



HAL
open science

Métamatériaux pour l'infrarouge et applications

Rasta Ghasemi

► **To cite this version:**

Rasta Ghasemi. Métamatériaux pour l'infrarouge et applications. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112292 . tel-00819621

HAL Id: tel-00819621

<https://theses.hal.science/tel-00819621>

Submitted on 2 May 2013

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

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

UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE : STITS
Institut d'Electronique Fondamentale (IEF)

DISCIPLINE PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenu le 12/11/2012

par

Rasta GHASEMI

Métamatériaux en infrarouge et applications

Directeur de thèse :

André DE LUSTRAC

Professeur de l'Université Paris Ouest et directeur de
l'Institut d'électronique fondamentale

Composition du jury :

Président du jury :

V. VIGNERAS

Professeur, IMS

Rapporteurs :

R. BACHELOT

Professeur, LNIO

E. LHEURETTE

Professeur, IEMN

Examineur :

R. RAMDANE

Chercheur, LPN

Membres invités :

A. DEGIRON

Chercheur, IEF

A. LUPU

Chargé de recherche CNRS, IEF

A la mémoire de ma grande mère

A mes parents, Nahid et Fariborz

A ma soeur, Mahsa

Remerciements :

Ces quatre années à l'IEF ont été très riches pour moi. Maintenant que cette thèse arrive à sa fin, j'ai beaucoup de gens à remercier pour avoir rendu mon séjour et mon travail si agréable.

Je voudrais tout d'abord remercier M. Jean-Michel Lourtioz (directeur de l'IEF à mes débuts) pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je tiens à remercier mon directeur de thèse M. André de lustrac pour m'avoir proposé ce sujet thèse passionnant et de m'avoir accepté dans son équipe, ainsi que pour la confiance, les encouragements et le soutien sans faille qu'il m'a accordé.

Un merci tout spécial à Aloyse Degiron pour son aide durant ces travaux de thèse. C'était un grand plaisir pour moi de travailler avec lui.

Je remercie également Anatole Lupu pour ses conseils très riches et sa disponibilité durant cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur Renaud Bachelot, Professeur et directeur du LNIO, et Monsieur Eric Lheurette, Professeur à l'IEMN, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

Je remercie Monsieur Abderrahim Ramdane, Directeur de Recherches au LPN, d'avoir participé à ce jury et je remercie également Madame Valérie Vigneras, Professeur à l'IMS, présidente de ce jury.

Un grand merci à Xavier Leroux pour ses précieux conseils et son soutien technique sur les aspects technologiques de cette thèse.

Je remercie les ingénieurs et techniciens de la centrale de technologie de l'IEF (CTU-Minerve), cette recherche n'aurait pas été possible sans leur formation et leurs conseils : Jean-René, Nathalie, Abdel, Benoît, Marie-Paule, Jean-Luc.

Merci à Nawaz pour ses conseils durant la première année de ma thèse, son amitié et pour son soutien de toujours, son thé à la Mauricienne.

Merci à tous mes amis, Paul-Henri, Dylan, Alexandre, Natalia, Tatiana, Djamal, Ahmad pour leur amitié et pour les moments innoubliables durant ces 4 années de thèse. Vous allez tous me manquer! Une pensée vers mon ami très cher, Boubacar Kanté avec qui j'ai passé des nuits blanches au laboratoire

pendant deux ans.

Je tiens à remercier Willy pour avoir accepté de relire ma thèse dans un délai très court.

Enfin, les mots me manquent pour exprimer ma gratitude à mes parents, pour leur amour inconditionnel et leur confiance persistante en moi et à ma soeur et ma meilleure amie, Mahsa, pour son amitié et soutien à tous les moments de ma vie.

Table des matières

1	Etat de l'Art	8
1.1	Métamatériaux Electromagnétiques	8
1.2	Propagation d'une onde dans un milieu	9
1.2.1	Conditions de propagation	9
1.2.2	Les milieux opaques	11
1.2.3	Les milieux transparents	11
1.2.3.1	Matériaux à indice de réfraction négatif "Matériau main-gauche" :	13
1.3	Théorie des métamatériaux	14
1.3.1	Les conducteurs artificiels	15
1.3.2	Les matériaux magnétiques artificiels	16
1.3.3	Les matériaux à indice négatif (NIM)	18
1.4	Exemples d'application dans le domaine micro-ondes	20
1.4.1	Lentilles parfaites	20
1.4.2	Transformation d'espace et invisibilité	21
1.4.2.1	Transformation d'espace et invariance en électromagnétisme	22
1.4.2.2	Cape d'invisibilité	25
1.5	Les métamatériaux en optique	27
1.5.1	Structures métalliques dérivées des basses fréquences :	27
1.5.2	Les cristaux photoniques (PC)	31
1.6	Conclusion	33
2	Métamatériaux en optique intégrée	34
2.1	Introduction	34
2.2	Composants d'optique intégrée :	35
2.2.1	Réflexion et réfraction de la lumière : Approche de l'optique géométrique	36
2.2.2	Guides monomodes et multimodes	38
2.2.3	Modes dans un guide d'onde	38

2.3	Objet d'étude : l'adaptateur de modes	38
2.4	Calcul de la transformation d'espace	40
2.5	Application à une architecture Silicium sur Isolant (SOI).	43
2.5.1	Guide d'onde SOI	43
2.5.2	L'adaptateur de modes pour une architecture SOI	45
2.5.3	Discrétisation : Vers une structure réaliste	48
2.6	L'adaptateur de modes pour guides d'ondes polymères.	50
2.6.1	Structure étudiée	50
2.6.2	Adaptateur de mode pour les guides d'onde à faible indice	51
2.7	Conclusion	56
3	Métamatériaux optiques en 3D	58
3.1	Plasmons de surface (SPs) :	59
3.2	Conditions d'existence des plasmons de surface localisés	60
3.3	Métamatériaux plasmoniques	61
3.4	Structure mono couche :	63
3.5	Métamatériaux optique 3D	65
3.5.1	Structure double couches	65
3.5.2	Structure trois couches	68
3.5.3	Structure quatre couches	72
3.5.4	Résumé	74
3.6	Etude paramétrique de la distance entre les niveaux	75
3.7	Conclusion	78
4	Réalisation des métamatériaux	79
4.1	Processus de fabrication de structures monocouches	80
4.2	Réalisation de structures multi-couches	89
4.3	Réalisation des structures alignées	90
4.4	Réalisation des structures désalignées	94
4.4.1	Structures désalignées avec une couche diélectrique de 100 nm :	95
4.4.1.1	Structures bicouches désalignées suivant l'axe x :	95
4.4.1.2	Structures bicouches désalignées par rapport à l'axe y :	97
4.4.1.3	Structures désalignées dans deux directions x et y :	98
4.4.1.4	Structures désalignées 3 et 4 niveaux :	100
4.4.2	Structures désalignées avec une couche diélectrique de 65nm	102
4.5	Propriétés effectives	105
4.6	Conclusions	107

Introduction Générale :

Les métamatériaux sont des milieux composites artificiels présentant des propriétés électromagnétiques qu'on ne trouve pas dans la nature. En utilisant ces matériaux aux caractéristiques nouvelles, on peut créer des composants innovants comme des « lentilles parfaites » permettant de réaliser des images au-delà de la limite de diffraction, des modulateurs ultra-rapides, ainsi que des capes qui sont capables de rendre invisible une région donnée de l'espace. Cela fait exactement 12 ans que ce nouveau champ de recherche existe et les progrès ont été tels que des premières applications commerciales commencent à voir le jour dans le domaine des antennes et des télécommunications radio-fréquences et micro-ondes. C'est en effet aux basses fréquences que l'approche métamatériau est la plus mature et où les milieux les plus exotiques ont été réalisés.

Depuis quelques années, on assiste également à une explosion de la recherche sur les métamatériaux à plus haute fréquence, dans le THz, l'infrarouge et le visible. Les défis à relever sont très différents de ceux rencontrés à basse fréquence. Les propriétés des matériaux entrant dans la composition des échantillons ainsi que les contraintes de fabrication ne permettent pas de réaliser le même type de structures et de fonctionnalités, ce qui force la communauté à repenser le concept même de métamatériau à ces fréquences. C'est dans le proche infrarouge et le visible que les difficultés sont les plus fortes et il n'existe pas à l'heure actuelle de stratégie claire pour exploiter le plein potentiel des métamatériaux dans cette région spectrale.

Mon travail de thèse se propose d'apporter une contribution importante à cette problématique des métamatériaux opérant dans le proche infrarouge et le visible. Le premier chapitre fournit le contexte théorique indispensable pour une bonne compréhension de l'étude sur les métamatériaux. Nous partirons des concepts qui ont fait leur preuve à basse fréquence puis expliquerons en quoi ces notions ne peuvent pas s'appliquer telles quelles dans le domaine optique. Nous passons également en revue les différentes avancées de la communauté et expliquerons pourquoi il reste tant à découvrir malgré de très belles réalisations théoriques et expérimentales. En particulier, nous verrons que deux

verrous freinent actuellement le développement des métamatériaux : les pertes par absorption et les contraintes technologiques qui permettent avant tout de fabriquer des structures planaires.

Dans le second chapitre, nous montrerons qu'il existe une application prometteuse des métamatériaux optiques malgré les limitations que nous venons d'évoquer. Nous verrons en effet que les métamatériaux planaires sont particulièrement bien adaptés à la réalisation de composants d'optique intégrée. En guise d'illustration, nous considérerons un adaptateur de modes permettant d'assurer la transition de la lumière entre deux guides d'onde diélectrique de largeur différente à $1.55\mu\text{m}$. Cet adaptateur consiste en une couche mince anisotrope à gradient d'indice directement déposée sur le guide large. Nos simulations numériques indiquent que cet adaptateur de mode permet de contrôler le signal se propageant dans le guide de façon efficace quel que soit l'indice du guide d'onde utilisé.

Dans le chapitre 3 nous étudierons numériquement les propriétés d'un métamatériau susceptible d'être utilisé pour fabriquer l'adaptateur de modes. Il s'agit d'une structure composée de couches superposées de fils d'or coupés. Ces structures ont des propriétés optiques très riches qui dépendent du nombre de couches et de la distance entre les niveaux de fils. Ceci sera examiné en détail au travers des simulations de spectres et de calcul des paramètres effectifs à l'aide de techniques d'inversion.

Enfin, le chapitre 4 se propose de valider expérimentalement ces prédictions numériques. Nous introduirons en particulier un procédé technologique permettant de réaliser des structures à plusieurs couches avec maîtrise de l'alignement entre les différents niveaux. Il s'agit d'un travail nécessitant des outils de nanofabrication de pointe car la taille des cellules unitaires des métamatériaux optiques est fortement sub-micronique. Etant donné que ces technologies sont optimisées pour des géométries planes, les métamatériaux optiques les plus fabriqués à ce jour sont des structures bidimensionnelles. Dans ce chapitre, nous démontrons que l'on peut aller au delà de cette limitation à l'aide d'un procédé de fabrication couche par couche. Pour valider notre approche, nous caractériserons les structures fabriquées et montrerons que leurs propriétés sont conformes à celles discutées dans le chapitre 3. En particulier, nous verrons qu'il est possible d'obtenir des valeurs de permittivité et de perméabilité très différentes des milieux conventionnels. La réalisation de tels métamatériaux tridimensionnels est extrêmement compliquée et n'avait jamais été démontrée en France (dans le monde, seules 2 ou 3 équipes possèdent un savoir-faire équivalent).

Une conclusion générale résume nos résultats et souligne les perspectives générées par ce travail.

Chapitre 1

Etat de l'Art

1.1 Métamatériaux Electromagnétiques

“METAMATÉRIAUX” est un nom pour des matériaux artificiels qui fait référence à leurs propriétés électromagnétiques non conventionnelles. Il s’agit de milieux électromagnétiques artificiels multi fonctions conçus pour générer des réponses électromagnétiques difficiles voire impossibles à réaliser autrement. Leurs nouvelles propriétés apparaissent en raison d’interactions spécifiques avec les champs électromagnétiques.

Le terme “métamatériau” inventé par Walser [1] a été initialement défini pour des composites artificiels périodiques résultant d’une combinaison d’une ou de plusieurs réponses électromagnétiques. Ils s’agit en général de structures périodiques, diélectriques et/ou métalliques, de dimensions très inférieures à la longueur d’onde et qui se comportent comme s’il s’agissait de matériaux homogènes. Ces composites artificiellement structurés ont eu tout d’abord vocation à remplir les plages du spectre électromagnétique où la réponse des matériaux naturels est limitée et ils permettent aussi la construction de nouveaux dispositifs électromagnétiques. Par la suite, certaines structures qui ont été introduites dépassent le cadre strict de cette définition.

La recherche de nouvelles propriétés électromagnétiques à l’aide de structures artificielles a une histoire presque aussi longue que les équations de Maxwell. Dès 1898, J.C. Bose (qui sera l’un des professeurs de S. Bose) a réussi à réaliser des milieux chiraux pour les ondes radio à l’aide de fibres de jute vrillées sur elles-mêmes [2]. Par la suite, il exista plusieurs autres succès du même type jusque dans les années 40 [3, 4, 5], mais ce n’est qu’après la guerre que le développement de milieux structurés à l’échelle sub-longueur d’onde s’est véritablement développé notamment grâce aux travaux de Winston E. Kock [5] qui avait élaboré des lentilles et autres composants pour les ondes radio à l’aide de matériaux

métallo-diélectriques. Les métamatériaux modernes héritent donc d'une longue tradition, mais se distinguent complètement des recherches effectuées jusqu'à alors en ce sens que tous les systèmes étudiés jusqu'à présent se contentaient d'imiter des propriétés déjà existantes dans la nature. Ce n'est qu'avec l'ère moderne des métamatériaux, initiée grâce aux travaux de Pendry et de Smith que la communauté scientifique chercha pour la première fois à développer des milieux qui n'existent pas dans la nature[6, 7].

Dans ce chapitre, nous allons dresser un panorama succinct des progrès réalisés dans le domaine des métamatériaux depuis la fin des années 1990. Nous verrons en particulier qu'il s'agit à présent d'une science et d'une technologie en passe d'atteindre une certaine maturité dans le domaine basses fréquences (micro-ondes, ondes radio), mais que beaucoup de questions fondamentales et appliquées se posent dans le domaine optique. Nous verrons enfin que le but de cette thèse est de proposer des réponses concrètes pour exploiter le plein potentiel des métamatériaux dans le proche infra-rouge et le visible.

1.2 Propagation d'une onde dans un milieu

Pour mieux comprendre les métamatériaux (MMs), il est nécessaire de comprendre la réponse des matériaux classiques aux ondes électromagnétiques. Cette réponse concernant les matériaux homogènes est principalement contrôlée par deux paramètres. Un de ces paramètres, la permittivité $\varepsilon(\omega)$, décrit la réponse d'un matériau à la composante électrique des ondes électromagnétiques tandis que l'autre, la perméabilité $\mu(\omega)$, représente la réponse magnétique à une fréquence donnée comme ω .

1.2.1 Conditions de propagation

Pour cela, on va étudier l'équation de Maxwell en 1D. En absence de charges et de courant, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.2.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (1.2.2)$$

Pour la plupart des matériaux, la réponse au rayonnement électromagnétique à une fréquence ω peut être décrite par les seuls paramètres $\varepsilon(\omega)$ et $\mu(\omega)$:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) \quad (1.2.3)$$

$$\mu(\omega) = \mu_1(\omega) + i\mu_2(\omega) \quad (1.2.4)$$

En particulier ils permettent de définir l'indice de réfraction du milieu grâce à la relation bien connue :

$$n = \pm\sqrt{\varepsilon\mu} \quad (1.2.5)$$

Grâce à ces deux quantités, la réponse entre la lumière et le matériau va être déterminée. En particulier ils interviennent dans les relations de constitution qui relient \vec{B} à \vec{H} et \vec{D} à \vec{E} .

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \mu\vec{H} \\ \vec{D} &= \varepsilon\vec{E} \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

Il faut préciser que ces relations constitutives ne sont pas universelles car des termes de conversion de polarisation (bianisotropie) sont parfois nécessaires pour décrire certains milieux. En remplaçant les relations présentées dans les formules 1.2.1 et 1.2.2 on arrive à obtenir l'équation d'onde qui est :

$$\nabla^2 \vec{E} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.2.7)$$

La solution de l'équation d'onde en régime harmonique (relation 1.2.7) est :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(kx - \omega t)} \quad (1.2.8)$$

en considérant que la partie réelle $Re\{k\} \neq 0$.

Les constantes de la permittivité et de la perméabilité d'un milieu déterminent la dynamique de la propagation d'une onde dans un milieu. Ceci est dû à la relation de dispersion :

$$k^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon\mu \quad (1.2.9)$$

$$k = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon\mu} \quad (1.2.10)$$

Selon les valeurs de ces paramètres, on peut définir des milieux avec des caractéristiques différentes.

1.2.2 Les milieux opaques

Le milieu est dit opaque lorsque la permittivité ou la perméabilité devient négative ($\varepsilon < 0$ ou $\mu < 0$ avec l'autre paramètre positif). Dans ce cas là, k devient imaginaire et en le remplaçant dans la relation 1.2.8 on a :

$$k = i |k| \quad (1.2.11)$$

$$E = E_0 e^{-|k|x - i\omega t} \quad (1.2.12)$$

et d'après la formule 1.2.12 la dépendance du module de E avec la distance parcourue est exponentiellement décroissante. On peut dire que le matériau est opaque.

1.2.3 Les milieux transparents

Les milieux peuvent être considérés comme transparents lorsque les valeurs effectives de la permittivité et la perméabilité sont à la fois positives ou négatives. Les matériaux comme les matériaux transparents et les matériaux diélectriques peuvent représenter le milieu dans lequel $\varepsilon, \mu > 0$. Il faut noter que des valeurs relatives extrêmes de la permittivité et de la perméabilité peuvent être obtenues grâce à des matériaux ferroélectriques ou ferromagnétiques.

Lorsque $\varepsilon < 0$ et $\mu < 0$ en même temps, le milieu est transparent mais il est un peu différent. D'après la relation 1.2.9 k est réel. Donc afin d'être compatible avec les équations de Maxwell, il faut choisir la solution négative de k . Ces milieux sont aussi connus avec le nom de "Milieu Main Gauche". Par la suite on va expliquer la raison de cette dénomination.

Un physicien russe Victor Veselago a introduit en 1968 une théorie décrivant le comportement des milieux ayant une permittivité et une perméabilité négatives [8]. Dans ce type de matériaux, grâce à leur caractéristique particulière d'avoir une vitesse de phase inversée, un certain nombre de phénomènes fascinants peuvent exister.

Dans le cas d'un milieu où la permittivité et la perméabilité du milieu sont positives, le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ est direct et suit ce que l'on appelle la "LOI DE LA MAIN DROITE". Le vecteur de Poynting qui décrit le sens de propagation du flux d'énergie est défini par :

$$\langle \vec{S}(\vec{r}) \rangle = \frac{1}{2} R \{ \vec{E}(\vec{r}) \times \vec{H}^*(\vec{r}) \} \quad (1.2.13)$$

Il faut noter que le vecteur de Poynting est dans la même direction que le vecteur d'onde. Dans le cas d'un milieu où la permittivité et la perméabilité sont négatives, le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ n'est plus direct. Le vecteur d'onde change de sens. C'est à dire que le vecteur d'onde est dans le sens opposé au vecteur de Poynting. Pour mieux comprendre les caractéristiques de ce genre de milieu par rapport au milieu naturel, un schéma de ces vecteurs est présenté sur la figure 1.2.1.

