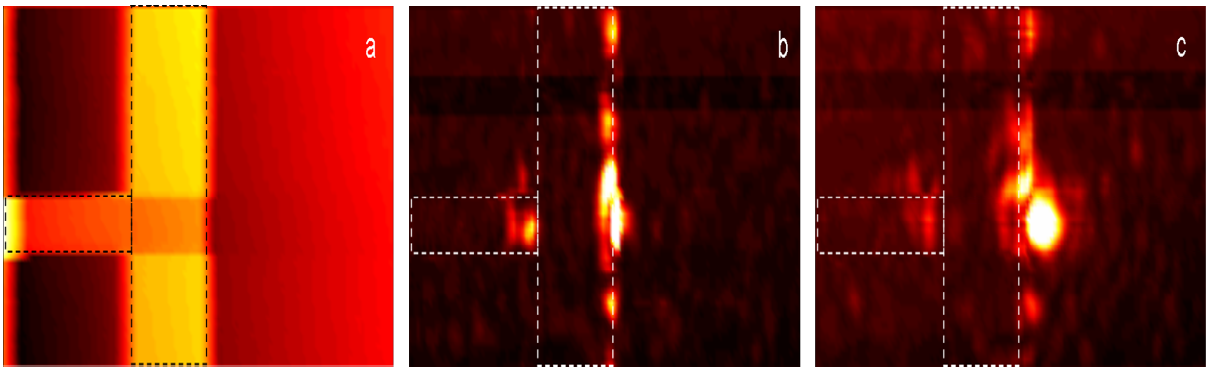


Figure 6-1 : (a) image topographique, image optique (b) en mode contact, (c) interleave ~ 1.7µm.

Dans cette simulation numérique, la longueur de travail choisie correspond à un indice effectif égal à -1 si on se limite à la première zone de Brillouin. Grâce à la limitation des pertes obtenues en collant le guide à l'entrée, on devrait obtenir une tâche « ponctuelle » ou circulaire. Or, sa forme reste oblongue. Pour l'expliquer, différentes origines peuvent être évoquées :

- D'une part, la propagation de l'onde injectée ne correspond que partiellement à un vecteur d'onde limité à la 1ère zone de Brillouin, même si cet effet domine puisque la focalisation est obtenue. Le cristal photonique n'apparaît pas pour l'onde incidente comme un matériau homogène et l'effet de diffraction influe sur la formation de l'image. L'onde qui se propage doit aussi être considérée comme un train d'onde caractérisé par des vecteurs d'ondes différents subissant chacun un parcours spécifiques concourant à la formation d'une image mais imparfaite au sens réfractif.

- D'autre part, si le problème d'adaptation est partiellement résolu en entrée, il ne l'est pas en sortie et la réflexion de l'onde sur la 2nde interface attaquée sous de nombreuses incidences tend également à dégrader la formation de l'image, même si cet effet reste difficile à quantifier par nos techniques de simulations.

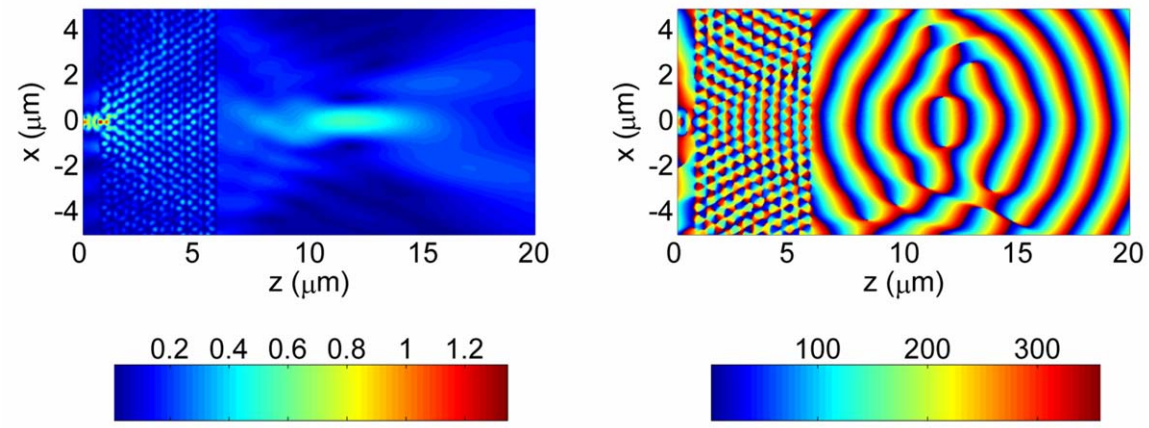


Figure 6.2 : Calcul FDTD 2D du dispositif de lentille collée au guide r/a=0.36 et λ=1.55µm, (a) distribution de l'intensité, (b) phase.

Nous reportons sur la figure 6-3, les cartes de champ obtenues en champ proche pour des hauteurs d'interleave différentes. Nous observons qu'à mesure où la pointe s'élève, la tâche mesurée à l'arrière de la lentille devient de plus en plus aberrée. L'intensité relative des pics ainsi que leurs positions varient selon la hauteur d'interleave. Si l'on prend comme référence comme référence le plan de l'hétérostructure, c'est-à-dire une hauteur d'interleave de 1.7µm, la position moyenne de la tâche en sortie (resserrement du champ maximal) par rapport à

l'interface de la lentille est de l'ordre de 2µm ce qui correspond bien à l'épaisseur de la lentille confirmant un fonctionnement voisin de n=-1. On retrouve comme dans la configuration Veselago, cette dispersion de l'énergie en sortie de lentille lorsque l'onde est émise dans l'air. Nous pouvons aussi remarquer que les interférences faibles qui étaient présentes dans la configuration initiale de la lentille plate ne sont pas visibles cette fois-ci dans ces mesures. L'effet de cavité pointe/cristal photonique semble peu ou pas présent dans ce cas, ou tout du moins est du second ordre comparé au phénomène de réfraction négative.

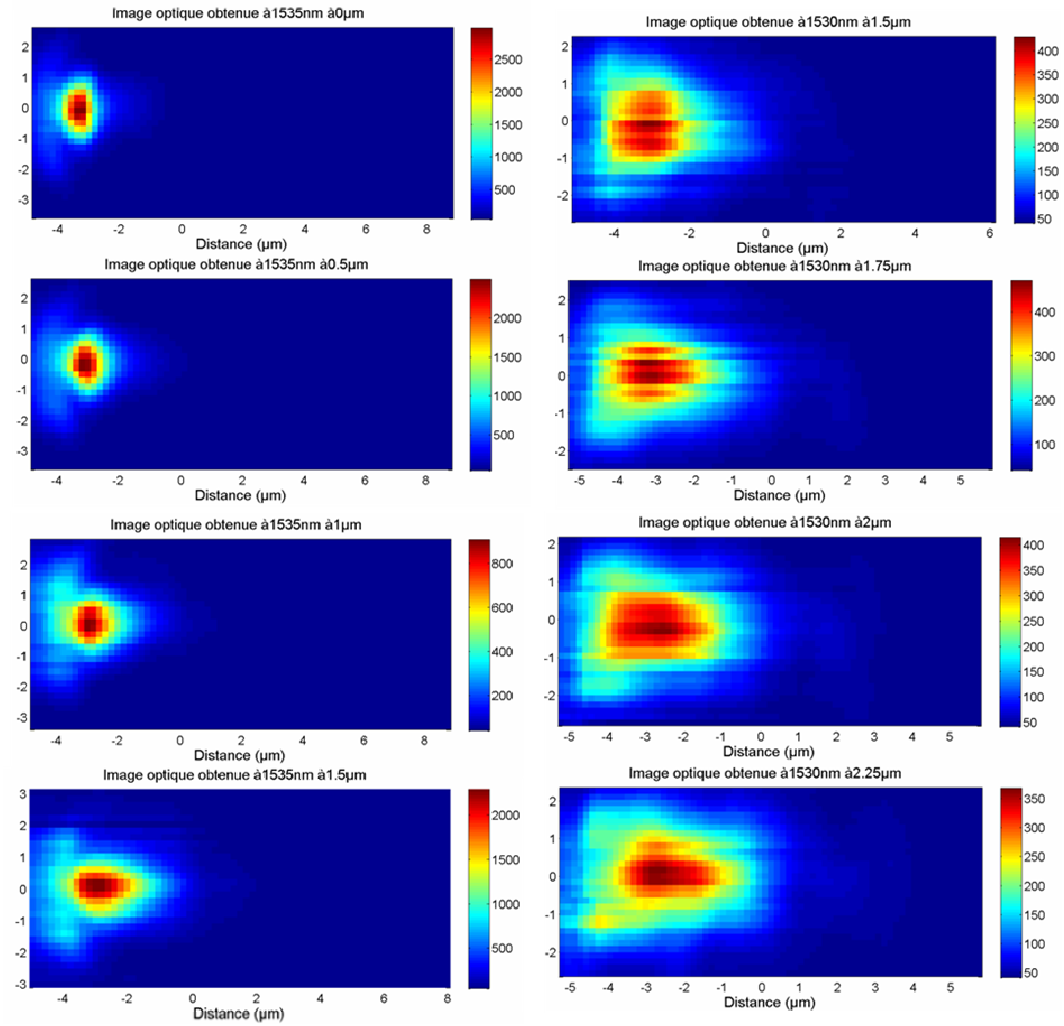


Figure 6-3 : Evolution de la distribution d'intensité à l'arrière de la lentille collée en fonction de la hauteur d'interleave pour deux valeurs de λ=1.53µm et 1.535µm.

Nous obtenons une largeur à mi-hauteur de la tâche focale de l'ordre de 0.8µm pour λ=1.54µm et un interleave de 1.75µm qui est de l'ordre de la largeur du guide incident, grandeur de 0.4λ et qui se rapproche du pas de structuration de notre CP. Avons-nous pour

autant dépassé la limite de Rayleigh et cette grandeur représente-t-elle la résolution de la lentille lorsque l'adaptation en entrée est réalisée ? Il est prématuré de l'affirmer car nous recréons que partiellement la notion de focalisation en forçant un point de focalisation virtuel en entrée de la lentille en collant le guide. Intéressant également, sur la vue en 3D de la figure 6-4, nous pouvons observer ce qui apparaît être la formation de modes à l'interface d'entrée et de sortie du dispositif. On peut considérer l'origine de ce mode comme provenant de la diffraction à la surface des trous. Dans le cas présent, il n'apparaissait qu'à la sortie du dispositif et non en entrée. L'origine de cette excitation reste encore sujette à interprétation. L'une des causes possibles serait l'interaction de l'onde réfléchie par la pointe revenant exciter l'interface de sortie du CP. S'il parait intéressant de s'attarder sur l'existence de ce modes, c'est qu'il pourrait être à l'origine d'une optimisation de la résolution des lentilles à CP, à condition de les exciter en entrée et en sortie du dispositif et de les coupler entre eux. Signalons que nous ne semblons pas encore expérimentalement dans cette situation. Tout en restant prudent sur leur dénomination, nous les assimilons à des modes de surface et nous allons voir s'il est possible de les obtenir numériquement.

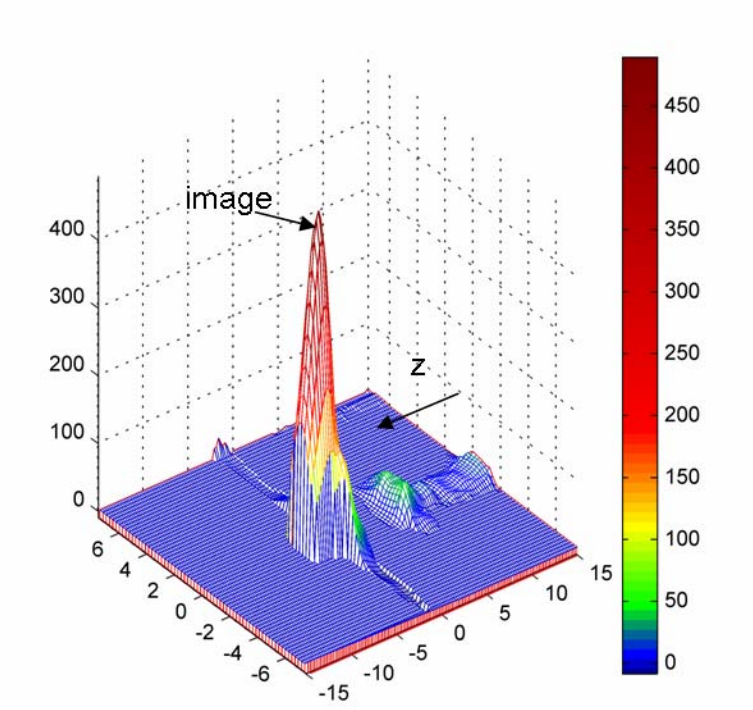


Figure 6-4 : Image SNOM de la structure « lentille collée » à λ=1.53µm en mode champ proche.