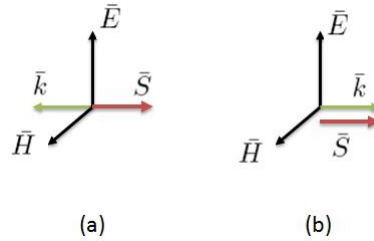


FIGURE 1.2.1 – Le trièdre de E, H et K. (a) matériau main gauche. (b) matériau main droit (matériau naturel)

Nous pouvons constater que le trièdre correspond plus à la position des doigts de la main gauche et suivra donc ce que l'on appelle la "LOI DE LA MAIN GAUCHE". Comme c'est montré sur la figure 1.2.1a, ces matériaux ont les vecteurs E , H et k qui forment un trièdre inversé, ce qui veut dire que leur vecteur d'onde devient négatif (change de sens) par rapport à celui des matériaux naturels (figure 1.2.1b). Par conséquent, le front d'onde se propage vers l'arrière dans le milieu, et est antiparallèle par rapport à la direction du flux d'énergie. Pour cette raison, ces milieux définis par Veselago sont connus sous le nom de "Matériaux Main Gauche". (figure 1.2.1a).

1.2.3.1 Matériaux à indice de réfraction négatif “Matériau main-gauche” :

Avant d'étudier ces propriétés inattendues des métamatériaux, il faut s'interroger sur la possibilité éventuelle d'un indice de réfraction négatif en se basant sur le principe de la loi de réfraction et celle de l'indice de réfraction par la loi Snell-Descartes.

Le meilleur élément pour mesurer le facteur de réduction de la vitesse de phase de la lumière dans un milieu à une longueur d'onde donnée est déterminé par l'indice de réfraction. La vitesse de phase pour une onde électromagnétique dans un matériau isotrope est reliée à la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique.

En outre, l'indice de réfraction, fournit également une mesure de la déviation d'un faisceau de lumière quand il traverse l'interface entre deux matériaux ayant des indices différents. Ce dernier a été démontré par Snell et Descartes en 1621 [9, 10],

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.2.14)$$

Les indices de réfraction du premier et deuxième milieu sont décrits par n_1 et n_2 , et θ_1 et θ_2 sont les angles d'incidence et de réfraction entre les rayons de lumière et la normale à la surface de chaque milieu. La figure suivante représente cette situation.

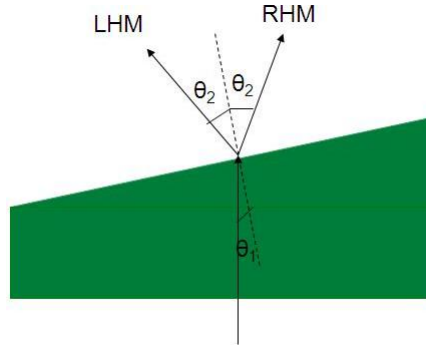


FIGURE 1.2.2 – Un schéma montrant la géométrie utilisée pour vérifier expérimentalement l'indice de réfraction négatif.

Normalement pour les matériaux naturels, l'indice de réfraction est supposé avoir une valeur positive. Mais pour la première fois, le physicien russe Victor Veselago [8] a démontré que si un matériau avait des valeurs négatives à la

fois pour les réponses électrique et magnétique, $\varepsilon(\omega) < 0$ et $\mu(\omega) < 0$, alors son indice de réfraction sera également négatif. La figure suivante reprend et résume le classement des milieux décrits précédemment, selon le signe de leur permittivité et perméabilité respectives.

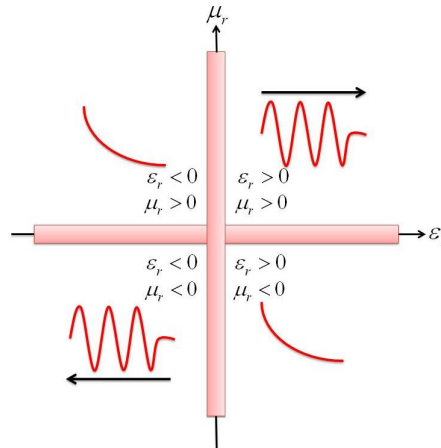


FIGURE 1.2.3 – Etude des matériaux électromagnétiques en considérant les signes de leurs permittivité et perméabilité

Est-ce qu'on peut trouver des matériaux correspondant à chaque milieu illustré dans le graphe ci-dessus sur la figure 1.2.3? Il existe bien sûr des milieux naturels avec des permittivités et perméabilités positives et il est possible de trouver des structures à permittivité négative (plasmas par exemple) et à perméabilité négative (ferrites par exemple). Par contre, il n'existe aucun matériau connu ayant une permittivité et une perméabilité toutes deux négatives et il faut donc recourir à des métamatériaux.

1.3 Théorie des métamatériaux

Les métamatériaux s'obtiennent en assemblant des briques de base de taille fortement sub-longueur d'onde. La fonction de ces éléments est d'interagir avec le champ électrique ou le champ magnétique, c'est à dire d'influer sur la permittivité ou la perméabilité effective de la structure. Dans cette section, nous allons examiner plus particulièrement les motifs les plus utilisés par la communauté : ceux permettant d'obtenir une permittivité négative artificielle et ceux permettant d'obtenir une perméabilité différente de 1. En combinant (ou

non) ces deux types de géométries, il est possible de réaliser toute une palette de réponses allant des milieux à indice négatif aux capes d'invisibilité. Notons également avant de poursuivre que ces développements ont vu le jour dans le régime basses fréquences des micro-ondes et des ondes radio. Nous verrons plus tard que les métamatériaux optiques ont des spécificités et des limitations qui leur sont propres.

1.3.1 Les conducteurs artificiels

La résonance plasma des matériaux naturels conducteurs a généralement lieu à des fréquences élevées, c'est à dire, dans la bande visible ou UV pour les métaux par exemple. Ceci peut s'exprimer à l'aide de la fréquence électrique du plasma, ω_{ep} :

$$\omega_{ep} = \frac{n_{eff}e^2}{\varepsilon_0 m_{eff}} \quad (1.3.1)$$

où n_{eff} est la densité volumique d'électrons, e est la charge de l'électron, ε_0 est la permittivité du vide, et m_{eff} est la masse effective des électrons. Afin d'obtenir une réponse électrique à basse fréquence, par exemple, dans la région micro-ondes, la fréquence de plasma doit être modifiée. Selon l'équation 1.3.1 la fréquence de plasma peut être réduite par des changements dans la densité d'électrons et de la masse effective. Une structure à métamatériaux composée de tiges métalliques minces, identique à celle montrée dans la figure 1.3.1 peut être une solution exploitable [7].

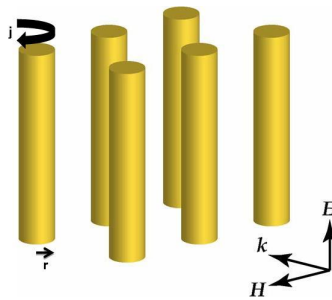


FIGURE 1.3.1 – Réseau de fils métalliques très fins proposé par Pendry, avec un champ électrique parallèle aux fils

Dans une telle structure, la densité d'électrons n est diluée en raison de la concentration du métal dans les fils métalliques. En supposant que la longueur

des fils est infinie, la structure peut être caractérisée par une permittivité effective qui correspond à un modèle de Drude.

$$\varepsilon_{eff} = 1 - \frac{\omega_{ep}^2}{\omega^2 + j\Gamma\omega} \quad (1.3.2)$$

où Γ représente les pertes. Sachant que lorsque $\omega < \omega_{ep}$ la permittivité devient négative. Dans ce milieu, les métaux sont de bons candidats pour obtenir des valeurs négatives de ε car, l'interface entre le métal et le vide supporte des modes électromagnétiques, nommés plasmons de surface [11, 12] qui peuvent être décrits comme des gaz ionisés d'électrons libres. Il faut insister sur le fait que la géométrie de la structure affecte la densité nette des électrons via le facteur de remplissage de fils métalliques dans un milieu considéré.

Les matériaux naturels qui produisent une réponse négative à la composante électrique de la lumière sont connus depuis plusieurs décennies. Pour chaque métal en dessous de sa fréquence de plasma (la fréquence à laquelle il devient transparent), on obtient des valeurs négatives de la permittivité. Cette permittivité ε négative est le résultat de la réponse des électrons libres dans le métal qui réagissent au rayonnement électromagnétique externe. Mais un métal en volume n'est pas le seul matériau qui présente une réponse négative électrique. Un groupe des conducteurs ou même un grillage sur un conducteur, peuvent donner des résultats similaires.

1.3.2 Les matériaux magnétiques artificiels

Le magnétisme peut être obtenu à partir de matériaux non magnétiques, à condition que le matériau puisse supporter les boucles de courant qui provoquent un moment magnétique dipolaire. En général, le moment magnétique d'une boucle de courant n'est pas très fort, mais Pendry a proposé en 1999 d'augmenter artificiellement le magnétisme en ménageant une coupure dans la boucle. Ceci conduit à la géométrie désormais bien connue des anneaux fendus, ou SRR en anglais, qui ont une réponse résonante [13]. Comme la figure suivante le montre, ce type de structures contient une cellule unitaire composée de deux anneaux concentriques métalliques.

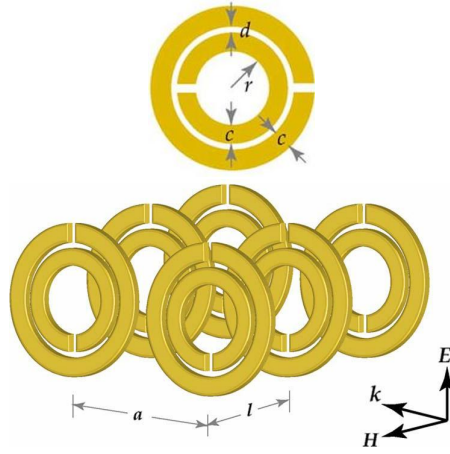


FIGURE 1.3.2 – Structure proposée par Pendry afin de créer le plasma magnétique

Lorsque le SRR est couplé à une composante du champ magnétique oscillant dans la direction axiale, l'anneau supporte un flux de courant, ce qui induit le dipôle magnétique. En raison des coupures au sein des SRRs, la circulation de courant provoque une accumulation de charges à leur niveau, ce qui va générer un échange résonant d'énergie entre le courant des boucles et les champs capacitifs des ouvertures. Le SRR peut donc être considéré comme un résonateur LC. Les anneaux forment les inductances L, tandis que les deux ouvertures et la distance entre les deux anneaux jouent le rôle de condensateurs C.

Une structure de métamatériau composée par les SRRs périodiques sous une excitation magnétique peut être décrite par une perméabilité magnétique avec le modèle de Lorentz [13]. La forme générale de la perméabilité dépendant de la fréquence des SRRs a la forme générique [9] :

$$\mu_{eff}(\omega) = 1 + \frac{(F\omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega_{m_0}^2 - i\Gamma\omega)} \quad (1.3.3)$$

où $\omega_{m_0}^2$, est la fréquence de la résonance magnétique, Γ représente la résistance d'amortissement et F est un facteur de remplissage. La fréquence de la résonance magnétique est liée à la géométrie des SRRs,

$$\omega_{m_0}^2 = \frac{3lc_0^2}{\pi l n \frac{2c}{d} r^3} \quad (1.3.4)$$

où c et d sont la largeur de deux SRRs et la distance entre SRR interne et externe (comme montré sur la figure 1.3.2) respectivement. r est le rayon de SRR interne.

A des fréquences inférieures à la résonance, les SRRs ont une réponse positive au champ magnétique, et entre les fréquences de résonance et de plasma, leur réponse sera négative.

1.3.3 Les matériaux à indice négatif (NIM)

Nous venons de décrire les propriétés des motifs élémentaires les plus utilisés dans le domaine des métamatériaux. Afin d'illustrer leur potentiel, nous allons à présent montrer qu'il est possible de réaliser à partir de ces structures des milieux à indice de réfraction négatif, propriété qui n'existe pas dans la nature. Ce type de structure a été tout d'abord étudié théoriquement par Veselago à une époque où l'on pensait qu'une telle propriété n'était pas réalisable en pratique. [8]. Comme nous l'avons vu dans la section 1.2.3, Veselago conjectura qu'un indice de réfraction négatif correspond à une situation où les paramètres epsilon et mu sont tous les deux négatifs.

Pour réaliser une telle substance, Smith et al. [14] ont proposé de combiner les deux briques de base que nous venons de décrire, c'est à dire les fils coupés [7] et les SRRs [13], comme le montre la figure 1.3.3 .

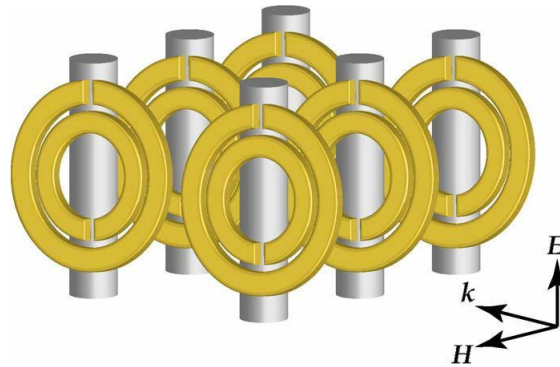


FIGURE 1.3.3 – Combinaison de SRRs et les fils coupés représentant de structure à indice negative

Dans l'exemple ci-dessous une mesure de transmission révèle une bande passante de l'ordre de 5 GHz, ce qui implique la présence d'un indice de réfraction négatif, puisque la permittivité ou perméabilité négatives seules interdisent la propagation des modes. Après cette structure, le résultat a été reproduit avec

des expériences similaires [15, 16] et avec une simulation numérique plus sophistiquée [17].

La première structure à été démontrée par le groupe de Smith en 2000 en régime micro-ondes [18]. L'indice de réfraction négatif a été obtenu par une expérience basée sur la loi de Snell en utilisant un prisme. Un faisceau de rayonnement incident en régime micro-ondes a été réfracté vers le côté opposé de la normale de la surface de prisme, démontrant ainsi la réfraction négative. Pour référence, une autre expérience avec le même faisceau a été réalisée en utilisant un prisme en Téflon (indice positif). Dans ce cas, le faisceau qui arrive sur ce prisme a été dévié vers la face opposée de normale de surface avec un angle compatible avec l'indice connu du matériau. Ces premiers résultats ont été confirmés par de nombreux chercheurs [19, 20]. Cette première structure est présentée sur la figure suivante :

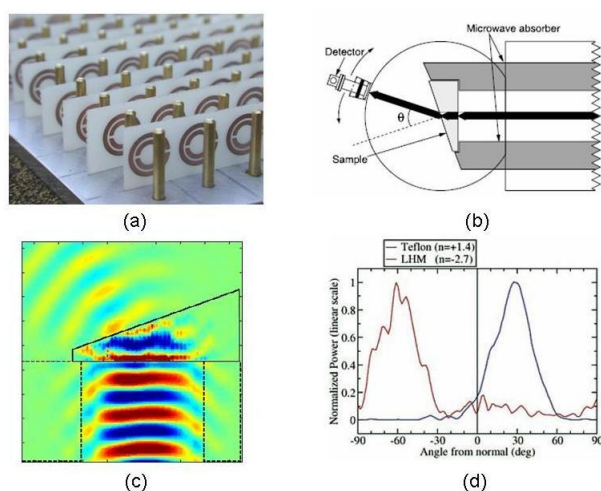


FIGURE 1.3.4 – (a) Metamatériaux présentant un indice négatif consistant en fils continus et SRRs. (b) Schéma du dispositif expérimental proposé par Shelby et al. (c) La propagation de l'énergie dans le prisme montre la déviation de la lumière par rapport à la normale de la surface de prisme; (d) la puissance détectée comme une fonction de l'angle sur un échantillon en Téflon (courbe bleue) et un échantillon à indice négatif (courbe rouge).

La figure 1.3.4c indique assez clairement que le faisceau a été dévié par le coin de l'échantillon d'une manière compatible avec la loi de Snell. La figure 1.3.4d montre la puissance détectée en fonction de l'angle pour un coin de Téflon comparée à celle de matériau à indice négatif.

1.4 Exemples d'application dans le domaine micro-ondes

Les briques de base que nous venons d'introduire et les combinaisons que l'on peut réaliser avec ont permis des avancées spectaculaires dans le régime des basses fréquences. Dans cette section, nous allons en particulier nous attacher à décrire les structures les plus emblématiques dans ce domaine, à savoir les lentilles "parfaites" et les capes d'invisibilité.

1.4.1 Lentilles parfaites

Les lentilles parfaites sont l'une des applications les plus passionnantes des matériaux main-gauche proposés par Pendry [21], qui a montré qu'un substrat ayant un indice de réfraction négatif entouré par l'air permet d'obtenir des images avec une précision infinie en longueur d'onde.

Dans les lentilles ordinaires une partie des ondes lumineuses émises par un objet qui arrivent sur la lentille ne sont pas reconstruites après le passage de la lentille. Ces ondes sont nommées "évanescentes", leur amplitude décroît exponentiellement avec la distance tout en restant localisées près de la surface de la lentille. Ce phénomène détermine la taille des plus petits objets qu'un microscope permet de visualiser. Par le calcul, Pendry montre que les ondes évanescentes sont exaltées à mesure qu'elles se propagent dans un matériau d'indice négatif. Elles peuvent être focalisées, participant ainsi à la reconstruction optique des objets. La résolution des lentilles d'indice négatif ne serait donc plus limitée par la longueur d'onde et elles permettraient d'observer des détails jusque-là inaccessibles. Pour cette raison, Pendry donne à ces matériaux le nom de "lentilles parfaites". C'est très phénoménal car, d'après les conventions existantes, la résolution d'une image est limitée par la longueur d'onde de la lumière utilisée. Le principe est représenté sur la figure 1.4.1. Pourtant, il n'y a aucune raison fondamentale pour que l'image ne puisse pas être créée avec une résolution arbitrairement élevée. La limitation de la longueur d'onde est le résultat de la configuration optique de l'imagerie conventionnelle.

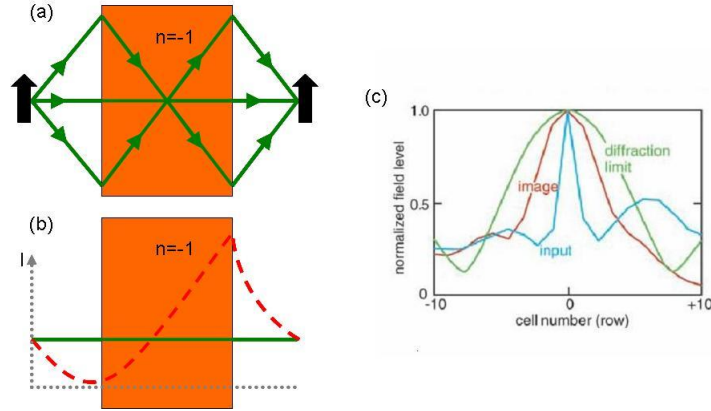


FIGURE 1.4.1 – (a) Lentille parfaite de Pendry se basant sur la propagation des ondes dans un slab d'indice de réfraction négatif. (b) Lentille parfaite de Smith en insistant sur les ondes évanescentes dans un slab d'indice de réfraction négatif. (c) comparaison des données mesurées (rouge) et résultats simulés (bleu). La limite de diffraction est représentée en vert.

Le principe de la structure proposée est basé sur la réfraction de la lumière vers l'arrière de l'axe par un substrat de matériaux à indice de réfraction négatif et donc la focalisation va donc avoir lieu à la position où les rayons réfractés rencontrent l'axe. Ce qu'on peut voir sur le schéma ci-dessus.

Autrement dit, pour un matériau planaire à indice négatif dans des conditions idéales, un plan image existe qui contient une image copie parfaite d'un objet placé de l'autre côté de la lame.

1.4.2 Transformation d'espace et invisibilité

Le concept d'invisibilité est intimement lié à celui de technique de transformation d'espace. La méthode de transformation d'espace utilise l'invariance des équations de Maxwell afin d'établir une équivalence entre transformations métriques et changements dans les paramètres des matériaux. Comme Pendry et al [22], on peut considérer un milieu dans lequel un champ électrique uniforme se propage en imposant que la direction des lignes de champ prenne un chemin donné. Ensuite, il faut imaginer le système comme un milieu qui peut être étiré ou comprimé comme dans la figure 1.4.2 .

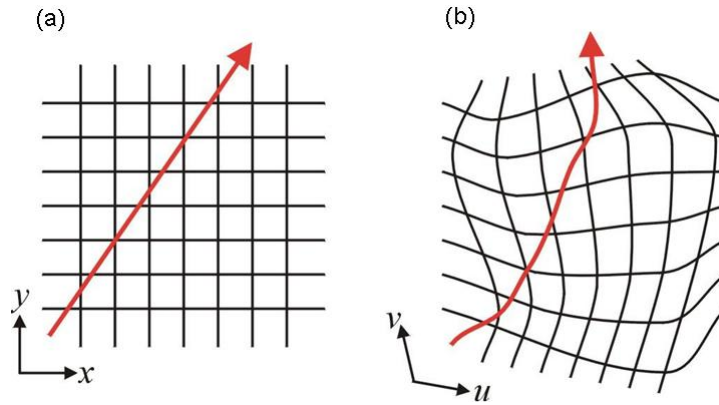


FIGURE 1.4.2 – (a) une ligne de champ en espace libre dans un repere cartésien (b) La ligne de champ deformé avec le repere deformé de la même façon.

Afin d'illustrer les distorsions de l'espace, la configuration initiale des champs est donnée sur un maillage cartésien qui a été déformé par tractions et étirements. Les distorsions peuvent être considérées comme une transformation de coordonnées entre les coordonnées initiales et le système final.

On peut toujours procéder de manière à ce que les propriétés de transformation des équations Maxwell et les relations constitutives puissent être transformées en description de matériaux qui donnent des fonctionnalités surprenantes, comme l'invisibilité.

1.4.2.1 Transformation d'espace et invariance en électromagnétisme

C'est une caractéristique remarquable [23] qu'en appliquant tout type de transformations de coordonnées aux équations de Maxwell, celles-ci peuvent s'écrire sous une forme cartésienne. L'idée était alors, dans le cas de maillage non cartésiens, de remplacer les paramètres matériaux d'origine par de nouveaux paramètres calculés à partir de la géométrie de la structure et des paramètres initiaux. Ce résultat a de nombreuses conséquences utiles, par exemple la réalisation de capes d'invisibilité [22].

Les équations de Maxwell dans les coordonnées cartésienne (x,y,z) sont écrites sous la forme :

$$\nabla \times E = -\mu_0\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1.4.1)$$

$$\nabla \times H = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (1.4.2)$$

où, ε et μ sont les tenseurs 3×3 de la permittivité et de la perméabilité. En considérant l'espace avec une certaine distorsion dans une certaine région avec les axes $q_1(x, y, z)$, $q_2(x, y, z)$, $q_3(x, y, z)$. Ward et Pendry [23], montrèrent que les équations de Maxwell restent inchangées et gardent leur forme dans le nouveau système :

$$\begin{aligned} \nabla_q \times \hat{H} &= \varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \frac{\partial \hat{E}}{\partial t} \\ \nabla_q \times \hat{E} &= -\mu_0 \hat{\mu} \frac{\partial \hat{H}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1.4.3)$$

où $\hat{\varepsilon}$ et $\hat{\mu}$ sont des tenseurs et \hat{E} et \hat{H} , des champs électrique et magnétique normalisés seront définis ci-dessous. Il faut dire que la transformation de coordonnées ne change pas la résolution des équations de Maxwell, elle change simplement la définition de $\hat{\varepsilon}$ et $\hat{\mu}$.

Afin de démontrer cette égalité il faut considérer un élément de longueur ds , en imposant une transformation de coordonnée $r \mapsto q$ dont les axes principaux sont $q_1(x, y, z)$, $q_2(x, y, z)$, $q_3(x, y, z)$ et leurs vecteurs unités sont u_1 , u_2 et u_3 , la norme de cet élément de ligne est donnée par :

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 \quad (1.4.4)$$

$$\begin{aligned} x &= f(q_1, q_2, q_3) \\ y &= l(q_1, q_2, q_3) \\ z &= h(q_1, q_2, q_3) \end{aligned} \quad (1.4.5)$$

La différentielle totale de chacune des coordonnées cartésiennes s'écrit :

$$dx = \frac{\partial x}{\partial q_1} dq_1 + \frac{\partial x}{\partial q_2} dq_2 + \frac{\partial x}{\partial q_3} dq_3 \quad (1.4.6)$$

On peut écrire la même relation pour dy et dz .

En notant :

$$Q_{ij} = \frac{\partial x}{\partial q_i} \frac{\partial x}{\partial q_j} + \frac{\partial y}{\partial q_i} \frac{\partial y}{\partial q_j} + \frac{\partial z}{\partial q_i} \frac{\partial z}{\partial q_j} \quad (1.4.7)$$

$$\begin{aligned} ds_i &= Q_i dq_i \\ Q_i^2 &= Q_{ii} \end{aligned} \quad (1.4.8)$$

ds peut être défini sous la forme de :

$$ds^2 = Q_{11}dq_1^2 + Q_{22}dq_2^2 + Q_{33}dq_3^2 + 2Q_{12}dq_1dq_2 + 2Q_{13}dq_1dq_3 + 2Q_{23}dq_2dq_3 \quad (1.4.9)$$

Pour démontrer la forme finale de ε et μ , il faut faire la projection par rapport à la normale au plan $u_1 - u_2$. Maintenant pour $\nabla \times E$ on peut écrire :

$$(\nabla \times E) \cdot (u_1 \times u_2) dq_1 Q_1 dq_2 Q_2 = dq_1 \frac{\partial}{\partial q_1} (E_2 dq_2 Q_2) - dq_2 \frac{\partial}{\partial q_2} (E_1 dq_1 Q_1) \quad (1.4.10)$$

Les composantes de E dans l'espace transformé sont :

$$\begin{aligned} \hat{E}_1 &= Q_1 E_1 \\ \hat{E}_2 &= Q_2 E_2 \\ \hat{E}_3 &= Q_3 E_3 \end{aligned} \quad (1.4.11)$$

Donc on a :

$$(\nabla \times E) \cdot (u_1 \times u_2) Q_1 Q_2 = \frac{\partial \hat{E}_2}{\partial q_1} - \frac{\partial \hat{E}_1}{\partial q_2} = (\nabla_q \times \hat{E})^3 \quad (1.4.12)$$

Et \hat{E} défini comme :

$$\hat{E} = Q_1 E_1 u_1 + Q_2 E_2 u_2 + Q_3 E_3 u_3 \quad (1.4.13)$$

En appliquant les équations de Maxwell :

$$(\nabla \times E) \cdot (u_1 \times u_2) Q_1 Q_2 = -\mu_0 \mu \frac{\partial H}{\partial t} \cdot (u_1 \times u_2) Q_1 Q_2 \quad (1.4.14)$$

Si on écrit H en fonction des composantes contravariantes :

$$H = H^1 u_1 + H^2 u_2 + H^3 u_3 \quad (1.4.15)$$

le tenseur métrique peut être défini comme une matrice formée à partir des produits scalaires des vecteurs de base :

$$g^{-1} \begin{bmatrix} H^1 \\ H^2 \\ H^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_1 \cdot u_1 & u_1 \cdot u_2 & u_1 \cdot u_3 \\ u_2 \cdot u_1 & u_2 \cdot u_2 & u_2 \cdot u_3 \\ u_3 \cdot u_1 & u_3 \cdot u_2 & u_3 \cdot u_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H^1 \\ H^2 \\ H^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{bmatrix} \quad (1.4.16)$$

où la première partie est définie, g et :

$$\begin{aligned} H^1 &= H \cdot u_1 \\ H^2 &= H \cdot u_2 \\ H^3 &= H \cdot u_3 \end{aligned} \quad (1.4.17)$$

L'inversion du tenseur métrique donne :

$$H^i = \sum g^{ij} H_j \quad (1.4.18)$$

En remplaçant 1.4.15 dans 1.4.14 on a :

$$(\nabla \times E) \cdot (u_1 \times u_2) Q_1 Q_2 = -\mu_0 \mu \sum g^{3j} \frac{\partial H_j}{\partial t} u_3 \cdot (u_1 \times u_2) Q_1 Q_2 \quad (1.4.19)$$

Alors, on obtient la forme classique de l'équation de Maxwell-Faraday en prenant :

$$\mu^{ij} = \mu g^{ij} | u_1 \cdot (u_2 \times \hat{u}_3) | Q_1 Q_2 Q_3 (Q_i Q_j)^{-1} \quad (1.4.20)$$

$$\varepsilon^{ij} = \varepsilon g^{ij} | u_1 \cdot (u_2 \times \hat{u}_3) | Q_1 Q_2 Q_3 (Q_i Q_j)^{-1} \quad (1.4.21)$$

Ces dernières équations prouvent qu'en appliquant la transformation de coordonnées, les équations de Maxwell prennent la même forme [23, 22, 24, 25] que dans leurs coordonnées initiales.

1.4.2.2 Cape d'invisibilité

Une application possible de l'optique de transformation et des métamatériaux est celle de rendre invisible un objet en obligeant une onde électromagnétique à le contourner et à se reconstituer derrière lui. Comme cela est montré sur la figure suivante, il s'agit d'un matériau qui peut rendre un volume invisible à un rayonnement incident [26, 27, 28].

La première cape d'invisibilité pratique à été proposée par Smith et al. [26]. Un cylindre de cuivre a été "caché" à l'intérieur de cette cape. La structure

contient des métamatériaux qui ont des dimensions sub-longueur d'onde, conçus pour un fonctionnement dans une bande de fréquences en micro-ondes. La structure est illustrée sur la figure suivante :

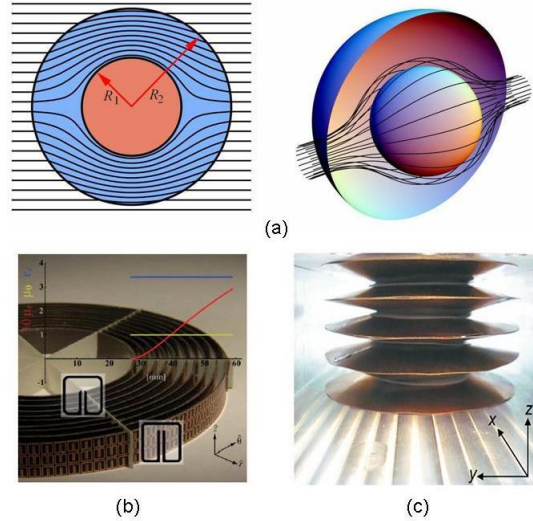


FIGURE 1.4.3 – (a) La trajectoire des rayons dans une transformation appliquée sur le système [22]. (b) Cape d'invisibilité en micro-onde [26]. (c) Cape d'invisibilité aux cylindre [28]

Il faut dire que comme indiqué sur la figure 1.4.3, la transformation comprime les trajectoires de tous les rayons afin qu'ils évitent la région centrale, $r < R_1$, et sont confinés dans la région $R_1 < r < R_2$. La cape présentée en figure 1.4.3 contient des circuits imprimés avec des structures qui sont environ un ordre de grandeur plus petit que la longueur d'onde. Les structures sont des SRRs avec une réponse magnétique ajustable. La cape suivante est une structure contenant des couches métalliques de forme cylindrique éclairées par une onde électromagnétique dont le champ électrique est polarisé suivant l'axe du cylindre.

En considérant tous les exemples présentés il faut dire qu'en raison des approximations utilisées et de l'absorption du matériau, ces structures démontrent la faisabilité de la mise en oeuvre de la transformation d'espace avec la technologie des métamatériaux.

La cape diminue la diffusion de l'onde par l'objet "caché" tout en réduisant en même temps sa trace, de telle sorte que la cape et l'objet combiné se comportent comme un espace vide.

1.5 Les métamatériaux en optique

Jusqu'à présent, nous avons considéré des structures opérant aux fréquences micro-ondes. Historiquement, c'est dans ce domaine que les métamatériaux ont été initialement développés au début des années 2000 mais très vite des groupes se sont intéressés à transposer ces milieux artificiels dans le domaine optique. Lorsqu'on passe des micro-ondes à l'optique, la longueur d'onde diminue fortement (elle passe de quelques millimètres au micron ou moins), ce qui implique tout d'abord de miniaturiser les cellules élémentaires. Comme la structuration doit être fortement sub-longueur d'onde, seules des nanotechnologies de pointe permettent de réaliser des échantillons dans l'optique. De plus, il n'est pas possible de faire une simple mise à l'échelle des métamatériaux opérants aux basses fréquences car les propriétés des matériaux tels que les métaux changent fortement. Il existe actuellement deux approches principales pour réaliser des métamatériaux optiques : l'une consiste à adapter l'architecture des structures métalliques qui existent aux basses fréquences et la deuxième repose sur l'utilisation de cristaux photoniques en régime d'homogénéisation.

1.5.1 Structures métalliques dérivées des basses fréquences :

L'une des motivations pour développer des métamatériaux en optique est d'obtenir des μ différents de l'unité car les substances naturelles ont une réponse magnétique extrêmement faible à ces longueurs d'onde. De plus, nous avons vu précédemment que la réalisation d'une perméabilité négative était nécessaire pour l'élaboration de milieux à indices négatifs. Pour apporter ce magnétisme aux fréquences optiques, le meilleur candidat est constitué par les matériaux de type SRR ou leurs équivalents.

La réalisation de structures NIMs optiques a été étudiée par plusieurs groupes dans le monde [29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, ?][39]. Les premières démonstrations expérimentales d'un indice de réfraction négatif en optique ont été réalisées, presque simultanément, pour des paires des nanofils métalliques [39] et pour le système inversé de paires de cavités diélectriques en métal [29], sachant que des paires de fils coupés métalliques sont capables d'avoir des réponses paramagnétiques et diamagnétiques assez larges [40, 41].

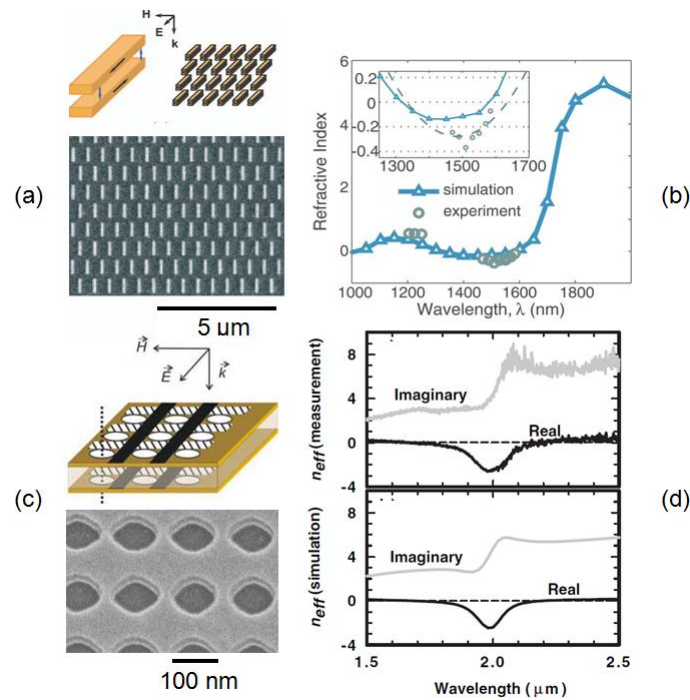


FIGURE 1.5.1 – (a) Structure des fils coupés métalliques (b) l'extraction des paramètres effectifs de la structure montrant l'indice négatif dans le domaine infrarouge. (c) Paire de cavités diélectriques. (d) L'extraction des paramètres effectifs pour la théorie et l'expérience. [39, 29]

La figure 1.5.1 résume ces premières avancées. Pour ce qui est de la structure de [39] [fig 1.5.1 (a) et (b)] la résonance électrique est le résultat de l'excitation d'ondes de surfaces à l'interface métal-air. Le champ électrique est parallèle à l'axe des fils et le champ magnétique est perpendiculaire au plan des fils. Il s'agit de polaritons plasmons de surface symétriques et anti-symétriques. L'origine de ces états symétriques et anti-symétriques est l'introduction de courants parallèles et anti parallèles générés respectivement par les champs électrique et magnétique.

Un autre approche proposée pour la démonstration de NIMs en optique est d'inverser la structure, cf. 1.5.1. Cette structure aussi est en accord avec le principe de Babinet et elle devrait avoir un comportement similaire à la structure originale, si les résonances liées aux champs électrique et magnétique sont également interchangeables. En utilisant cette approche, Zhang et al. ont obtenu un indice de réfraction négatif pour les structures théoriques et réalisées (Figure1.5.1).

Mais maintenant après ces premiers résultats innovants, que se passera-t-il si

ces deux structures sont combinées ? Est-il possible d'avoir une autre structure avec le même comportement en combinant les structures présentées dans la figure 1.5.1. Cette question a été traitée par une équipe allemande [31]. Leur structure est nommée "fishnet". Elle est composée de paires rectangulaires de cavités comportant des tiges métalliques parallèles. Cette structure est présentée sur la figure suivante :

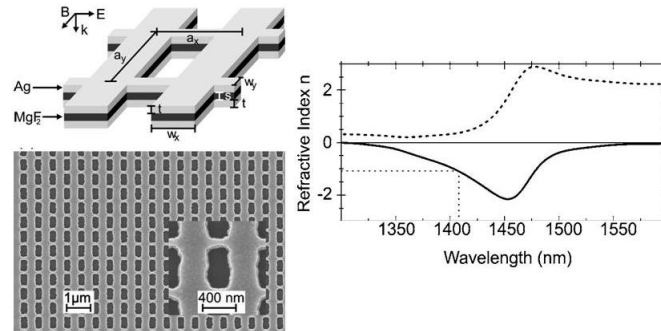


FIGURE 1.5.2 – Structure de Fishnet, combinaison des structure de fig8 en donnant resultat identique[31]

Il faut noter que les paires de fils métalliques offrent une perméabilité négative basée sur des courants asymétriques, tandis que les paires des bandes métalliques étroites donnent une permittivité négative.