6.1.2 Existence des modes de surface

Les modes résonants fortement localisés dans le cristal photonique proviennent du repliement des modes guidés en bord de zone de Brillouin. Ce repliement les ramène au dessus du cône de lumière où ils constituent des résonances dans le continuum d'états radiatifs. Dans certaines conditions bien précises sur la composante $k_{//}$ du vecteur d'onde [1], l'interface entre un matériau droitier et un gaucher peut avoir un mode de surface se propageant le long de l'interface et présentant une évanescence transverse à l'intérieur du cristal photonique. L'interface peut jouer un rôle sur l'apparition de ces modes de surface.

C'est en étudiant l'influence de la position du guide par rapport au réseau que nous avons obtenir l'excitation d'un mode de surface en entrée de la lentille (Fig. 6-5 (b)). Pour comprendre l'origine de cette excitation, deux cas sont étudiés :

- l'axe de symétrie du guide est équidistant de deux trous de la première rangée, i.e. le guide est positionné entre deux trous

- l'axe de symétrie du guide passe le centre d'un trou, i.e. le guide est situé devant un trou.

De plus, il apparaît lorsque le guide d'entrée est collé que si il existe une fine couche de matériau diélectrique à l'interface soit une troncature du réseau entre deux trous de deux rangées successives, nous visualisons le long de l'interface d'entrée un mode pour le guide positionné en face d'un trou du réseau. Ce mode peut être à la fois considéré comme responsable de fuite si l'on ne tient compte que des modes propagatifs dans le bilan de la transmission ou comme révélateur des composantes d'ordre évanescent si l'on arrive à le coupler de l'interface d'entrée à celle de sortie. Il semblerait, par des premières estimations que ce couplage ne serait possible que pour des lentilles de très faibles épaisseurs et possédant une même configuration d'interface en entrée et en sortie, soit un nombre de rangées impair pour notre réseau triangulaire. Néanmoins, même dans ce cas, l'influence sur la largeur de la tâche image n'a pu être détectée de manière certaine. L'approche expérimentale avec ces modes risque d'être très délicate dans la mesure où nous avons vu qu'il était extrêmement délicat de travailler avec des lentilles peu épaisses, et que des effets parasites supplémentaires apparaissait dans ce cas. Ce thème des modes de surface constitue une perspective d'étude particulièrement intéressante pour le contrôle de la transmission au passage de l'interface. Le phénomène est analogue à ceux des plasmons avec l'avantage ici, de pouvoir obtenir ce phénomène par une ingénierie d'interface particulière ou pour une excitation adaptée à l'application considérée.

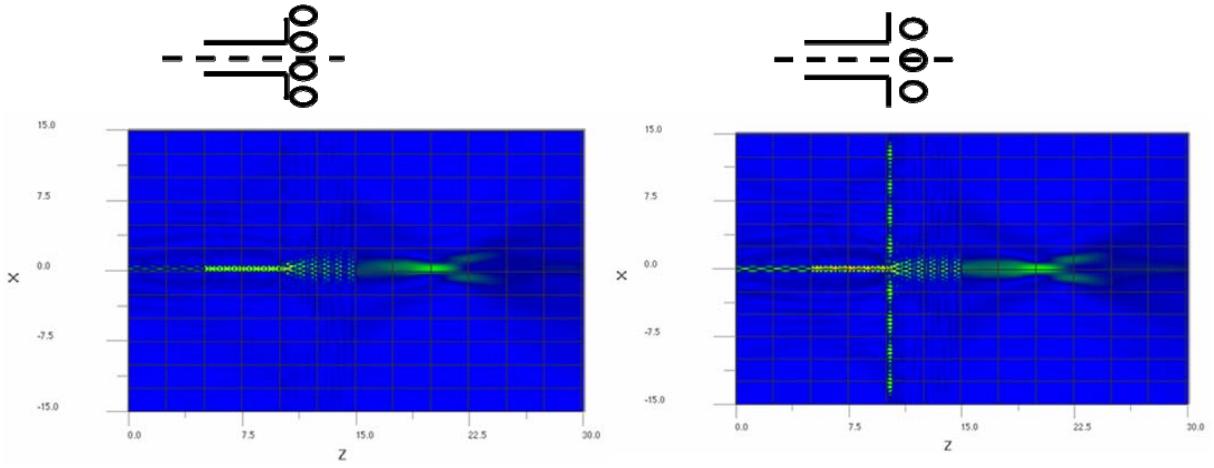


Figure 6-5 : Distribution de champ dans la lentille collée de 12 rangées pour λ=1.55µm avec : (a) guide positionné entre deux trous, (b) guide positionné en face d'un trou – apparition d'un mode de surface en entrée.

Il reste encore beaucoup à faire et à comprendre pour maîtriser la focalisation par une lentille à base de CP. Souvent, toute nouvelle configuration envisagée soulève son lot de questions ouvertes qui restent à étudier. L'ingénierie d'interface, l'adaptation d'impédance, le mélange diffraction/réfraction, les modes de surface, autant d'études qui nécessitent de confrontations théorie – expérience et passeront donc par le développement de prototype adapté à l'observation des différents phénomènes.

C'est dans cette perspective que nous avons commencé à explorer d'autres pistes pour l'utilisation de la réfraction négative dans les CP avec l'espoir de nous affranchir d'un certain nombre de limitations mises en évidence jusqu'alors, notamment le problème d'adaptation d'impédance sous incidence multiple.

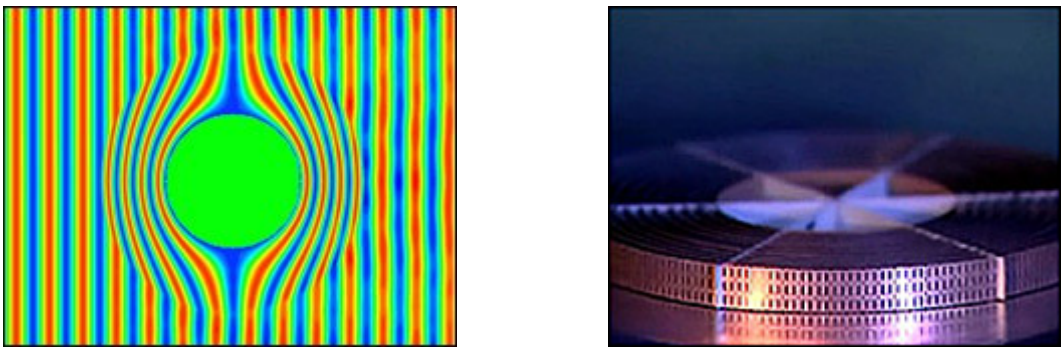
Dans l'objet de contournement que nous allons explorer numériquement, le cristal photonique ne sera excité que sous une seule incidence particulière.

6.2 Dispositif de contournement des rayons à base de cristaux photoniques.

Le principe de l'invisibilité électromagnétique ou optique ne repose plus sur comment capter et reproduire la lumière mais plutôt sur comment contourner un objet à cacher. Il s'agit de recouvrir (to cloak) l'objet d'un matériau aux propriétés telles qu'il va provoquer la

déformation de l'onde autour de l'objet et le rendre imperceptible par le détecteur ou encore l'œil humain si l'on réussi ce challenge aux longueurs d'onde optiques (Fig. 6-6). D'un point de vue pratique, un gradient sur l'indice ou sur les paramètres constitutifs ε, μ est appliqué au dispositif de cloaking pour modifier la trajectoire initialement en ligne droite de l'onde et la retrouver identique en intensité et en phase derrière l'objet [2-9]. Pour la première fois, le groupe de recherche de J. Pendry réalise à une fréquence dans la gamme microondes ce dispositif d'invisibilité par un matériau type métamatériau (Fig. 6-6) [7]. Il est impossible de réaliser une telle opération avec un matériau linéaire, homogène et isotrope caractérisé par un ε et μ constant. L'ingénierie d'ε et de μ doit se faire dans les trois dimensions de l'espace et la description des matériaux se fait alors en terme de tenseurs $\overline{\overline{\varepsilon}}, \overline{\overline{\mu}}$. Ainsi, une transformation conforme permet d'aboutir à l'invisibilité par :

- Le guidage du rayonnement électromagnétique autour de l'objet et,
- La réduction de la section efficace de diffusion du rayonnement arrivant sur l'objet.



(a) (b)

Figure 6-6 : (a) Carte de champ d'un dispositif de cloaking idéal sans pertes avec envoi d'une onde plane sur l'objet, (b) dispositif fonctionnant aux microondes à base de métamatériaux métalliques (cuivre).

Si en théorie, on peut mettre à l'échelle un tel dispositif du THz à l'infrarouge voire aux longueurs d'ondes optiques. Il reste difficile de le réaliser concrètement à base de structures métallique. Des approches ont été proposées par exploitation des résonances de Mie dans des réseaux de rondins diélectriques de très forte permittivité pour le domaine THz [6]. C'est pourquoi pour l'optique, nous proposons un dispositif à base de cristaux photoniques qui permet de contourner le problème de réduction d'échelle et celui des pertes métalliques [10].

6.2.1 Description et fonctionnement

Notre objectif est de reconstruire à partir d'un dispositif alternatif un faisceau Gaussien de type onde plane et d'éviter toute pénétration de la lumière dans le cœur du dispositif. Nous considérons une seule direction d'incidence. En outre, la symétrie cylindrique propriété inhérente aux concepts d'invisibilité ne sera pas traitée dans cette étude. Néanmoins, cette approche constitue un axe original de dispositifs pour la nanophotonique intégrée.

Les cristaux photoniques offrent la possibilité de travailler dans des régimes de bande interdite ou de bande passante. Ceci nous permet d'établir un design utilisant ces différentes propriétés. Dans la gamme de longueurs d'ondes centrée à 1.55µm, nous utilisons un premier réseau de cristaux photoniques PC1 fonctionnant en régime de réfraction négative dans la seconde bande passante TM et un deuxième nommé PC2 fonctionnant dans la bande interdite. Les cristaux photoniques du dispositif possèdent les mêmes caractéristiques que les cristaux présentés dans les chapitres précédents, à savoir un paramètre de maille a=476nm et un diamètre de 347nm pour PC1 possédant un indice négatif de -1 pour la longueur d'onde 1.55µm et a=775nm et un diamètre de 736nm pour PC2 fonctionnant dans sa bande interdite. Le coefficient de remplissage est élevé pour obtenir une bande interdite complète, i.e. dans l'ensemble des directions de propagation.

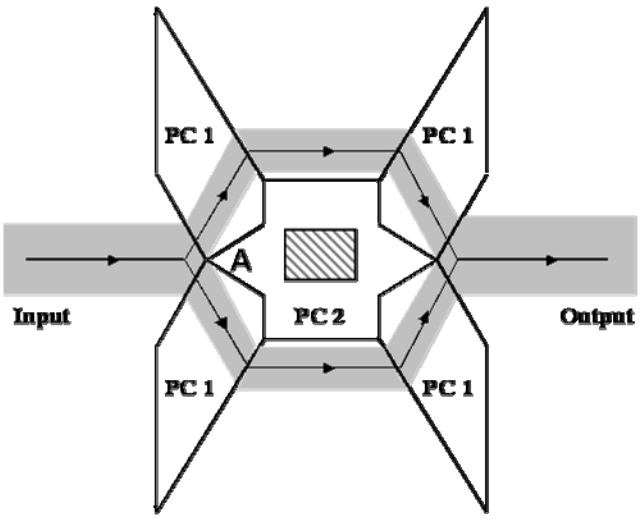
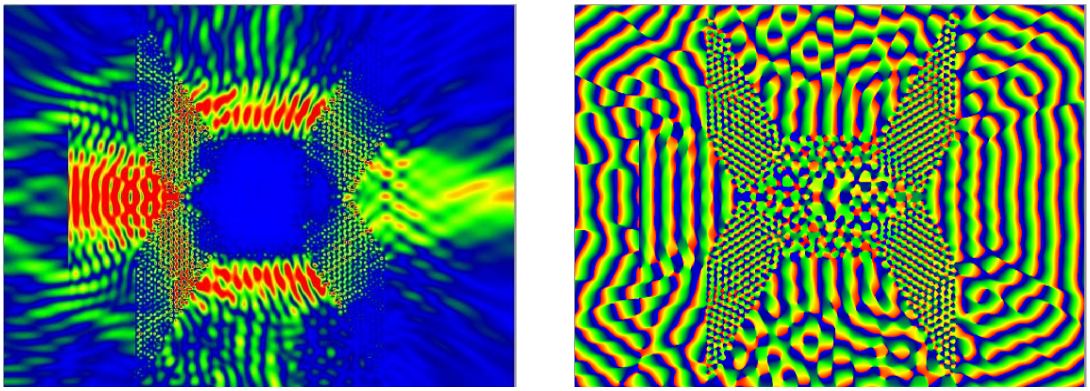


Figure 6-7 : Schéma du dispositif de contournement des rayons, PC1 fonctionne en régime de réfraction négative, PC2 fonctionne dans sa bande interdite pour λ=1.55µm, A : point singulier de la structure.