On voit dans tous ces exemples que la plupart des métamatériaux optiques ont une géométrie planaire. Ceci s'explique principalement par une limitation technologique : tous ces échantillons doivent être fabriqués à l'aide de machines permettant de réaliser des nanostructures, et ces machines sont optimisées pour des structures bidimensionnelles à l'heure actuelle (lithographie électronique, nano-imprint...). Néanmoins, plusieurs groupes dans le monde se sont attelés à fabriquer des métamatériaux véritablement 3D dans le domaine du térahertz et de l'optique [42, 43, 44]. Dans la figure suivante, certaines structures réalisées en 3D sont présentées :

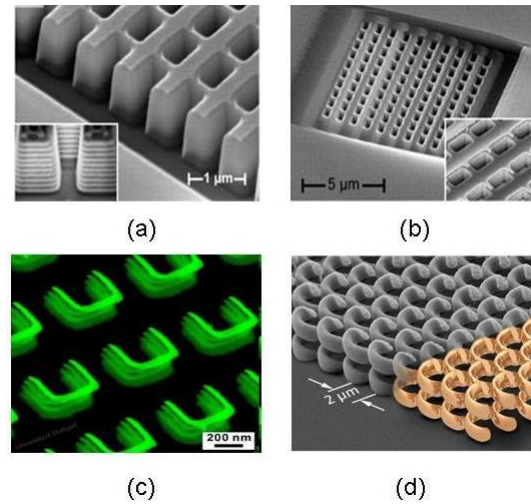


FIGURE 1.5.3 – (a) Image de la structure “Fishnet” fabriquée contenant 21 couches par la méthode couche par couche [45]. (b) schéma d’un prisme fait de la structure “Fishnet” en 3D [45]. (c) Structure de 4 couches de SRRs en utilisant la méthode de couche par couche [44]. (d) Schéma de la structure hélice utilisant la méthode d’écriture laser directe [46].

Les trois premières structures utilisent des techniques de fabrication planaire où plusieurs couches sont fabriquées les unes après les autres. Dans la figure 1.5.3(a), on reconnaît une structure en “fishnet” mais composée de plusieurs couches. Il en est de même pour la figure 1.5.3(b), où un prisme a été réalisé à partir de la structure multi-couche à l’aide d’un FIB. Dans le troisième exemple, on voit un métamatériau en SRR, où là aussi les différents plans ont été réalisés successivement les uns sur les autres à l’aide de techniques de lithographie électronique. Seul le dernier exemple, montrant une structure en hélice [46], a été fabriqué avec une technique intrinsèquement tri-dimensionnelle à partir de polymérisation à deux photons. Il s’agit d’une technique basée sur l’excitation à deux photons de photo initiateurs par un laser femto-seconde qui envoie des impulsions très courtes et intenses pour polymériser une résine photorésist. Par contre, la finesse des traits est limitée par la diffraction de la lumière servant à écrire les motifs, si bien qu’elle est bien adaptée pour le moyen-infrarouge mais ne peut pas servir à fabriquer des motifs plus petits qui opéreraient dans le proche infrarouge et le visible.

On voit donc que l’utilisation de structures métal-diélectriques aux longueurs d’ondes optiques permet de générer une richesse de propriétés presque équivalente à celle des métamatériaux opérant à basse fréquence. Cependant, il existe une forte limitation en pratique, à savoir que les métaux sont très absor-

bant. La plupart des structures présentées dans ces dernières figures ont de ce fait des coefficients d'absorption très élevés, qui peut dépasser les 90% pour des structures non planaires. Actuellement, il existe une compétition internationale pour compenser ces pertes en incorporant du gain dans l'architecture des métamatériaux [47, 48]. Si cette approche permet de beaux résultats en laboratoire, il n'est pas sûr cependant qu'il en sortira des applications pratiques en raison des coûts d'énergie engendrés par le pompage des structures.

L'un des buts de cette thèse est de proposer une alternative aux structures à gain, c'est à dire de développer des dispositifs optiques à base de métamatériaux avec des pertes limitées. Ce problème sera abordé dans le chapitre 2 où nous considérerons des métamatériaux métalliques en optique guidée. Nous montrerons qu'une fine couche planaire de motifs artificiels directement posée sur des guides d'onde permet de contrôler le flux d'énergie qui se propage dans le circuit.

1.5.2 Les cristaux photoniques (PC)

Les cristaux photoniques (PCs) présentent une alternative aux métamatériaux métallo-diélectriques souffrant de fortes pertes. Ils sont quelquefois appelés "semi-conducteurs pour la lumière". Dans un semi-conducteur il y a un gap d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction. Les électrons ayant des énergies dans la bande interdite ne sont pas autorisés dans le cristal semi-conducteur. La bande interdite dans un semi-conducteur provient de la diffraction de la fonction d'onde des électrons avec le réseau périodique atomique, ce qui entraîne une interférence destructive pour les longueurs d'ondes particulières. Afin d'observer cette diffraction, il est nécessaire que la constante de réseau soit comparable à la longueur d'onde.

Les cristaux photoniques ont été introduits par Yablonovitch en 1987 et Joannopoulos [49, 50]. Ils ont démontré la possibilité d'interdiction de l'émission spontanée afin de contrôler la lumière émise par un laser. Leurs travaux portaient sur des structures optiques périodiques à plusieurs dimensions qui représentent le nombre de directions dans lesquelles il y a une périodicité de la constante diélectrique. Les cristaux photonique 1D sont généralement des matériaux tels que des réflecteurs de Bragg, des filtres d'interférence qui sont fabriqués par la méthode de dépôt de matériaux avec différents indices de réfraction, couche par couche. Le but ultime de la recherche sur les cristaux photoniques est d'obtenir un contrôle efficace de la lumière par des structures périodiques.

Lorsque la période d'un cristal photonique devient très petite devant la longueur d'onde, les bandes se mettent à former un continuum et la structure se comporte comme un milieu homogène. On peut donc utiliser des cristaux

photoniques pour réaliser des métamatériaux. Typiquement, cette approche ne permet pas d'obtenir une aussi grande amplitude de paramètres électromagnétiques que ceux réalisés avec des structures métalliques résonantes (voir section précédente) : en particulier, elle permet de varier la permittivité mais pas la perméabilité. Néanmoins, les cristaux photoniques se prêtent bien à la réalisation de certaines transformations d'espace. En particulier, il existe deux réalisations de "tapis d'invisibilité" capables de cacher un petit objet à la surface d'un miroir. La cape est basée sur une transformation conforme qui n'exige qu'une faible variation d'indice [51] (et non pas de perméabilité), et les structures expérimentales ont permis de valider ce concept [52], [53]. Cette structure est illustrée sur la figure suivante.

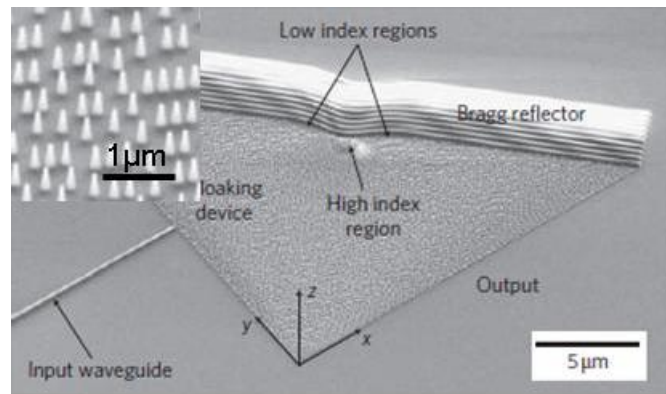


FIGURE 1.5.4 – Image au microscope électronique à balayage (MEB) du dispositif [53].

Comme le montre la figure 1.5.4 cette cape d'invisibilité en forme de triangle fonctionne à $1.5\mu m$ de longueur d'onde en utilisant des structures diélectriques sub-longueur d'ondes sous en forme d'îlots. C'est leur densité variable qui va déterminer la répartition de l'indice effectif de la cape. Cependant, notons encore une fois que l'utilisation de cristaux photoniques ne permet pas autant de possibilités que les structures métalliques. C'est pourquoi, dans cette thèse, nous travaillerons uniquement avec des métamatériaux métalliques, mais dans des configurations où leurs pertes intrinsèques ont un faible impact sur le faisceau de lumière.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons retracé les grandes étapes du développement des métamatériaux. Nous avons vu que malgré leur très grand potentiel, ces structures sont intrinsèquement plus adaptées aux basses fréquences qu'aux longueurs d'ondes optiques. Dans ce dernier cas, de très gros défis de fabrication et de minimisation des pertes sont à relever. Ma thèse se propose de résoudre un certain nombre de ces problèmes. En ce qui concerne les pertes, celles-ci affectent avant tout les ondes qui traversent entièrement les structures. Or pour beaucoup d'applications pratiques, les ondes ne voyagent pas dans des milieux 3D mais dans des guides d'ondes. Nous nous sommes donc intéressé à ce problème spécifique, et avons développé une stratégie pour incorporer des métamatériaux dans des circuits photoniques qui n'absorbent que très peu d'énergie. Pour cela, nous ne faisons pas directement agir l'ensemble du mode guidé avec les métamatériaux, mais seulement leur composante évanescente à l'extérieur du guide. Le chapitre 2 détaille ces résultats. Dans les chapitres 3 et 4, nous avons réussi à relever un autre défi, à savoir celui de développer des structures tri-dimensionnelles ayant des réponses magnétiques et électriques artificielles. Il s'agit d'une première en France, et nous verrons également que notre architecture est plus versatile que les structures développées dans d'autres groupes à l'étranger (cf figure 1.5.3). Nous travaillons en effet avec de simples fils coupés et avons pu montrer qu'une très grande palette de réponses électromagnétiques pouvait être obtenue en contrôlant le couplage entre les fils.

Chapitre 2

Métamatériaux en optique intégrée

2.1 Introduction

L'optique intégrée consiste à combiner plusieurs fonctions optiques sur un même substrat. Le terme optique intégrée a été proposé pour la première fois par S. E. Miller en 1969 [54]. Il a voulu remarquer la similarité entre la technologie des circuits optiques et celle, bien établie, des circuits intégrés microélectroniques. Il a proposé la réalisation de circuits optiques via une technologie où plusieurs fonctions optiques seraient intégrées sur un même substrat. La combinaison de ces fonctions serait obtenue à travers des petites lignes de transmission optiques nommées guides d'ondes. La division, la combinaison, l'interférence, la commutation et le multiplexage sont des exemples de ces fonctions. De ce point de vue, les composants d'optique intégrée sont une version optique des circuits électroniques.

Le but principal de l'optique intégrée est donc la miniaturisation des systèmes. Ceci est possible grâce à la petite longueur d'onde de la lumière qui s'y propage. Les composants en optique intégrée peuvent être passifs ou actifs. Leurs domaines d'application principaux sont l'instrumentation et les télécommunications optiques. Les guides d'ondes sont les éléments principaux des composants d'optique intégrée. Ils sont les éléments d'interconnexion entre les différentes fonctions optiques. Ils permettent le confinement de la lumière, principe de base de l'optique intégrée.

De nos jours, il n'existe pas d'architecture intégrée standard : les fonctions de base, telle que le multiplexage et les interféromètres peuvent s'obtenir avec des approches et des plateformes variées. De plus, la plupart de ces composants

sont très longs par rapport à la longueur d'onde en raison des interactions relativement faibles qui sont exploitées dans ces composants. C'est pourquoi, l'une des tendances de la recherche actuelle dans ce domaine consiste à trouver des stratégies de miniaturisation, en utilisant par exemple des circuits métalliques supportant des plasmons de surface, qui sont des ondes hybrides résultant de l'interaction entre les photons et les électrons. Cependant, nous avons déjà vu au premier chapitre que l'un des grands désavantages d'utiliser des métaux en optique est leur coefficient d'absorption extrêmement élevé. Dans ce chapitre, nous proposons une alternative aux circuits tout diélectriques non miniaturisés et aux circuits plasmoniques tous diélectriques qui repose sur l'utilisation de métamatériaux planaires. Nous verrons en particulier qu'une fine couche de métamatériaux directement posée sur un guide d'onde est capable d'agir sur le flux de lumière se propageant dans ce dernier. Ceci permet donc d'exploiter toutes les spécificités des métamatériaux, en particulier la possibilité de développer des composants innovants conçus à l'aide de transformations d'espace.

Après un bref rappel sur les guides d'onde optiques (section 2.2), nous présenterons notre méthode en l'appliquant précisément à un adaptateur de modes permettant la transition entre un guide large et un guide étroit. Les principaux concepts seront abordés dans les sections 2.3 et 2.4, après quoi nous les appliquerons à deux types de plateforme : les guides d'onde silicium sur isolant (section 2.5) et les guides d'onde à base de polymère (section 2.6).

2.2 Composants d'optique intégrée :

Le guide d'onde optique est l'élément de base de l'optique intégrée dans divers domaines comme la communication optique et le traitement du signal optique. Il s'applique dans des fonctions de couplage, de modulation etc. L'étude des guides d'ondes met en évidence des notions fondamentales qui s'appliquent à bien d'autres phénomènes physiques (les différents modes, les vitesses de groupe,...). En général, un guide optique est défini comme une structure permettant de confiner et de guider la lumière.

Il s'agit des dispositifs pour le transport de l'énergie électromagnétique d'une région à l'autre. Ils sont capables de diriger la puissance précisément où elle est nécessaire.

Il y a différentes sortes de géométries de guides optiques comme :

1. Guide plan
2. Guide en relief (en arrête)
3. Guide canal
4. Guide enterré

La figure suivante présente ces différents types de guides optiques :

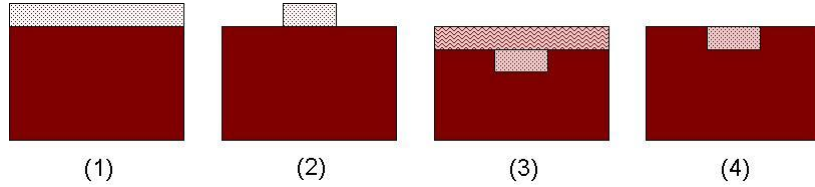


FIGURE 2.2.1 – Différents types de guides d’onde : (1) guide plan (2) guide en relief (3) guide canal (4) guide enterré.

Dans notre étude, parmi ces différents types de guides, on se concentre sur l’étude de guides relief et plan.

2.2.1 Réflexion et réfraction de la lumière : Approche de l’optique géométrique

Lorsque la lumière arrive sur une interface entre deux milieux transparents comme entre l’air et le verre ou entre l’eau et le verre, quatre choses peuvent se produire à la lumière incidente.

- Elle peut être partiellement ou totalement réfléchi à l’interface.
- Elle peut être dispersé dans des directions aléatoires à l’interface.
- Elle peut être en partie transmise par l’intermédiaire de réfraction à l’interface et entrer dans le second milieu.
- Elle peut être en partie absorbée par les deux milieux.

La figure suivante montre, sous forme de rayons, ces quatre directions de propagation de la lumière.

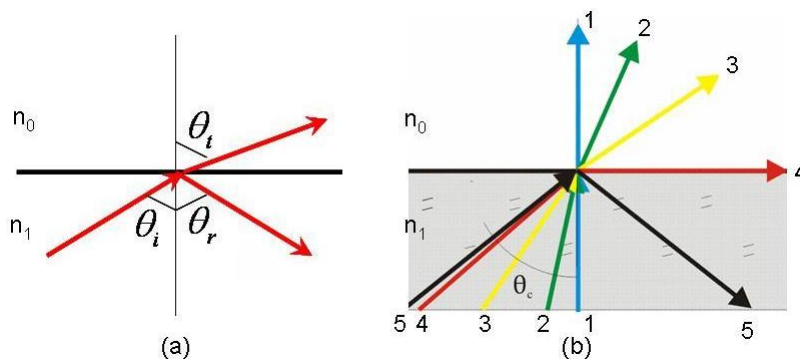


FIGURE 2.2.2 – Propagation de la lumière à l’interface de deux milieux diélectriques. (a) Réflexion et Réfraction. (b) Réflexion totale interne[55].

Il faut noter que l'origine de ces réflexions et réfractions est la loi de Snell-Descartes qui détermine le rapport entre l'angle de réfraction θ_2 et l'angle d'incidence θ_1 d'un rayon incident.

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.2.1)$$

Une conséquence de la loi de Snell est un phénomène connu sous le nom de la *réflexion interne totale*. Si le rapport des indices de réfraction ($\frac{n_2}{n_1}$) est inférieur à l'unité, il y aura un "angle d'incidence critique" au dessus duquel l'angle de réfraction est toujours supérieur à 90 degrés. Mathématiquement, nous pouvons trouver cet angle critique, θ_c en considérant $\theta_2 = 90^\circ$. Donc,

$$\theta_c = \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (2.2.2)$$

Dans le cas où $\theta_1, \theta_2 < \theta < 90^\circ$, θ_1 et θ_2 sont des angles d'incidence de la couche guidante et de réfraction dans le substrat, des modes sont guidés suite à la réflexion interne totale à deux interfaces. Ce concept peut être appliqué aux guides d'ondes plans. Un guide d'onde plan est constitué d'une couche de matériau diélectrique de fort indice de réfraction compris entre deux milieux diélectriques d'indices plus faibles (Figure 2.2.3). La lumière se propage, dans un guide d'onde plan, grâce à une série de réflexions totales internes.

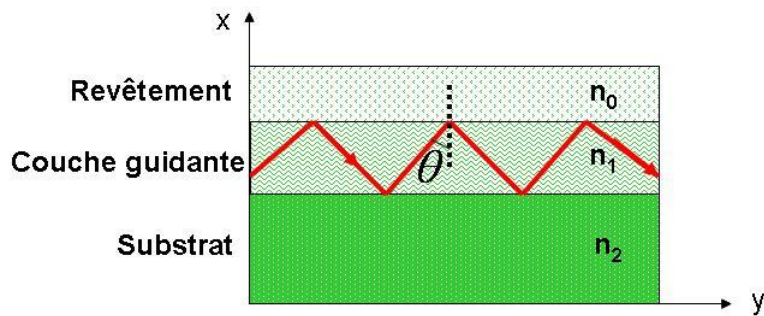


FIGURE 2.2.3 – Réflexion totale interne dans un guide planaire à couches diélectriques.

La lumière est confinée par réflexion totale aux interfaces couche-substrat et couche-revêtement. En considérant la lumière qui se propage dans la couche en tant que rayon lumineux on obtient un trajet en forme de zigzag. S'il n'y pas de pertes, elle peut être guidée sans atténuation.

2.2.2 Guides monomodes et multimodes

Un signal optique transmis dans un guide optique peut être monomode, c'est à dire qu'il ne supporte qu'un mode ou alors multimode selon la taille et la nature du guide optique. Le(s) mode(s) de propagation transmis dans un guide optique représente(nt) donc les configurations spatiales du champ électromagnétique.

2.2.3 Modes dans un guide d'onde

Pour un guide à une dimension ce sont deux types de modes qui sont généralement définis : mode électrique transverse, autrement dit mode TE, et mode magnétique transverse (mode TM). Les modes TE sont des modes pour lesquels la composante longitudinale du champ électrique est partout nulle, et où existe une composante longitudinale du champ magnétique. Pour les modes TE le champ électrique n'existe que dans la direction transversale à la direction de la propagation. Pour le mode TM, la composante longitudinale du champ magnétique est partout nulle, il existe une composante transversale et une composante longitudinale du champ électrique. Le mode TE ne contient que les composantes E_y, H_x, H_z et le mode TM : E_x, E_z, H_y . Comme montré dans la figure suivante :

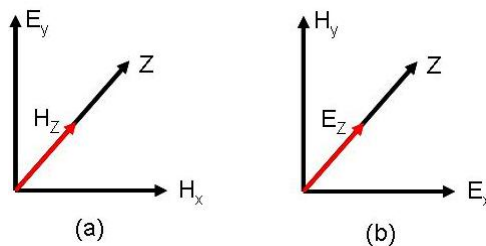


FIGURE 2.2.4 – (a) Mode TE, (E_y, H_x, H_z) (b) Mode TM, (E_x, E_z, H_y)

2.3 Objet d'étude : l'adaptateur de modes

Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous intéresser à un composant très précis d'optique guidée : l'adaptateur de modes. Sa fonction est de connecter

deux guides d'onde de tailles différentes et d'assurer une transition qui maximise la transmission du signal. Les facteurs qui peuvent limiter la transition sont d'une part les réflexions résultant des tailles différentes des guides d'ondes, ce qui entraîne une désadaptation d'impédance, et d'autre part les pertes d'insertion qui résultent du fait que le recouvrement entre les modes d'entrée et de sortie est a priori très mauvais.

L'efficacité du couplage entre deux guides d'onde optiques fait l'objet d'optimisations depuis de longues années. La taille du mode d'un guide, à une longueur d'onde donnée, dépend essentiellement de deux paramètres : la taille du coeur du guide et le contraste d'indice coeur gaine. C'est sur ces paramètres qu'il est possible d'agir pour modifier la taille d'un mode et ainsi de réaliser un adaptateur de modes. Les premiers adaptateurs de modes sont apparus avec les composants actifs de type laser à semi-conducteur pour optimiser leur rendement de couplage avec les fibres optiques. La stratégie conventionnelle d'adaptation consiste à réaliser une transition adiabatique, c'est à dire à réduire progressivement la taille du guide d'onde d'entrée jusqu'à s'ajuster à celle du guide d'onde de sortie. Lorsque la longueur de l'adaptateur est assez longue, l'efficacité du couplage et de la transition sont élevées. Donc, cette exigence de longueur pour un fonctionnement adiabatique conduit à des adaptateurs de grande taille de l'ordre d'une centaine de microns.

Notre but est de parvenir à des adaptateurs de mode beaucoup plus compacts en utilisant des métamatériaux. Comme le montre schématiquement la Figure 2.3.1, notre approche consiste à canaliser le flux d'énergie en déposant une fine couche de métamatériau directement sur le guide d'onde large. Cette fine couche est conçue à l'aide d'une transformation d'espace qui comprime la métrique d'entrée afin de l'ajuster à la sortie. Comme nous allons le voir par la suite, l'essentiel du signal se propage dans le guide d'onde situé en dessous de cette couche transformée. Néanmoins, l'interaction avec le métamatériau planaire sera suffisamment forte pour forcer le rétrécissement du faisceau. Ces concepts généraux sont illustrés sur la figure suivante, qui prend l'exemple d'une architecture Silicium sur isolant, c'est à dire l'un des deux cas qui sera traité dans ce chapitre.

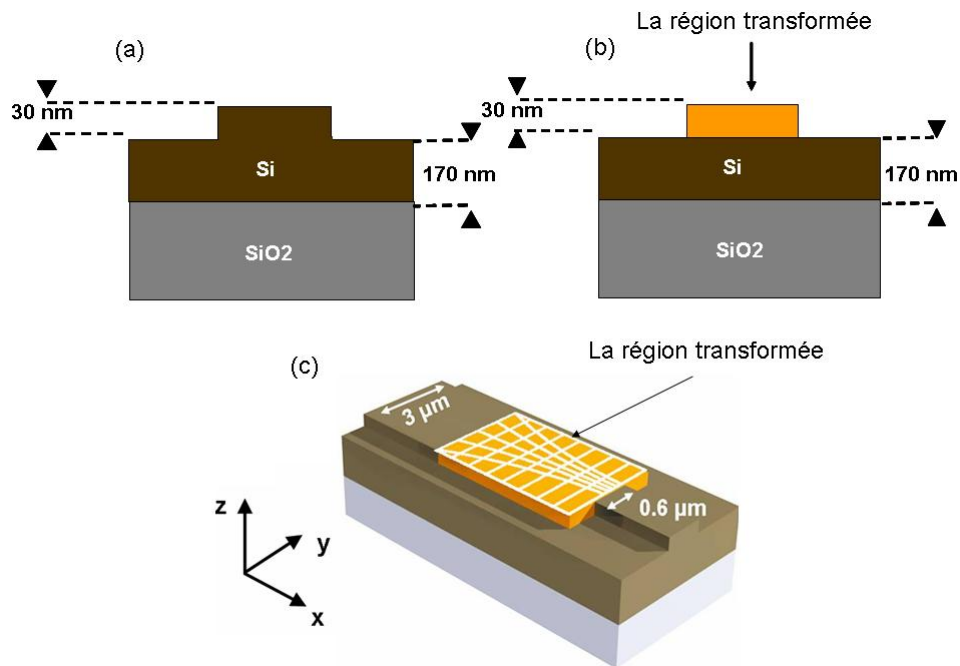


FIGURE 2.3.1 – (a) Vue transversale du guide d’onde en arête. (b) profil transversal de l’adaptateur de mode. (c) Géométrie considérée dans notre étude [56]

2.4 Calcul de la transformation d’espace

Pour concevoir cet adaptateur de mode, nous utilisons la technique de transformation d’espace dont nous avons déjà donné en détail le principe au chapitre précédent [22, 57]. Pour rappel, une structure par transformation d’espace est conçue en appliquant d’abord une transformation de coordonnées invariante pour les équations de Maxwell, dans lequel une partie de l’espace libre est transformée d’une certaine manière. La transformation de coordonnées est ensuite appliquée à des tenseurs de permittivité et de perméabilité correspondant aux spécifications du milieu complexe calculé avec les fonctionnalités souhaitées. Il s’agit d’une méthode dans laquelle l’espace est déformé de manière à forcer la lumière à suivre une trajectoire donnée.

En ce qui concerne notre travail, on a utilisé une transformation optique dite “finie” ou “intégrée” (“embedded” en anglais [58, 59]), c’est à dire que l’on insère dans un espace cartésien. Les transformations finies conduisent à une rupture de métrique à leurs frontières, ce qui permet à un faisceau incident d’être modifié lorsqu’il ressort de la région transformée. Ceci n’est pas vrai pour

des transformations qui concernent tout l'espace, même si elles ne déforment qu'une toute petite partie de celui-ci : c'est notamment le cas des capes d'invisibilité qui ne modifient pas le faisceau à leur sortie. Les transformations finies ajoutent une quantité importante de flexibilité pour la conception de structures complexes, tout en permettant le transfert des transformations de champs du milieu transformé vers les paramètres électromagnétiques du second milieu. Les structures obtenues par la transformation intégrée finie peuvent également être sans réflexion lorsque certains critères sont respectés.

La première étape du design consiste donc à imaginer quelle courbure de l'espace peut forcer le signal se propageant dans le guide large à entrer dans le guide étroit. Après une étude d'optimisation nous envisageons ici une transformation exponentielle, représentée sur la figure 2.4.1.[60]

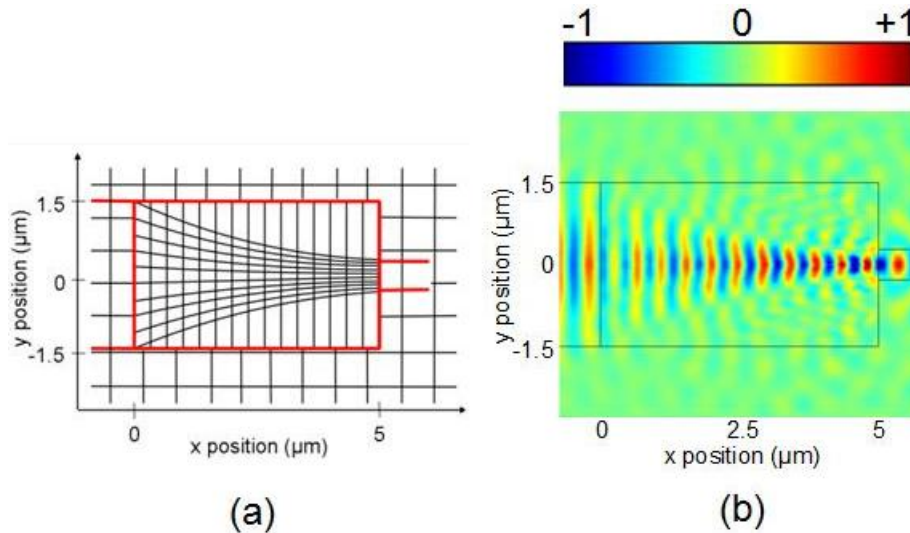


FIGURE 2.4.1 – (a) La transformation considérée dans notre étude (b) la transition entre les deux guides large et étroit en 2D avec un solveur commercial (COMSOL).

Sur cette figure, on voit bien que la transformation appliquée aboutit à la compression de la région entre les deux guides d'onde. Il faut noter que dans la figure 2.4.1 sur la grille, la structure présentée contient le guide large ($3\ \mu\text{m}$) à gauche et le guide étroit ($0.6\ \mu\text{m}$) à droite séparés par la région de transformation. La grille dans cette région est beaucoup plus dense dans les deux directions X et Y par rapport au reste de l'environnement. En plus l'allure des lignes dans la direction Y est liée au fait que la transformation utilisée est exponentielle

[60]. Comme on peut voir sur la figure 2.4.1 les courbes exponentielles ne sont pas connectées aux bords du guide d'onde de sortie.

Le seconde étape de la technique consiste à déterminer les paramètres du milieu qui, du point de vue de l'optique, se comporte comme si l'espace était déformé. Pour cela, on peut montrer qu'il existe une relation formelle entre la métrique de l'espace transformé et les tenseurs de permittivité ε et de perméabilité μ du milieu recherché. Dans notre cas, ces paramètres sont les suivants :

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_{Si} f \bar{\theta} \quad (2.4.1)$$

$$\bar{\mu} = \bar{\theta} \quad (2.4.2)$$

où f est une constante qui permet le couplage entre le guide d'onde et l'adaptateur de modes et $\bar{\theta}$ est un tenseur qui dépend de la courbure d'espace de la région transformée [56]. Ce tenseur est présenté dans la relation suivante.

$$\bar{\theta} = \begin{pmatrix} \gamma^{-\frac{\pi}{l}} & \gamma^{-\frac{\pi}{l}} \ln(\gamma) \frac{y}{l} & 0 \\ \gamma^{-\frac{\pi}{l}} \ln(\gamma) \frac{y}{l} & \gamma^{\frac{\pi}{l}} + \gamma^{-\frac{\pi}{l}} \ln(\gamma)^2 l^{-2} y^2 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma^{-\frac{\pi}{l}} \end{pmatrix} \quad (2.4.3)$$

Il faut préciser que γ est le rapport de dimensions des guides d'entrée et de sortie et l est la largeur de l'adaptateur de mode. Les différentes composantes de l'équation 2.4.3 sont tracées dans [60]. En étudiant les variations de ces composantes, comme illustré dans la figure suivante, θ_{xx} et θ_{zz} varient entre 1 et 5.5, θ_{yy} varie entre 1 et 14, tandis que les éléments hors diagonale varient entre -8 et +8.

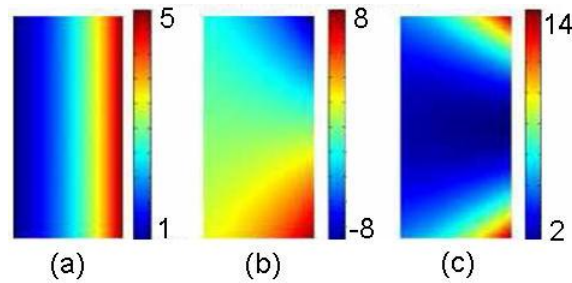


FIGURE 2.4.2 – Composantes de la permittivité de tenseur $\bar{\theta}$ [60]. (a) θ_{xx} et θ_{zz} (b) θ_{xy} , (c) θ_{yy} . La couleur rouge représente la valeur maximale et bleue, la valeur minimale.

Ces paramètres de matériaux ont été attribués à la couche artificielle illustrée en jaune dans la figure 2.3.1. Il faut noter que les frontières de la région de transformation optique ne sont pas incluses dans le calcul des paramètres des matériaux. Pour des raisons qui apparaîtront dans les sections suivantes, nous considérons la situation présentée ici par la relation 2.4.1, où la métrique est compressée par rapport au milieu extérieur. En d'autres termes, les valeurs des paramètres de matériaux sont très élevées au sein de l'adaptateur de mode dû à un contraste d'indice significatif entre cette couche et la couche de Si en dessous.

Le milieu conçu est extrêmement complexe car il comporte des gradients en ε et μ et ces paramètres sont eux-mêmes des tenseurs. S'il serait difficile de trouver des matériaux naturels ayant de telles propriétés, il est en revanche envisageable de réaliser ces paramètres à l'aide de métamatériaux. Notons que la transformation considérée dans cette étude est bidimensionnelle afin d'éviter les composants complexes en 3 directions alors que nous étudions une transition en 3D. Nous pouvons ici nous contenter de cette approximation car l'adaptateur de modes utilisant ces paramètres n'est qu'une couche fine au dessus du guide large.

Avant de passer à l'étape de transition vers la 3D il faut d'abord étudier les méthodes qui existent pour modéliser les structures électromagnétiques. Ici dans notre étude on utilise les codes basés sur la méthode des éléments finis. La méthode des éléments finis est une technique numérique pour résoudre des modèles sous forme différentielle. Elle a été appliquée à un certain nombre de problèmes physiques en décomposant un problème en petites régions. Des solutions sont trouvées pour chaque région en tenant compte seulement des régions qui sont juste à côté de celui qui est résolu.

Il existe de nombreux logiciels exploitant cette méthode et permettant de "résoudre" des problèmes dans divers domaines. Dans ce travail, nous avons utilisé deux logiciels : COMSOL et HFSS (high frequency structural simulator), utilisant la méthode des éléments finis pour faire les calculs.

2.5 Application à une architecture Silicium sur Isolant (SOI).

2.5.1 Guide d'onde SOI

Le SOI (silicium sur isolant) est un nouveau matériau avec des performances intéressantes telles que la large différence d'indice avec l'air et de faibles pertes de transmission. C'est un matériau idéal pour réaliser des circuits photoniques

à haute densité, grâce au contraste d'indice élevé entre le noyau de Silicium et le revêtement d'oxyde de silicium. Autrement dit, le SOI est un matériau idéal en raison de ses performances optiques et électriques excellentes. On peut donc combiner des circuits photoniques avec des circuits électroniques. Différents types de structures tridimensionnelles de guide d'ondes peuvent être facilement fabriqués sur son substrat lié à la bonne caractéristique mécanique et maîtrisable de SOI. En plus grâce à l'indice de réfraction de silicium, $n = 3.4$, les structures réalisées seront très petites. Sans oublier la bonne stabilité thermique et la conductivité thermique élevée. Le silicium est donc une plate forme idéale pour l'optique intégrée et l'optoélectronique. La technologie SOI a également permis de résoudre le problème des pertes optiques dans le substrat et ouvert la voie à la réalisation de dispositifs optiques à base de silicium.

Dans cette section nous allons réaliser un adaptateur entre un guide de $3\mu\text{m}$ de large et un guide de $0.6\mu\text{m}$ de large. La raison de ce choix de dimension est liée aux meilleurs adaptations de guidage dans la structure considérée. De plus les dimensions transverses, comme le montre la coupe transversale de la structure de la Figure 2.3.1a, l'épaisseur de silicium au sein de deux guides d'ondes est de 200nm et 170nm partout ailleurs. Il faut compter 30nm pour l'épaisseur de l'arête des guides. La longueur de la couche artificielle est égale à $5\mu\text{m}$. Les calculs qui vont suivre sont effectués à la longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu\text{m}$. En tenant compte des dimensions transverses, le guide de sortie est une structure mono-mode tandis que le guide d'onde d'entrée supporte les modes d'ordre supérieurs qui ne seront pas considérés dans cette étude. Afin de mieux comprendre la distribution de l'énergie dans la structure, la figure suivante montre un profil transverse des modes fondamentaux en entrée et la sortie du guide calculé avec un solveur commercial.

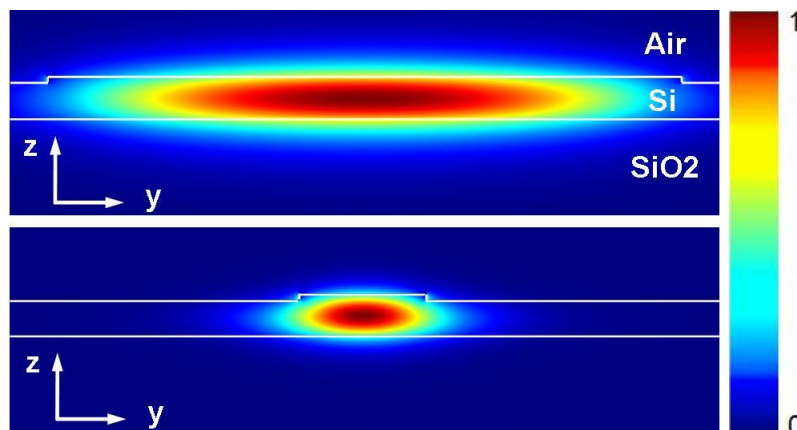


FIGURE 2.5.1 – La distribution des modes en entrée et la sortie du guide.

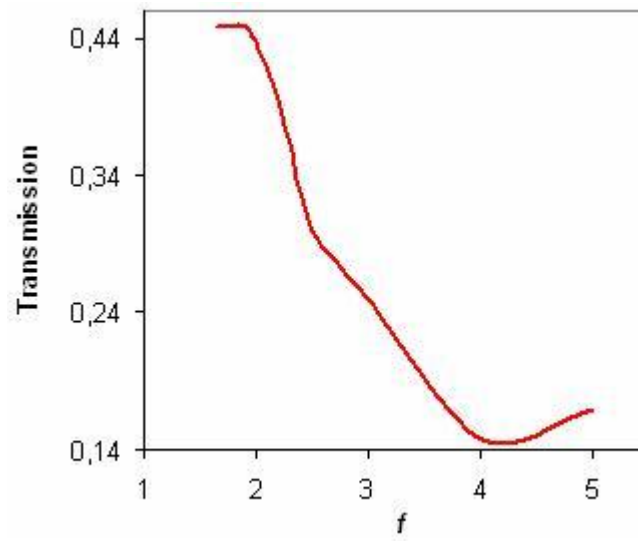
Il faut préciser que les modes sont les modes propres et quasiment en polarisation TE avec le champ électrique suivant l'axe y et l'essentiel de l'énergie se propageant dans la couche de Si.