Le design est composé de deux branches en V disposées de manière à respecter une symétrie miroir. De par cette forme particulière, l'onde est scindée en deux ondes identiques au passage de la 1ère branche, puis est reconstituée pour former l'onde plane de départ en sortie

du dispositif. Le trajet optique est présenté schématiquement sur la figure 6-7. La zone hachurée constitue la zone à cacher. Elle est entourée de PC2 qui permet d'annuler la composante correspondant au point singulier A par lequel le rayon ne peut être dévié. Notons que même dans un dispositif à symétrie cylindrique, ce rayon particulier n'est pas pris en compte. La période et l'épaisseur du réseau PC2 sont optimisées pour minimiser le champ dans la zone centrale (Fig. 6-8). De même, nous augmentons le diamètre des trous au niveau des pointes, ce qui permet de limiter de manière significative la propagation de ce rayon particulier et de s'affranchir d'éventuels effets parasites tels que la diffraction de l'onde par l'extrémité de la pointe. Comme le montre la figure 6-8, il y a bien reconstruction de l'onde plane en sortie suite aux deux réfractions combinées qui ont été choisies de manière à ce que le processus obtenu dans un sens soit réciproque dans l'autre. Le calcul de la phase confirme largement le bon fonctionnement du dispositif puisque l'on observe en sortie des fronts de phase réguliers typiques d'une onde plane.



(a) (b)

Figure 6-8 : Simulation par éléments finis à 1.55µm en polarisation TM du dispositif de cloaking, (a) Amplitude du champ Ey (échelle linéaire), (b) distribution de la phase.

6.2.2 Performances du dispositif

L'analyse fréquentielle du dispositif montre qu'a priori les performances restent correctes tant que le cristal photonique PC2 fonctionne dans l'intervalle de bande interdite [1.54 ; 1.59] ce qui conduit à une largeur de bande $\Delta\lambda$ atteignant 50nm (Fig. 6-9). Ainsi, dans cette gamme, l'indice effectif des branches PC1 varie de + ou – 10% autour de la valeur -1 considérée comme optimale au départ. En fait pour l'application visée, la condition sur l'indice ne constitue pas un prérequis essentiel dans le processus de reconstruction de l'onde plane. Ici, seule la condition sur la symétrie du design doit être remplie, à laquelle s'ajoute la capacité à

transmettre le maximum de signal. Afin de parfaire notre étude, nous prenons donc en compte le niveau de réflexion.

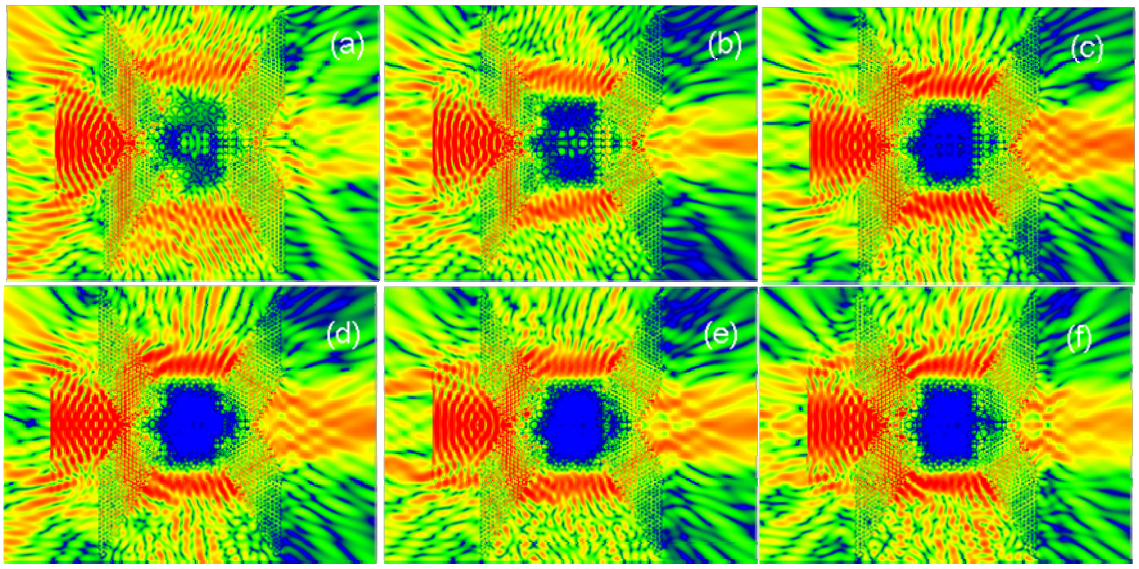


Figure 6-9 : Carte de champ électrique du dispositif pour une gaussienne de largeur=3µm (équivalent à la largeur de l'entrée du dispositif) à : (a) λ=1.5µm, (b) λ=1.525µm, (c) λ=1.55µm, (d) λ=1.56µm, (e) λ=1.575µm, (f) λ=1.59µm.

La reconstruction de l'onde plane est évaluée dans le domaine temporel et spectral à différentes positions à l'arrière du dispositif (Fig. 6-10, 6-11). Le profil gaussien est préservé mais l'amplitude est légèrement atténuée de quelques dB. En terme de phase, les fronts restent réguliers, notamment, on remarque que la phase est quasi indépendante de la position. La différence s'élève à quelques degrés pour l'onde évaluée à 6µm du centre du dispositif. Or, cette onde est atténuée de 25dB. L'analyse spectrale montre aussi que la propagation à travers la structure, reste monomode avec un pic défini 193THz. L'onde transmise est reproduite en forme et spectralement de manière quasi-identique à l'onde incidente.

On note également que le fait de n'avoir utilisé le réseau photonique que sous une seule incidence est bénéfique pour la transmission globale du dispositif. Des pertes de l'ordre de 5 à 6dB sont obtenues alors que quatre interfaces sont traversées, ce qui représente moins de 1.5dB de pertes par interface, ceci pourrait être encore optimisé. Ceci illustre que la réfraction négative à n=-1 et la quasi adaptation d'impédance reste du domaine du possible tant que l'onde propgagée dans le dispositif n'interagit avec les interfaces indice positif/indice négatif sous des valeurs d'incidences restreintes.

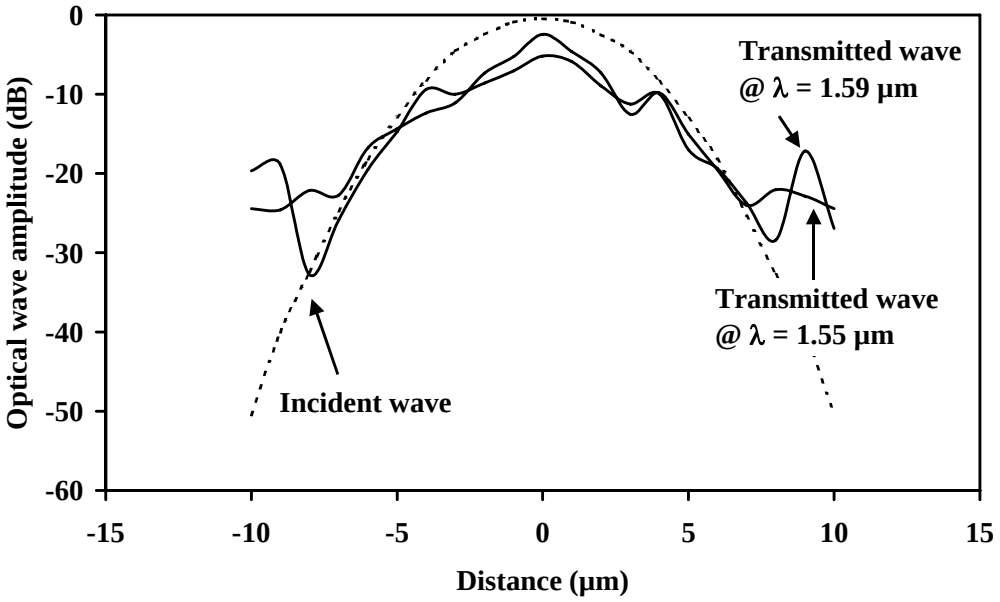


Figure 6-10 : Evolution de l'amplitude de l'onde transmise en fonction de la longueur d'onde injectée.

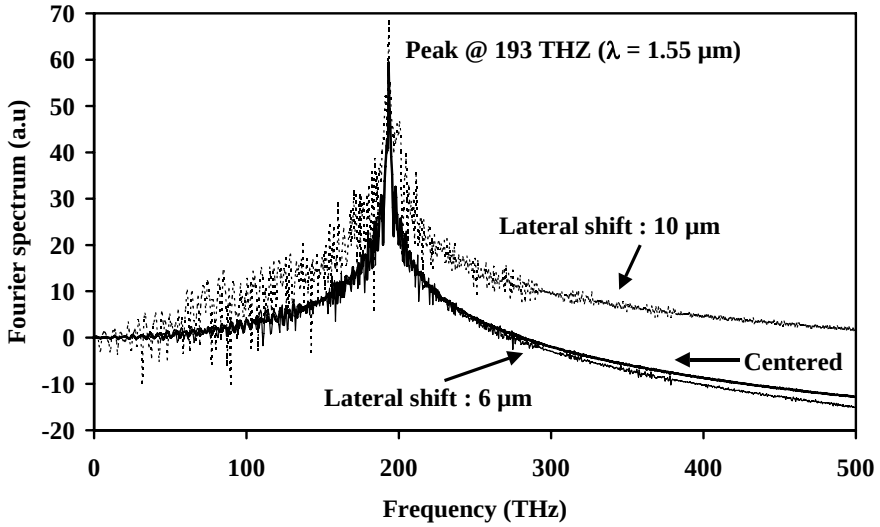


Figure 6-11 : Etude spectrale du signal transmis pour λ=1.55µm à l'arrière du dispositif à la distance d=6µm et d=10µm du centre du dispositif.

Comme nous l'avons déjà mentionné, ce dispositif ne permet pas de rendre invisible un objet dans les trois directions de l'espace. Il fonctionne uniquement pour une onde plane incidente unidirectionnelle. Par contre, il bénéficie d'avantages non négligeables conférés par les cristaux photoniques qui restent difficiles à obtenir par d'autres approches, à savoir :

- la facilité de structurer le milieu aux longueurs d'ondes optiques et,
- la flexibilité sur l'extension de la zone à cacher ou de la zone d'injection puisqu'il est possible d'ajuster les dimensions du design selon les lois de l'optique géométrique.

Conclusion

Nous avons montré que nous pouvons appliquer la réfraction négative à de nouveaux objets pour exalter de nouveaux effets. Nous avons tout d'abord mis en évidence, que la position de l'injection dans un milieu gaucher vers un milieu droitier influence la propagation avec l'apparition possible de modes de surface, de manière analogue aux plasmons de surface [11]. Un des attraits de ce phénomène serait d'aborder la détection en champ proche de l'information sous longueur d'onde apportée par l'onde évanescente.

Comme le potentiel des cristaux photoniques procure également une certaine flexibilité dans la gamme des longueurs d'ondes optiques, nous avons alors conçu un dispositif de contournement de rayons à partir de l'association de régimes passant et interdit permis par les propriétés dispersives du milieu. Comme perspectives, il reste désormais à employer les techniques de fabrication de la microélectronique mise au point dans cette thèse et les étendre à ces nouvelles géométries pour valider expérimentalement le bon fonctionnement de ces nouveaux dispositifs.

Bibliographie

[1] P. Yeh, A. Yariv, A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett. 32, 104
[2] D. Schurig, J. B. Pendry, D. R. Smith, Optics Express 14, 9794, (2006)
[3] A. Alù, N. Engheta, Optics Express 15, 3318, (2007)
[4] A. Alù, N. Engheta, Optics Express 15, 7578, (2007)
[5] M. G. Silveirinha, A. Alù, N. Engheta, Phys. Rev. E 75, 36603, (2007)
[6] D. P. Gaillot, C. Croënne, et D. Lippens, Opt. Express 16, 3986, (2008)
[7] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B.Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, Science 314, 977, (2006).
[8] W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, Nature Photonics 1, 224, (2007)
[9] U. Leonhardt, Science 312, 1777, (2006)
[10] O. Vanbésien, N. Fabre, X. Mélique, and D. Lippens, Appl. Opt. 47, 1358, (2008)
[11] C Caloz, Cheng-Jung Lee, DR Smith, JB Pendry, T Itoh, IEEE 3, 3151, (2004)

Conclusion générale

L'objectif initial de ce travail était de mettre en évidence la focalisation par une lentille plane d'indice de réfraction égal à -1 à base de cristaux photoniques. Sur cet aspect, la mission est totalement remplie grâce à la collaboration que l'IEMN a pu développer avec l'ICB de Dijon. Nous avons pu mettre en place avec succès une chaine allant de la conception à la caractérisation d'un prototype en passant par les étapes de fabrication et les dures contraintes à prendre en compte lors du passage de la simulation idéale à la réalité expérimentale.