2.5.2 L'adaptateur de modes pour une architecture SOI

Comme l'illustre la figure 2.3.1, notre approche consiste à poser directement une fine couche à la métrique transformée sur le guide d'onde large. Pour simuler le comportement de la structure, nous avons utilisé un code commercial (Comsol Multiphysics) basé sur la méthode des éléments finis en 3D (voire section 2.7.3). Afin de diminuer le temps de calcul et améliorer la précision des résultats, nous avons exploité la symétrie de la structure pour réduire la taille du domaine de calcul. La distribution de champ qui se propage à l'intérieur du guide présenté en 2.4.1 montre que la structure proposée dans ce travail est bien capable de compresser le mode du guide large afin qu'il se propage dans le guide étroit.

La question qui se pose à cette étape de notre étude est la suivante : Comment est-il possible qu'une couche fine réalisée par transformation d'espace soit capable de contrôler la propagation de l'énergie entre les deux guides d'onde ?

Pour répondre à cette question et justifier la conception réalisée, il faut ajuster les interactions entre la couche de Si et la région de transformation optique de manière à minimiser la désadaptation à l'extrémité du guide d'onde. Pour cela on peut modifier le facteur de proportionalité f décrit dans l'équation 2.4.1. Ce facteur contrôle les contrastes entre les paramètres du matériau de la région de transformation optique et ceux du guide d'onde SOI. C'est pour cette raison que nous avons étudié la transmission en fonction du facteur f . Le graphe de transmission en fonction de ce facteur se trouve dans la figure suivante :

FIGURE 2.5.2 – La transmission en fonction de facteur de proportionalite (f)

Le facteur f correspond à une compression de l'espace dans la région transformée. Géométriquement, cela revient à renforcer le quadrillage dans cette zone comme le montre la figure 2.4.1. En regardant la courbe, on voit que la transmission atteint un maximum et un minimum. L'étape suivante est d'étudier en détail les profils de modes dans certaines de ces situations.

Pour mieux comprendre la principe, nous avons étudié la structure en considérant deux cas correspondant à $f = 5$ et $f = 2$ dans l'équation 2.4.1. La figure 2.5.3 montre une carte du champ électrique visualisé dans le plan de propagation(XY) situé sous la couche mince de la région de transformation optique.

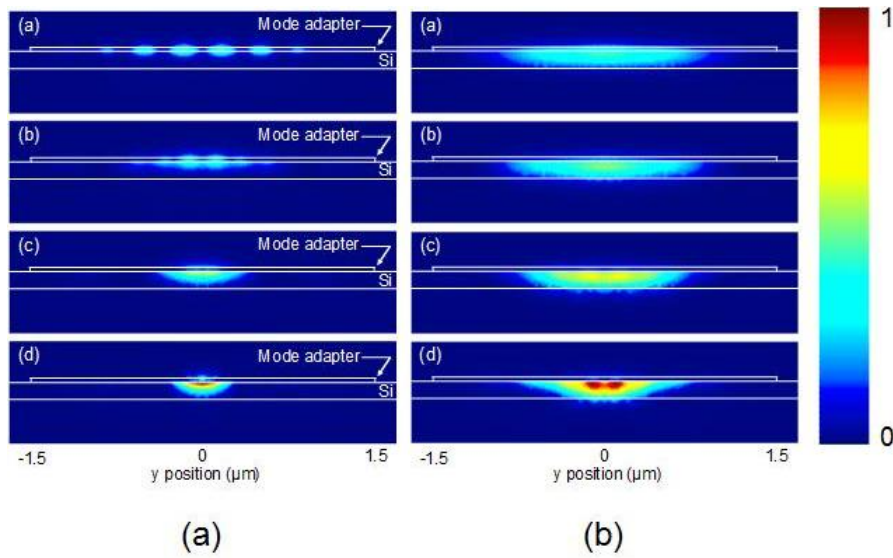


FIGURE 2.5.3 – Evolutions du profil de mode transverse à l'aide d'un adaptateur de mode avec (a) $f = 5$ et (b) $f = 2$. Ces coupes montrent la puissance du mode à (a) $x = 0.25\mu\text{m}$ (b) $x = 1.75\mu\text{m}$ (c) $x = 3.25\mu\text{m}$ et (d) $x = 4.75\mu\text{m}$.

D'abord on considère le cas où $f = 5$ (a-colonne de gauche). Ce dessin révèle que le mode de réception devient de plus en plus étroit et identique au champ électromagnétique du mode en sortie. En regardant les différentes sections le long de la géométrie, on voit que le signal effectue des va-et-vient entre la couche de Si guidante et la fine couche supérieure faisant office d'adaptateur de mode. Ces simulations indiquent donc qu'un couplage de type directionnel a lieu entre le guide d'onde et l'adaptateur de mode, ce qui explique comment ce dernier influe sur le signal. Si on regarde les coupes (a) et (b), on voit que les modes ont été guidés par la couche de transformation optique. Le mode devient asymétrique, avec la plupart de son énergie confiné le long de la surface supérieure de la couche de Si. Ce changement dans les caractéristiques de propagation peut être attribué à des gradients dans les paramètres du matériau de l'adaptateur de mode. Leurs valeurs sont beaucoup plus élevées que celles de la couche de Si.

Dans la colonne de droite (b), on visualise la propagation du signal pour un facteur $f = 2$, le cas le plus favorable. On voit dans ce cas là que le couplage entre les deux couches est minimisé, mais néanmoins suffisant pour réduire la taille du mode. De plus, cette configuration présente l'avantage de garder un profil de champ relativement gaussien, ce qui minimise les réflexions à l'entrée du guide étroit.

La figure suivante démontre la structure simulée avec le facteur de propor-

tionnalité de 2 imposé dans la structure.

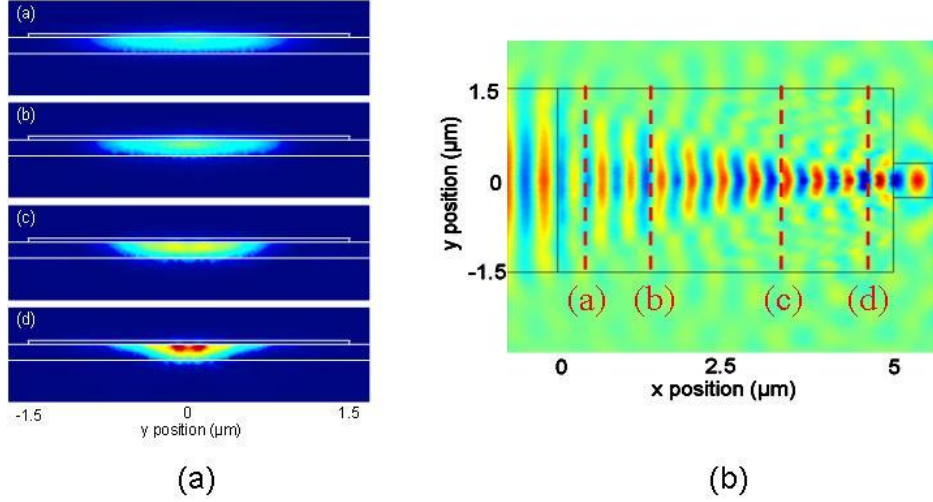


FIGURE 2.5.4 – (a) profil mode transverse avec $f = 2$. Même échelle de couleurs que figure 2.5.3. (b) Simulation de la structure. Même échelle de couleurs que figure 2.6.1.

La carte de champs de la figure 2.5.4(b) a été évaluée dans le plan horizontal au milieu du guide d'onde SOI, et non pas dans la région transformée : on voit donc bien que le mode subit une compression exponentielle, ce qui démontre clairement qu'une couche mince de matériaux calculée par transformation optique peut efficacement changer la forme du faisceau se propageant dans le guide d'ondes SOI. Il faut rappeler que les coupes (a), (b), (c) et (d) correspondent aux coordonnées pour lesquelles on a calculé la puissance du mode (colonne gauche). (a) $x = 0.25 \mu\text{m}$ (b) $x = 1.75 \mu\text{m}$ (c) $x = 3.25 \mu\text{m}$ et (d) $x = 4.75 \mu\text{m}$.

2.5.3 Discrétisation : Vers une structure réaliste

Jusqu'à présent, nous avons simulé une structure idéale, où le tenseur de permittivité correspondait strictement à la métrique transformée. En pratique, une telle structure pourra être réalisée avec des métamatériaux, c'est à dire des milieux périodiques discrétisés. Afin de prévoir comment une structure réelle se comportait, nous avons discrétisé les valeurs obtenues en 150 cellules unité de taille finie et on a simulé la structure en 3D sur HFSS (basé sur la méthode des éléments finis). Chaque cellule a une dimension typique d'un motif de métamatériau aux fréquences infrarouges et représente une valeur différente de permittivité.

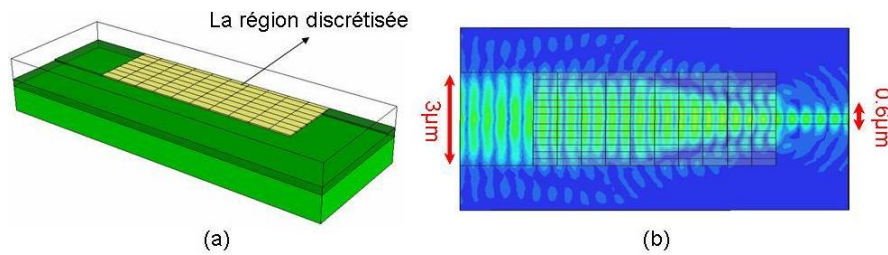


FIGURE 2.5.5 – (a) La structures en 3D avec la région discrétisée. (b) Simulation de la structure de l'adaptateur de mode sur HFSS.

Rappelons que dans la transformation utilisée on a pris une valeur constante pour la perméabilité. Cette valeur est égale à 1. Par contre chaque bloc a une valeur de permittivité différente comprise entre X et Y (voir 2.4.2). Ce qui veut dire qu'on a des gradients d'indice et des valeurs de la permittivité assez grandes et on peut le remarquer sur la figure 2.5.5. L'étape suivante sera le remplacement de ces blocs par de vrais motifs à base de métamatériaux [61]. En ce qui concerne des motifs sub-longueur d'onde, les métamatériaux optiques peuvent être raisonnablement décrits en termes de paramètres électromagnétiques effectifs. Cependant, il y a plusieurs difficultés de nature à la fois expérimentales ou fondamentales pour récupérer ces paramètres à partir de mesure en couches minces. En principe, la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique peuvent être obtenues à partir de la transmission et de la réflexion d'une couche unique, à condition que des techniques d'interférométrie soient utilisées pour mesurer simultanément la phase et l'amplitude des coefficients de la transmission et la réflexion [62, 63, 64]. Mais ce n'est pas la procédure utilisée jusqu'à présent [65, 66, 44]. Une autre difficulté est due au fait que la couche de métamatériaux déposée peut posséder deux interfaces différentes par exemple l'une avec l'air et l'autre avec un substrat diélectrique. Ce qui est le cas ici pour nous. Il faut préciser que la méthode d'extraction proposée par Smith et al. [64] considère le métamatériau comme une couche homogène pour laquelle il est possible d'inverser les données de diffusion afin de déterminer l'indice de réfraction et l'impédance, ce qui détermine ensuite la permittivité et la perméabilité effectives à partir des coefficients de transmission et réflexion calculés. Lupu et al. ont démontré que cette méthode peut être généralisée grâce à l'inversion de la matrice caractéristique du milieu dans le cas le plus général de l'incidence oblique en utilisant une solution particulière de la formule généralisée de Smith, ce qui nous intéresse dans ce travail [61].

2.6 L'adaptateur de modes pour guides d'ondes polymères.

Dans la section précédente, nous avons démontré une utilisation nouvelle des métamatériaux en optique guidée. Cependant, nous avons pour l'instant uniquement considéré le cas de circuits photoniques à base de SOI, où le contraste d'indice entre le coeur et l'extérieur des guides d'onde est très élevé. Il existe beaucoup d'autres architectures, et en particulier des circuits reposant sur des guides à plus faible indice. Les conséquences d'un indice plus faible sont multiples. D'une part, l'onde est moins confinée dans le guide, ce qui signifie en d'autres termes que sa composante évanescente à l'extérieur du coeur guidant est plus élevée. Ceci a priori devrait favoriser l'interaction entre le signal et la couche de matériau adjacente au guide. Par contre, l'effet d'un indice plus faible est que les dimensions des guides deviennent plus grands, car le confinement devient lui aussi plus faible. Le fait que l'énergie se répartisse dans un guide d'onde de section plus large est a priori moins favorable à notre approche car la densité de signal au voisinage du matériau est plus faible. Pour essayer de comprendre ces effets, nous avons répété notre étude pour une architecture de guides d'ondes polymères. Nous avons choisi de travailler avec des guides d'indice 1.57, ce qui est représentatif des propriétés du polymère SU8.

Les matériaux polymères sont de plus en plus utilisés pour les circuits photoniques intégrés en raison des faibles coûts et des facilités de fabrication [67, 68]. Le polymère SU8, ou encore *polyéther glycidyle de bisphénole A*, est très utilisé dans les systèmes Micro-Electro-Mécaniques et se prête bien à la réalisation de structures guidantes fonctionnant aux longueurs d'ondes propres aux télécommunications optiques [69, 70, 67]. Il faut savoir que l'un de ses avantages est qu'il permet de fabriquer des structures à fort rapport d'aspect. Par ailleurs, il a une transmission très élevée pour la gamme de longueur d'onde supérieures à $400nm$ [68] et ses propriétés chimiques et sa stabilité thermique sont bonnes.

2.6.1 Structure étudiée

La structure est composée de deux guides d'onde large et étroit à base de SU-8 avec un indice de réfraction de 1.57. Comme l'indice est beaucoup plus faible que celui des guides SOI précédemment étudiés, les dimensions transverses des guides larges et étroits sont beaucoup plus importantes que dans la section 2.5. La largeur du guide d'entrée est de l'ordre de $10 \mu m$ et la largeur du guide étroit est $2 \mu m$. La nouvelle structure est illustrée sur la figure suivante.

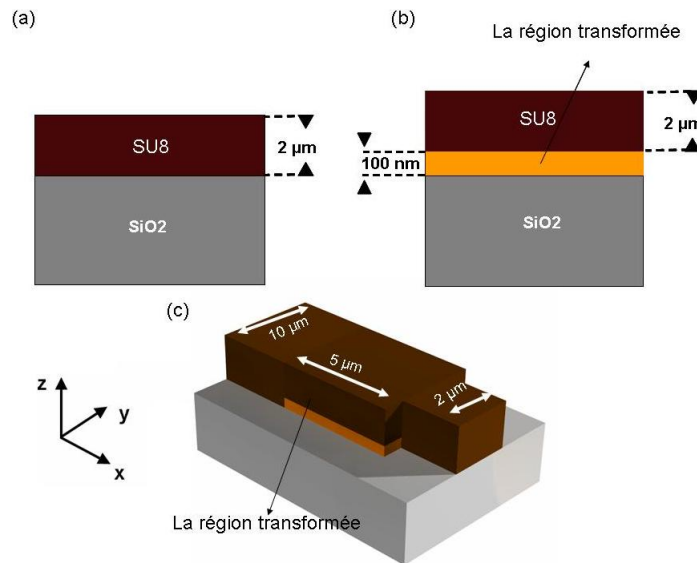


FIGURE 2.6.1 – Structure à faible indice.

Comme on le voit sur la figure, l'adaptateur de mode se situe au dessous de la couche de SU8 (la région illustrée en orange sur la figure). Pour déterminer la position du taper, une série de simulations a été faite dans lesquelles on a placé la région calculée en deux positions, en dessous et au dessus de la couche SU8. Nos calculs indiquent que la transition entre les deux guides d'onde est une réussite lorsque la couche à métamatériaux est placée en dessous de la couche de SU-8, car cela permet un meilleur recouvrement entre le signal guidé et le métamatériau.

2.6.2 Adaptateur de mode pour les guides d'onde à faible indice

La procédure reste identique à celle de guides d'onde en Si. Il faut d'abord calculer la transformation d'espace permettant d'adapter une largeur de $10 \mu m$ à une largeur de $2 \mu m$. Cette transformation bidimensionnelle est ensuite appliquée à la couche qui servira d'adaptateur. En regardant les dimensions, on constate que le rapport des largeurs des guides d'onde est le même que celui du dispositif SOI de la section 2.5. Ce rapport est égal 5 donc le coefficient γ reste identique à cette valeur. Par contre, nous avons conservé une longueur de $5 \mu m$, ce qui signifie que le rapport entre cette longueur et les largeurs des guides d'entrée et de sortie est modifié. Ceci implique donc de modifier légèrement la métrique exponentielle définie dans la relation 2.4.3. Le tenseur $\bar{\theta}$ est formel-

lement identique mais les rapports x/l (x et l sont la position et la longueur de l'adaptateur de mode) sont changés. Pour vérifier la validité des nouvelles valeurs, nous avons réalisé une simulation bidimensionnelle utilisant ces paramètres dans Comsol Multiphysics. La figure montre que la transformation est bien valide puisque le signal est acheminé vers la sortie..

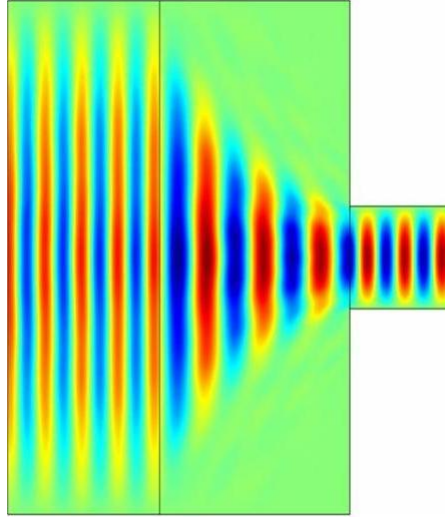


FIGURE 2.6.2 – La transition entre les guide large et étroit grâce à un adaptateur de mode calculé sur COMSOL.