Dans les deux premiers chapitres, nous avons développé les concepts nécessaires pour définir de manière optimale les paramètres géométriques d'une lentille à base de cristaux photoniques 2D. Nous avons développé une méthode originale de conception basée sur l'exploitation des résonances de cavité de la lentille de dimension finie sous incidence quelconque pour optimiser la lentille en termes de transmission et d'indice de réfraction.

Dans les deux chapitres suivants, nous avons décrit en détail les étapes menant à la fabrication d'un prototype caractérisable par microscopie optique à champ proche. Le passage d'un objet idéal 2D à la réalité 3D s'est fait par l'utilisation d'une hétérostructure semiconductrice confinant la lumière dans une direction tandis que le réseau bidimensionnel de trous d'air était crée dans le plan perpendiculaire à cette direction de propagation. La prise en compte de l'environnement nécessaire pour une caractérisation de la lentille en régime de réfraction négative à n = -1 nous a amené à concevoir une source quasi-ponctuelle constituée d'un guide de propagation dans la même hétérostructure coupé à son extrémité, terminé par un trou diffractant ou non, à proximité de la lentille permettant de créer un front d'onde circulaire dans l'air face à la lentille. Les étapes de lithographie et de gravure anisotrope ont été optimisées pour obtenir un réseau le plus régulier possible et des flancs de gravure permettant l'obtention d'un mesa et des trous de l'ordre de 2µm de hauteur soit un rapport d'aspect de l'ordre de 10:1.

Le cinquième chapitre a permis de valider l'ensemble de notre approche en illustrant de manière claire la réfraction négative au travers de cette lentille et l'indice de réfraction extrait de ces mesures a confirmé une que la valeur -1 était possible.

Si l'on considère maintenant le point de vue performance des composants, on peut remarquer qu'il reste encore beaucoup à faire avant d'atteindre des résultats compatibles avec un développement applicatif à grande échelle. Que ce soit en termes de puissance transmise ($1/10000^{e}$) ou de résolution de la lentille (0.8λ), la solution étudiée ne permet pas de dépasser les performances des composant déjà existants. L'originalité la plus forte est d'avoir proposé une lentille sans axe optique pour laquelle la focalisation reste invariante pour toute translation de la source parallèlement à la surface du composant.

Si des solutions sont envisageables pour promouvoir les performances du composant (ingénierie d'interfaces, excitation de modes de surface, adaptation de la source, ….), il reste néanmoins des questions théoriques ouvertes quant aux potentialités des cristaux photoniques en termes de résolution optimale accessible grâce à cette approche. Ces différentes pistes seront explorées dans la suite de ce travail soutenu par une action ANR de type P-NANO appelée FANI (Focalisation et Adressage pour le Nanophotonique Intégrée) qui fait intervenir l'ICB, l'IEMN et à laquelle s'est joint l'Institut Fresnel de Marseille qui sera un maillon important pour aborder les aspects théoriques les plus pointus.

A plus long terme, différentes voies peuvent être envisageables. Si l'on reste dans le cadre d'une structure de propagation dans l'air, il sera nécessaire d'imaginer un dispositif caractérisable limitant la dispersion de la tâche focale dans les directions transverses de propagation. Faudra-t-il pour cela passer à une géométrie tridimensionnelle ou envisager un confinement optique supplémentaire en amont et en aval de la lentille ? Différentes voies restent à explorer. Il faut également signaler que l'on commence à trouver des propositions de structures fonctionnant en régime de métamatériau dans le domaine de l'optique. Si une telle voie ne solutionne pas l'ensemble des problèmes relatifs à l'adaptation d'impédance ou aux pertes, elle permettrait néanmoins par essence d'espérer atteindre d'excellentes résolutions, dépassant la limite de Rayleigh, en régime de focalisation.

Au-delà des simples expériences de focalisation, il semble intéressant d'explorer également d'autres types d'applications exploitant au sens large les effets « anormaux » de propagation induits par des indices de réfraction négatifs ou de module inférieur à 1. Si les métamatériaux ont pris quelques longueurs d'avance dans ce domaine d'un point de vue théorique grâce à la grande flexibilité des paramètres effectifs de permittivité ou de perméabilité que l'on peut obtenir soit avec des inclusions métalliques soit en exploitant les résonances de Mie, il ne faut pas pour autant négliger les cristaux photoniques dont les techniques de fabrication en optique apparaissent plus matures. C'est dans ce sens que nous avons proposé dans le dernier chapitre une ébauche de dispositif permettant le contournement optique d'une zone de l'espace pour certaines ondes (s'éloignant en cela du concept complet d'invisibilité qui se doit de

fonctionner quelle que soit le type d'onde). D'autres domaines comme les mirages optiques proposés par le GES de l'université de Montpellier, ou les hyperlentilles apparaissent également aujourd'hui des pistes à poursuivre dans le cadre des applications à base de cristaux photoniques.

Publications

- **Revues internationales à comité de lecture**

[1] N. Fabre, S. Fasquel, C. Legrand, X. Mélique, M. Muller, M. François, O. Vanbésien, D. Lippens
'Towards focusing using photonic crystal flat lens'
Opto-Electronics Review 14, 225, (2006)

[2] N. Fabre, X. Mélique**,** D. Lippens, O. Vanbésien
'Optimized focusing properties of photonic crystal slabs'
Optics Communications, 281, 3571, (2008)

[3] O. Vanbésien, N. Fabre, X. Mélique, D. Lippens
'Photonic-crystal-based cloaking device at optical wavelengths'
Applied Optics 47, 1358, (2008)

[4] C. Croënne, N. Fabre, D. P. Gaillot, O. Vanbésien, D. Lippens
'Bloch impedance in negative index photonic crystals'
Phys. Rev. B 77, 125333, (2008)

[5] N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, X. Mélique**,** D. Lippens, F. De Fornel, O. Vanbésien
'A photonic crystal flat lens at optical frequencies'
Phys. Rev. Lett. 101, 073901, (2008)

[6] Article référencé en [5] sélectionné dans les Research Highlights de
Nature Photonics 2, 591, (2008)

Communications

- **Colloques internationaux**

[1] N. Fabre, S. Fasquel, C. Legrand, X. Mélique, M. Muller, M. François, O. Vanbésien, D. Lippens
'A photonic crystal flat lens exhibiting negative refraction at optical wavelength'
International student seminar on microwave applications of novel physical phenomena, Rovaniemi, Finlande, août 2006, présentation orale

[2] N. Fabre, X. Mélique, O. Vanbésien**,** D. Lippens
'Optimization of a negative refractive index photonic crystal slab at optical wavelength'
Proc. Vol. 6989: Photonic Crystal Materials and Devices VIII, SPIE Photonics Europe à Strasbourg, 8-10 Mai 2008, présentation orale

[3] N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, X. Mélique, D. Lippens, F. de Fornel, O. Vanbésien
'*Measurement of a Flat Lens Focusing in a 2-D Photonic Crystal at Optical Wavelength'*

CLEO/QELS 2008 à San Jose, USA, 4-9 Mai 2008, présentation orale

- **Colloques nationaux**

[1] N. Fabre, L. Lalouat, S. Fasquel, X. Mélique, D. Lippens, F. de Fornel, O. Vanbésien
'Focalisation par un cristal photonique en régime de réfraction négative'
Journées Nationales de l'Optique Guidée, conférence avec actes, Chambéry, Nov. 2005, oral

[2] N. Fabre, L. Lalouat, X. Mélique, D. Lippens, F. de Fornel, O. Vanbésien
'Réfraction négative dans un cristal photonique bidimensionnel aux longueurs d'onde optiques'
Actes de la réunion 'Structures à bandes interdites ou soniques, microcavités, milieux complexes et biologiques',GDR Ondes, Orsay, Mars 2006, oral

[3] N. Fabre, X. Mélique**,** D. Lippens, O. Vanbésien
'Optimisation des propriétés de focalisation de lentilles plates à bases de cristaux photoniques'

[4] N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, X. Mélique, D. Lippens, F. de Fornel, O. Vanbésien
'*Imagerie par lentille plate à base de cristaux photoniques*'
GDR Ondes AG 'Interférences d'ondes', IMS ENSCPB Bordeaux, Novembre 2007, posters

Résumé

Dans ce travail, une approche diélectrique de la réfraction négative dans les cristaux photoniques et métamatériaux est étudiée pour application à la focalisation de la lumière par une lentille plane aux longueurs d'ondes optiques. Ces travaux englobent les phases de conception et de fabrication menées à l'IEMN ainsi que la caractérisation de différents prototypes menée quant à elle en collaboration avec l'ICB de Dijon. Dans ce cadre, il a été mis en évidence expérimentalement une focalisation sous-longueur d'onde par une lentille plane d'indice de réfraction égale à -1 à base de cristaux photoniques à la longueur d'onde de 1.5 µm.

Dans un premier, les concepts relatifs à l'obtention d'un indice de réfraction négatif dans les matériaux artificiels périodiques sont rappelés. Pour une approche dans le domaine optique, les cristaux photoniques bidimensionnels semiconducteurs sont plus particulièrement étudiés et par ingénierie de structure de bandes, les conditions nécessaires à l'obtention d'un indice de réfraction négatif sont précisées. En vue de l'approche expérimentale, une attention particulière est portée à l'optimisation en transmission et indice d'un cristal de dimension finie pour application en focalisation. Cette méthode originale est basée sur une ingénierie de modes résonnants de type Fabry-Pérot de la cavité sous incidence variée.

Dans un second temps, le passage de la théorie 2D à un prototype 3D, permettant de prendre en compte l'injection de la lumière dans le dispositif et sa caractérisation en microscopie optique champ proche est proposée et supportée par des simulations FDTD tridimensionnelles du prototype complet. Ce dernier est ensuite fabriqué en ayant recours aux techniques avancées de la nanoélectronique, nanolithographie électronique et gravure profonde ICP. Un procédé technologique simple et original basé sur une résine négative de type HSQ pour la lithographie électronique, oxydée ensuite pour servir de masque à la gravure profonde est décrite.

Dans un troisième temps, le dispositif est caractérisée par microscopie optique en champ proche permettant la mise en évidence de la focalisation avec une résolution sous-longueur d'onde grâce à un indice effectif de la lentille égal à -1. Les résultats expérimentaux obtenus sont comparés et corroborent les simulations tridimensionnelles effectuées.

Enfin, pour ouvrir des perspectives, des pistes d'études sont proposées pour améliorer à la fois la résolution et la transmission (adaptation d'impédance) au travers de la lentille. Une ouverture vers d'autres applications exploitant les propriétés de réfraction négative associées aux bandes passantes ou interdites de ces cristaux photoniques pour applications à la furtivité et à l'invisibilité aux longueurs d'ondes optiques.

MOTS-CLES : réfraction négative, cristaux photoniques, métamatériaux, microscopie optique en champ proche, nanofabrication

Summary

In this thesis, we report on the dielectric approach to achieve negative refraction in photonic crystals and metamaterials in order to provide the focusing effect of a point source through a flat lens at optical wavelengths. A comprehensive investigation is done numerically and experimentally by using a photonic crystal flat lens prototype properly designed to perform scanning near field optical microscopy.

In the first part, we recall the concepts related to negative refraction and superlensing criteria. In photonic crystals, negative refraction can occur by using Bloch wave dispersion. However, the feasibility of such a so-called superlens, which requires at the same time an optical index of n=-1 and a perfect impedance matching remains a challenging task. So, we adress this issue by optimizing the electromagnetic transmission and the refraction index of a finite sized slab of photonic crystals. The advantage of our method lies in the existence of Fabry-Pérot effect resulting of interferences between the front and the rear interface of the slab.

We then fabricated the flat lens by using the nanoelectronics techniques on III-V semiconductors .The photonic crystals lattice is defined by e-beam lithography on a negative resist (HSQ HydrogenSilsesQuioxane) and then etched within the semiconductor slab by using Inductively Coupled Plasma (ICP) etching technique. Strong anisotropy with aspect ratios higher than 10:1 can be routinely obtained.

At least, from the comparison between 3D-FDTD simulations and experiments, we quantify the resolution of the lens and discuss the ability of the reported lens to overcome the classical limitation in terms of subwavelength resolution.

KEYWORDS: negative refraction, photonic crystals, metamaterials, scanning near-field microscopy, nanofabrication.