Une fois la transformation bidimensionnelle validée, nous pouvons passer aux simulations 3D où une couche se comportant comme l'espace transformé est insérée sous le guide large afin de canaliser l'énergie (fig. 2.6.1). Afin d'obtenir le cas le plus favorable, on a fait une série de simulations avec des épaisseurs différentes de la région transformé. Pour faire une étude approfondie, on a examiné le champ électrique traversant la structure pour deux épaisseurs représentatives : 30 nm , qui correspond à un cas non optimisé, et 100 nm qui correspond à un cas très favorable. La figure suivante présente ces deux cas, lorsque la couche est discrétisée sous HFSS de façon à s'approcher d'un métamatériau réel :

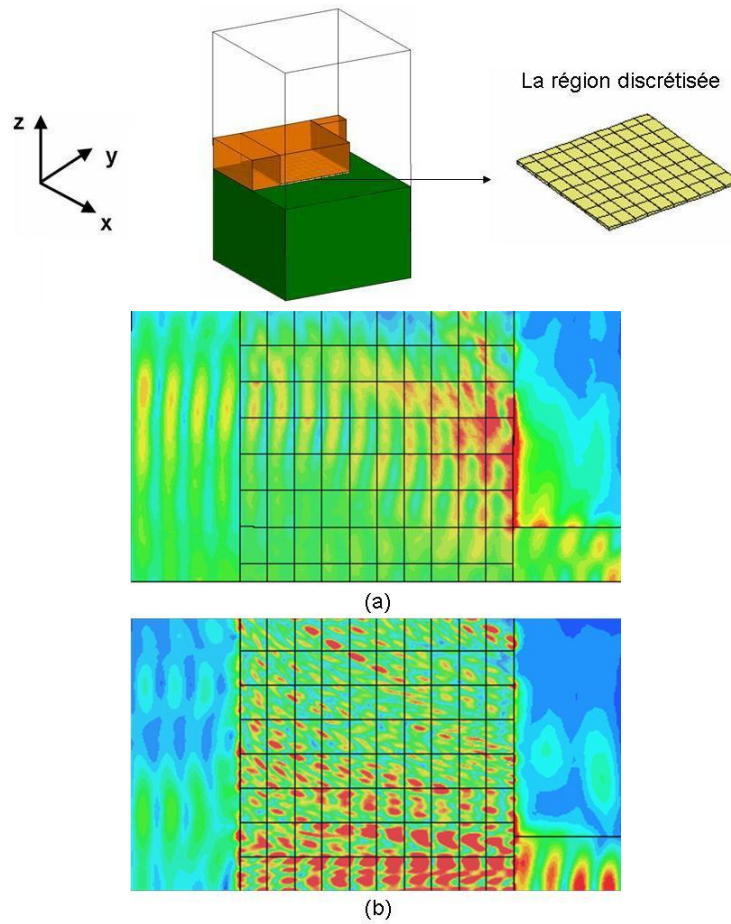


FIGURE 2.6.3 – Image de la structure simulée sur HFSS en 3D. (a) La transmission de l'énergie entre les guides d'onde large et étroit avec une couche de matériaux de 30 nm d'épaisseur. (b) La transmission entre les mêmes guides d'onde avec une couche de matériaux de 100 nm . Dans les deux cas, le module du champ électrique est évalué à l'interface entre le guide d'onde diélectrique et la zone quadrillée représentant le métamatériau.

Nos simulations montrent que l'effet de guidage par la couche de transformation est beaucoup plus important pour une épaisseur de 100 nm . Dans le cas d'une couche de 30 nm , le signal ne suit pas la courbure exponentielle prévue par la transformation et il en résulte un mauvais couplage dans le guide d'onde. Par contre, l'effet de guidage et de compression est bien marqué pour l'épaisseur de 100 nm . On peut interpréter ce résultat par le fait que l'épaisseur de 30 nm est trop faible pour interagir de façon efficace avec les champs se propageant dans le guide d'onde. En augmentant l'épaisseur à 100 nm , on renforce le recouvrement des champs avec la zone de métamatériau, ce qui permet d'effectuer l'adaptation

de mode. C'est pour cette raison qu'à partir de maintenant on poursuit notre étude avec un adaptateur de modes de 100 nm d'épaisseur.

Vu le rapport direct entre la transmission et le facteur de proportionnalité f montré par la relation 2.4.1, qui définit le niveau de compression de la région transformée, on a tracé la courbe de transmission en fonction de ce paramètre sur la figure 2.6.4. Il faut rappeler en effet que la transmission dépend de façon critique de f car cela permet d'ajuster le couplage entre le guide d'onde et la couche de métamatériau.

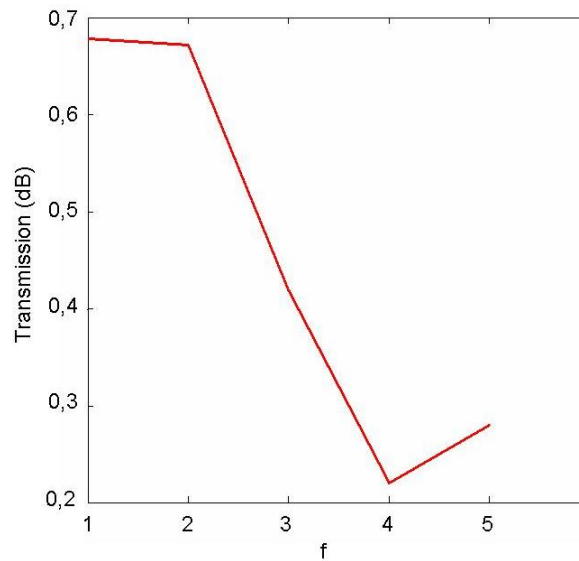


FIGURE 2.6.4 – La transmission en fonction du facteur de proportionnalité sur verre

D'après ce graphe, en fonction du niveau de la compression de l'espace entre les deux guides d'onde défini par le facteur f , la transmission atteint un maximum et un minimum. En changeant ce facteur de proportionnalité, en réalité on change le contraste d'indice entre la couche SU8 et la région transformée : les valeurs minimales pour f , les lignes à l'intérieur de la région transformée est moins dense que pour des valeurs maximales. D'après le graphe on a une transmission optimisée pour le minimum de compression possible pour la région transformée entre les deux guides d'onde ($f \leq 2$).

Dans la suite afin d'étudier un peu plus fonctionnement de la structure, on va examiner la distribution de champ électrique pour les valeurs $f = 2$ et $f = 5$. Elles sont présentées sur la figure suivante :

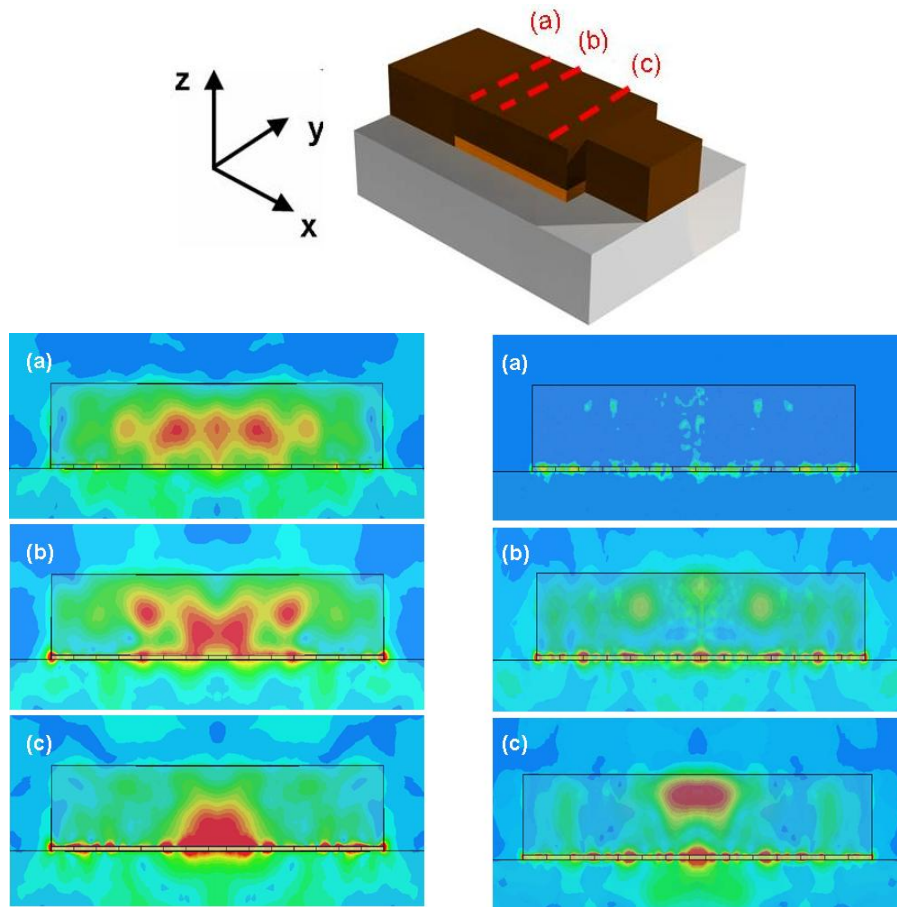


FIGURE 2.6.5 – Evolution de profile de mode transverse grâce à l'adaptateur de mode dans le cas à droite : $f = 2$, à gauche : $f = 5$. L'intensité du mode a été relevé dans les positions : $a = 0.5\mu\text{m}$, $b = 2.5\mu\text{m}$ et $c = 4.2\mu\text{m}$. (image en haut de la figure présente ces positions sur le taper)

Si on regarde les coupes de droite, correspondant à $f = 5$, on voit qu'au fur et à mesure, le mode devient de plus en plus étroit et est tour à tour situé dans la région de l'adaptateur (coupe (a)) et dans le guide d'onde (coupe (c)). On peut donc dire qu'il y a un couplage de type directionnel comme pour la structure SOI étudiée dans la section 2.5. Dans le cas le plus favorable, $f = 2$, on minimise le couplage directionnel et le profil de champ reste assez gaussien. Cette figure est encore une confirmation du fonctionnement de l'adaptateur de mode calculé, car si on regarde les coupes (a) et (b) sur le schéma de gauche, on voit que la couche de transformation optique a bien fait la transition entre les deux guides d'onde.

Par contre, on constate beaucoup de champ parasite comparé aux simulations faites sur architecture SOI (comparer Fig. 2.6.5 avec Fig. 2.5.4). En d'autres termes, la zone de transformation d'espace perturbe le champ de telle manière qu'une partie est convertie en rayonnement par pertes radiatives. Ce phénomène provient du plus faible indice des guides d'onde de polymère par rapport aux guides d'onde en silicium sur isolant : le champ y est moins confiné, moins lié, et donc plus sensible aux perturbations rencontrées. Ceci suggère donc que notre approche est a priori plus adaptée aux guides d'onde SOI qu'aux guides d'onde diélectriques de plus faible indice. Ceci ne veut pas dire qu'on ne peut pas l'appliquer pour les guides d'onde en polymère, mais il faut dans ce cas là envisager des transitions moins brutales qui ne créent pas de pertes radiatives comme dans l'exemple que nous venons de voir.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons utilisé la technique des transformations de coordonnées intégrées pour calculer un adaptateur de mode entre deux guides d'ondes. Le point important de cette étude est qu'une couche fine de milieu de transformation directement placée sur un guide optique est capable de modifier les propriétés du signal guidé et de faire comme si celui-ci se propageait dans un espace à la métrique transformée. Ce résultat s'applique plus particulièrement aux guides d'onde à fort indice car notre approche induit une perturbation des champs qui crée des pertes radiatives pour les guides assurant un plus faible confinement des champs.

Les conséquences de notre étude sont importantes d'un point de vue pratique car la région transformée peut être réalisée à l'aide de métamatériaux planaires compatibles avec les moyens de nanotechnologie actuels. De plus, notre approche repose sur une interaction relativement limitée entre le champ guidé par le guide d'onde et le métamatériau, ce qui signifie que les pertes par absorption que pourrait générer un métamatériau réel sont limitées. Autrement dit, il est possible d'utiliser des structures métalliques pour réaliser la transformation malgré la forte absorption des métaux dans le proche infrarouge et le visible. Ceci constitue un point très positif car les transformations d'espace génèrent typiquement des milieux à gradient de permittivité et/ou perméabilité très complexes qu'il est difficile d'obtenir avec des métamatériaux diélectriques. Ainsi, pour la transformation exponentielle que nous avons envisagée, les variations de permittivité sont telles que seuls des motifs métalliques ou alors quelques rares matériaux à très fort indice pourraient les réaliser.

Dans toute cette étude, nous n'avons pas abordé le problème précis de la réalisation de l'adaptateur de modes. Il s'agit d'un travail qui se poursuit à l'heure

actuelle dans le laboratoire. La définition des motifs de métamatériau n'est pas du tout triviale, car ils sont en configuration d'optique guidée, de géométrie plane, et à l'interface entre deux milieux diélectriques différents. Ce problème n'avait pas encore été abordé par la communauté et il a fallu développer tous les outils permettant de concevoir de telles structures. Ce travail de conception systématique, effectué par d'autres membres du laboratoire [61], se poursuit actuellement et devrait aboutir à un premier démonstrateur prochainement.

Dans les prochains chapitres, nous allons toutefois donner un premier aperçu de cette problématique en considérant des métamatériaux pouvant être utilisés pour réaliser l'adaptateur, mais en configuration non guidée. Il s'agit de réseaux de fils métalliques coupés, dont les propriétés peuvent s'ajuster de façon spectaculaire en ajustant leur couplage mutuel. L'étude de métamatériaux en espace libre constitue une première étape avant leur utilisation en optique intégrée.

Chapitre 3

Métamatériaux optiques en 3D

Les propriétés optiques remarquables des nanostructures métalliques sont devenues un sujet considérable du point de vue fondamental et applicatif. En outre, il y a un intérêt croissant pour les structures métal-diélectrique artificielles ou métamatériaux pour les domaines infrarouge et visible. Dans ces domaines elles pourraient permettre à terme de réaliser des fonctionnalités nouvelles telles que des dispositifs pour l'optique guidée à base de transformation d'espace comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Les métamatériaux tri-dimensionnels sont des structures dont la technologie de fabrication est basée pour la plupart sur des techniques planaires [65, 39, 66, 44, 45]. Ceci complique beaucoup la fabrication, et il n'existe pour l'heure que peu de tentatives de fabrication et de compréhension de tels milieux 3D [46]. Nous avons donc décidé d'étudier de façon systématique un métamatériau optique 3D, tout d'abord du point de vue des concepts et des simulations dans le présent chapitre, puis par une mise en oeuvre expérimentale dans le chapitre suivant. Nous verrons en particulier qu'il est possible de générer des réponses optiques très intéressantes, comme des comportements magnétiques ou électriques, à condition de bien comprendre la géométrie et le couplage entre les différentes couches du métamatériau. Nous avons volontairement considéré une géométrie simple, à savoir des réseaux de fils métalliques coupés empilés les uns sur les autres. Dans un premier temps, nous allons discuter des propriétés optiques des métaux, en particulier le fait que nos structures supportent des plasmons de surface, puis nous verrons comment générer des réponses très riches à partir de cette géométrie simple.

3.1 Plasmons de surface (SPs) :

L'existence des plasmons de surface a été prédite par Ritchie à la fin des années 50 puis observés expérimentalement par Powell et Swan quelques années plus tard. Il s'agit d'une onde hybride résultant de l'interaction entre les électrons libres du métal et la lumière. Ils sont caractérisés par des champs électromagnétiques localement très fort et pouvant être focalisés à une échelle fortement sub-longueur d'onde. Depuis plus de 15 ans, on assiste à une véritable renaissance de ce domaine de recherche grâce aux avancées technologiques qui permettent pour la première fois de créer des nanostructures où les plasmons de surface sont parfaitement contrôlés. Il existe deux types distincts de plasmons : les plasmons propagatifs, ou polaritons, capable de voyager sur une certaine distance, et les résonances plasmon localisées (localized plasmon resonance, ou LSP en anglais). Les LSPs s'observent sur des structures métalliques sub-longueur d'onde qui jouent le rôle de résonateur. L'archétype d'un résonateur plasmon est la nanoparticule d'or de quelques dizaines de nm de diamètre qui est étudiée depuis de nombreuses années. Comme le montre la figure, le principe de la résonance s'explique par un mouvement collectif du gaz d'électron en présence d'un champ électromagnétique externe.

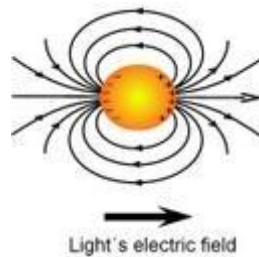


FIGURE 3.1.1 – Image d'un plasmons de surface localisé [71].

Ceci crée un moment dipolaire net et la formation du LSP. Les LSPs permettent de focaliser la lumière en des volumes bien plus petits que ceux autorisés par la limite de diffraction. Ils sont utilisés pour la détection, la création de nano-antennes optiques, la spectroscopie, la physico-chimie, etc... Hormis les nanoparticules sphériques, de nombreuses autres géométries sub-longueur d'onde ont été fabriquées et caractérisées. En particulier, les cellules des métamatériaux métalliques ne sont autres que des résonateurs plasmons. Avant d'en dire plus sur le sujet, nous allons nous intéresser aux conditions d'excitations des LSPs et au moyen de prédire la formation de ces résonances.

3.2 Conditions d’existence des plasmons de surface localisés

L’excitation d’un plasmon localisé se fait par “scattering” (ou diffusion en français) : une onde atteignant une nanoparticule métallique dont au moins l’une des dimensions est très fortement sub-longueur d’onde est diffractée et diffusée, ce qui génère un continuum de vecteurs d’onde (ou moments) k . Ce mécanisme permet de générer le vecteur d’onde k_{SP} du plasmon localisé et donc de satisfaire la condition de conservation de moment nécessaire à son excitation. L’énergie, quant à elle, est toujours conservée car le mécanisme de “scattering” est un processus élastique. Les résonances plasmon n’existent que sur une plage étroite de fréquence en raison de leur caractère localisé, ou non dispersif. La position spectrale de cette résonance est régie par la taille et la forme des particules et par les fonctions diélectriques du métal et le milieu autour. [72]. La figure suivante tirée de [72] résume la gamme de résonances de plasmons pour différents géométries. On constate qu’il est possible de faire varier la position spectrale des LSPs du proche UV jusqu’au moyen infrarouge en utilisant des formes relativement complexes mais bien maîtrisées de nos jours.

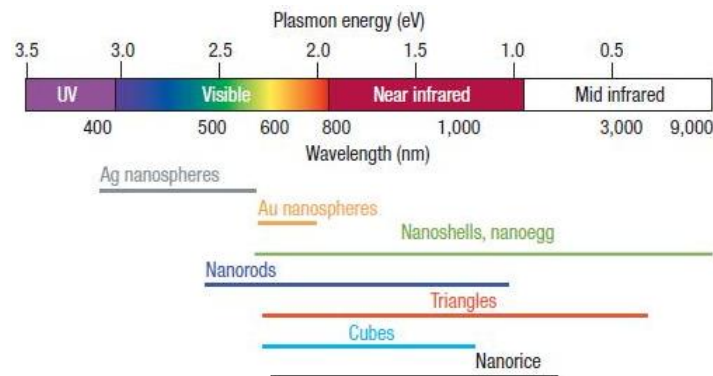


FIGURE 3.2.1 – Gamme de résonances plasmon pour une différents géométries des particules [72].

La conception et la réalisation de ces nanostructures métalliques a progressé en combinant les techniques de nanofabrication et les progrès dans les outils de calcul et de simulations numériques. S’agissant de la fabrication, deux types d’approches sont possibles : la technique dite “bottom-up”, qui consiste en une synthèse chimique des particules en présence de précurseurs, et la technique dite “top-down” reposant sur des outils de lithographie. Comme nous le verrons dans

le chapitre suivant, les métamatériaux se fabriquent par lithographie car il est très difficile de nos jours de réaliser des structures aux motifs rigoureusement périodiques par synthèse et/ou auto-assemblage.

Pour ce qui est de la conception, plusieurs outils et techniques de calcul existent également. Dans le cas de formes simples, telles les sphères, il est possible de recourir à une approche analytique en utilisant la théorie de Mie. Cette théorie exprime l'efficacité de scattering d'une sphère en fonction d'une série infinie d'harmoniques sphériques. La série obtenue est analytiquement rigoureuse mais nécessite des algorithmes pour être résolue. La théorie de Mie prédit que la position spectrale des LPRs est indépendante de la taille pour des particules suffisamment petites. Il n'en est pas de même pour des grandes sphères, ou pour des particules ayant des formes plus compliquées. En particulier, si la particule est suffisamment grande pour supporter un plasmon propagatif, la résonance intervient à la condition $\lambda \sim 2Ln_{eff}$, où L est la longueur de la particule et n_{eff} est l'indice effectif du plasmon. Pour ces géométries, on peut avoir recourt à des outils de simulation numérique pour prédire les propriétés exactes de la structure. Ainsi, dans ce travail, nous considérons des métamatériaux composés de nano-fils que nous simulons à l'aide du logiciel HFSS qui utilise la méthode des éléments finis.

3.3 Métamatériaux plasmoniques

Les nanoparticules métalliques considérées dans les sections précédentes peuvent être utilisées pour former des milieux artificiels pour l'optique, c'est à dire des métamatériaux. En effet, elles remplissent toutes les conditions, notamment celle de taille puisque nous savons que les cellules de base des métamatériaux doivent être plus petites que la longueur d'onde pour former un milieu effectif. C'est pour cela que la plupart des métamatériaux optiques développés jusqu'à présent sont formés de motifs métalliques. En particulier, la première démonstration d'un milieu à indice de réfraction négatif a été effectuée à l'aide de structures formées de régions métalliques séparées par une couche diélectrique [6]. Depuis, beaucoup d'autres motifs ont été introduits, et plus particulièrement des géométries qui s'inspirent directement des métamatériaux initialement développés aux basses fréquences (Split Rings, spirales, fils, etc...). Dans tous ces exemples, l'excitation de LPRs sur les motifs métalliques est au centre de la réponse des métamatériaux.

Dans cette thèse, nous nous intéressons à des métamatériaux plasmoniques composés de fils coupés. La motivation principale pour utiliser cette géométrie est que ces fils ont une réponse plasmonique simple, que l'on peut bien maîtriser, quand ils sont pris individuellement. Par contre, nous verrons qu'il est possible

de former des réponses complexes à l'aide de ces briques de base en faisant interagir les LRP des différents motifs, c'est à dire en contrôlant l'espacement et l'alignement des différentes couches de fils. Enfin, des travaux récents menés par d'autres membres de notre équipe suggèrent que les structures à fils présentent des pertes moindres que beaucoup d'autres géométries métalliques [73].

La figure 3.4.1 montre la géométrie retenue. Il s'agit d'un agencement périodique (dans toutes les directions) de fils d'or reposant sur des couches diélectriques. La longueur de fil est de l'ordre de 440 nm , son épaisseur est de 50 nm et sa largeur est 30 nm . Pour étudier de telles structures, nous les avons modélisées à l'aide du logiciel d'éléments finis HFSS. Comme la structure est périodique, il suffit de modéliser une cellule élémentaire et de l'entourer latéralement de conditions aux limites périodiques afin de générer l'ensemble du métamatériau. L'utilisation de ces symétries permet de grandement réduire la taille des modèles et d'augmenter la précision des résultats. Des ports sont ensuite définis au dessus et au dessous de la structure afin de lancer une onde et de calculer les coefficients de transmission et de réflexion induits par le système.

Dans nos simulations, nous avons considéré que les structures reposaient sur un substrat de verre avec une permittivité constante égale à 2.25. Pour modéliser la réponse des fils d'or, nous leur avons attribué une permittivité complexe basée sur un modèle de Drude ayant la forme

$$\varepsilon^{Drude}(\omega) = 1 + \chi(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (3.3.1)$$

Où $\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m}$ est la pulsation des plasmons volumiques (c'est à dire des plasmons se propageant dans le volume du métal et non pas à sa surface) et γ est le taux de diffusion des électrons. Cette formule est très couramment utilisée pour décrire les propriétés des vrais métaux. Il suffit pour cela de choisir les paramètres ω_p et γ qui correspondent au métal avec lequel on travaille. Pour le cas de l'or, nous avons choisi $\omega_p = 1.367 * 10^{16} \text{ rad.s}^{-1}$ et $\omega_c = 6.478 * 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$. Notons la valeur de ω_c que nous avons retenu pour ce travail est 2.6 fois plus importante que celle mesurée dans les expériences sur de l'or réel massif [74]. Cette augmentation est censée rendre compte du fait que nos structures expérimentales ne sont pas parfaites et induisent des pertes supplémentaires, notamment en raison des défauts de surface.

3.4 Structure mono couche :

On commence par l'étude des propriétés optiques d'un seul fil en or placé sur un substrat de verre. La figure suivante présente la structure considérée ainsi que les dimensions de fils.

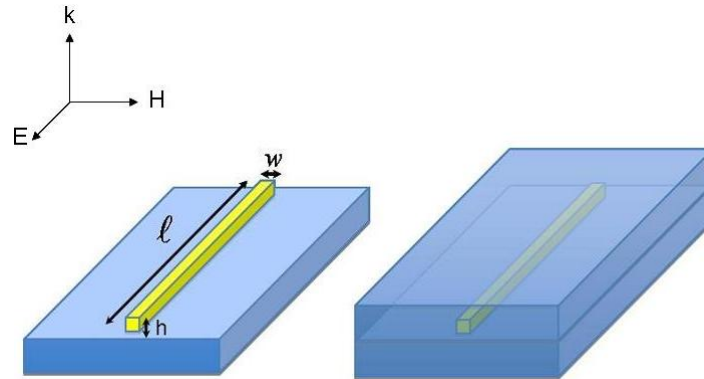


FIGURE 3.4.1 – Les dimensions de la structure d'un fil seul sur un substrat de verre. $l = 440 \text{ nm}$, $w = 30 \text{ nm}$, $h = 50 \text{ nm}$.

Sur la figure, l , w , h représentent la longueur, la largeur et l'épaisseur des fils situés sur le substrat de verre. La longueur de fils est 440 nm , la largeur est de l'ordre de 30 nm et l'épaisseur est 50 nm . Il faut noter que la structure est éclairée par la lumière qui est polarisée linéairement le long du grand axe du nanofil en incidence normale.

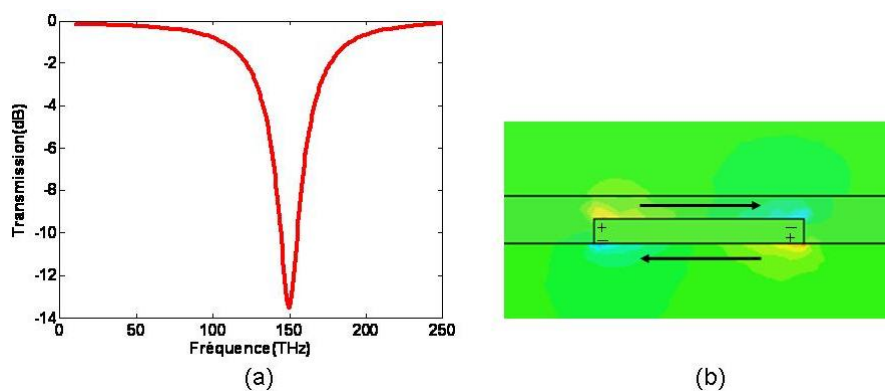


FIGURE 3.4.2 – (a) : Spectre de transmission pour une structure mono-couche. (b) : La distribution du champ électrique à la résonance. Positive (en rouge) et négative (en bleu) en fréquence de 150 THz .

Comme il est montré sur la figure 3.4.2, une résonance peut être observée aux alentours de 150 THz. Cette résonance unique correspond à la résonance plasmon fondamentale des fils. La figure 3.4.2(b) montre la distribution de la composante verticale du champ électrique correspondant à ce mode. On constate une localisation du champ près des extrémités et une distribution antisymétrique impliquant que les charges s'accumulant aux extrémités sont de signe opposé. Ces charges sont schématiquement représentée par des signes + et - sur la figure. Tous les spectres simulés et calculs de ce travail, ont été réalisés en utilisant le logiciel HFSS (Ansoft).

Nous avons ensuite cherché à déterminer les paramètres effectifs de cette couche de fils coupés. Pour cela, nous avons approximé la structure comme une fine couche homogène, ce qui nous a permis de traiter les coefficients de réflexion et de transmission calculés par HFSS comme solution des coefficients de Fresnel. Comme ces coefficients font intervenir la permittivité ϵ et la perméabilité μ , nous pouvons les inverser afin d'obtenir les paramètres effectifs du métamatériau. Cette technique d'extraction bien connue a été proposée par Smith et al.[64] pour des métamatériaux dans un environnement symétrique. Dans notre cas précis, la couche de fils coupés repose sur un substrat de verre, il importe donc de modifier les équations pour tenir compte de cet environnement asymétrique. Ceci a été réalisé par A. Lupu qui a proposé une généralisation des paramètres d'inversion pour toutes les incidences et pour des milieux d'entrée et de sortie différents[61].

En appliquant cette méthode générale à la structure de la figure 3.4.2, on arrive à calculer les paramètres effectifs ϵ et μ . La figure 3.4.3 à gauche montre la permittivité ϵ lorsque le modèle est éclairé en incidence normale. On constate une très forte variation des parties réelles et imaginaires autour de 150 THz, ce qui correspond à la fréquence de résonance déjà observée en transmission sur la figure 3.4.2(a). Les variations observées sont conformes à l'allure générale des relations de Kramers-Kronig liant variation de permittivité et résonance. De plus, on peut constater dans cette gamme de fréquence, une variation de la permittivité allant de 13 à -13 , révélant ainsi une structure opérationnelle pour de nombreuses applications.

La figure 3.4.3(b) reprend les calculs de modélisation HFSS et d'extraction sur la même structure mais avec un angle d'incidence oblique de 30° . On constate des comportements très similaires (mais pas identiques) à l'incidence normale, signifiant que la couche de fils coupés se comporte bien en première approximation comme un milieu homogène pour une large gamme d'angles d'illumination. Ce point précis est extrêmement important car il prouve que l'on peut traiter cette structure inhomogène comme un métamatériau aux propriétés effectives homogènes.

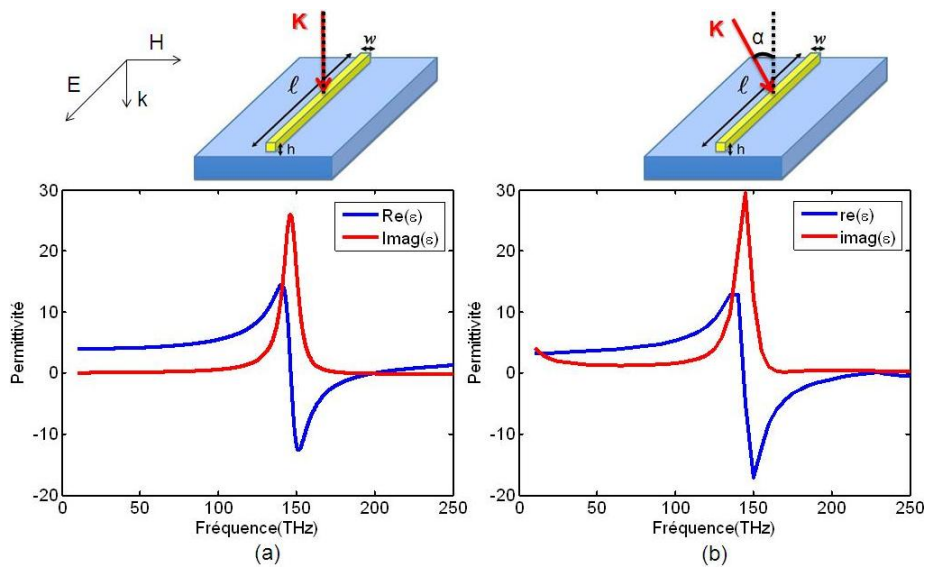


FIGURE 3.4.3 – Les courbes de parties réelle (bleue) et imaginaire (rouge) de la permittivité pour deux angles incidence : (a) 0° et (b) 30° .

Le résultat de la figure 3.4.3, en particulier le fait que les propriétés effectives ne dépendent presque pas de l'angle d'incidence, a été également observé pour d'autres structures mono-couches [61]. Il est par contre crucial de comprendre si cela est également vrai pour des métamatériaux multicouches où l'on a un couplage entre les cellules de couches voisines. C'est ce que nous allons à présent étudier dans les prochaines sections.

3.5 Métamatériaux optique 3D

Pour étudier les propriétés optiques des structures de fils finis multi-couches, la réponse spectrale de la transmission en incidence normale a été étudiée à l'aide des modèles numériques analysés par HFSS. Nous allons successivement étudier le cas de structures dont le nombre de couches varie de 2 à 4.

3.5.1 Structure double couches

La compréhension des mécanismes de couplage fondamentaux donnera un aperçu significatif dans la conception et l'optimisation des structures métamatériaux avec des propriétés optiques souhaitées ainsi que le comportement de la résonance. Nous avons considéré deux nanofils d'or avec une séparation finie de l'ordre de 100 nm avec un indice de réfraction de l'ordre de 1.4. Les dimensions de nanaofils sont identiques au cas de la mono-couche examinée dans la section précédente $l = 440 \text{ nm}$, $w = 30 \text{ nm}$, $h = 50 \text{ nm}$ (voire figure 3.5.1). Il faut

noter que la structure est à nouveau éclairée par de la lumière polarisée le long du grand axe de nanofils en incidence normale. La figure ci-dessous présente la structure étudiée.

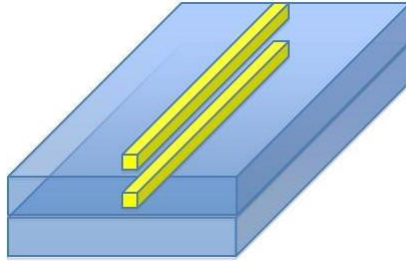


FIGURE 3.5.1 – Structure double couches

La figure suivante présente le spectre de transmission ainsi que la distribution du champ électrique dans la structure bicouches.

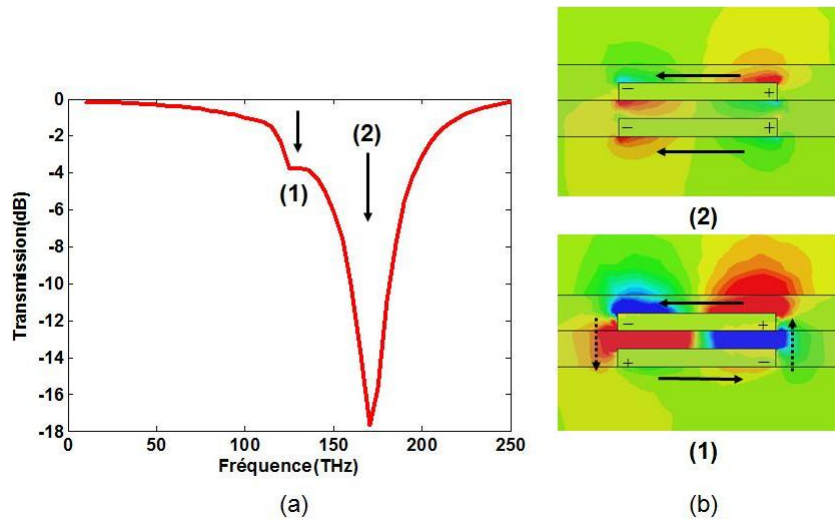


FIGURE 3.5.2 – (a) La réponse de la structure de double couches. (b) La distribution du champ électrique en deux pics de résonances : (1) :125 THz. (2) : 170 THz .

Le spectre de transmission contient deux minima à 125 THz et 170 THz qui sont présentés par deux flèches noires sur le graphe. Ceci signifie que les nanofils des deux couches interagissent entre eux, ce qui conduit à une forte levée de

dégénérescence de leur mode fondamental (pour rappel, celui-ci s'observe vers 150 THz comme le montre la figure 3.5.2). Les deux nouvelles résonances couplées correspondent à deux symétries distinctes du champ comme le montre la figure 3.5.2(b). La résonance basse fréquence (1) se caractérise par une distribution de champ symétrique par rapport à l'axe séparant les deux fils alors que la résonance haute fréquence (2) donne lieu à une distribution antisymétrique du champ. Ce dernier mode est beaucoup plus prononcé que le précédent puisqu'il correspond à une atténuation du signal de -18 dB comparé à -4 dB pour le mode symétrique.

La figure 3.5.3 montre les paramètres effectifs de cette structure bicouche. Comme précédemment, nous avons calculé la permittivité à deux angles d'incidence différents afin de vérifier que l'on pouvait assimiler la structure à une vraie couche homogène. On constate que les paramètres sont très similaires dans les deux cas, ce qui permet donc bien de traiter notre système comme un métamatériau aux propriétés effectives homogènes.

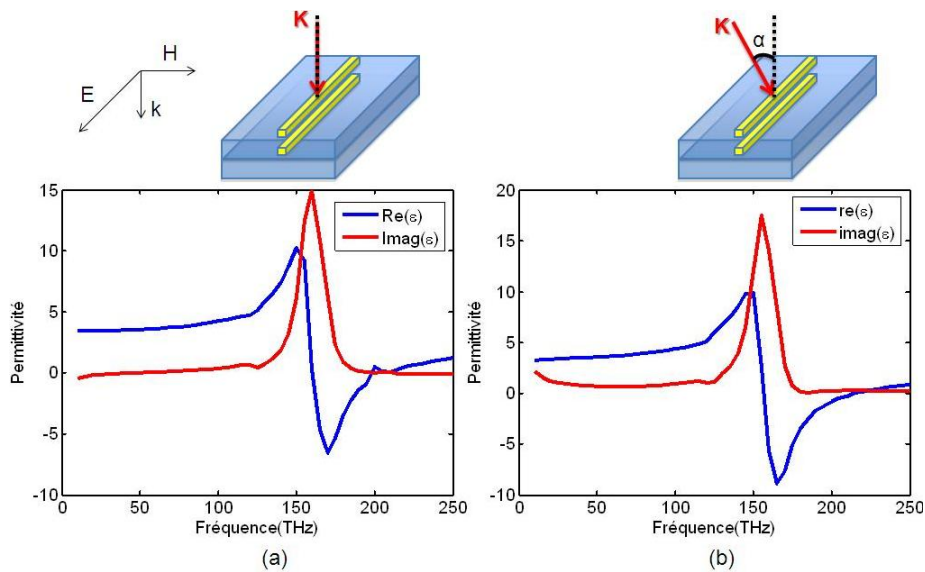


FIGURE 3.5.3 – La partie imaginaire et réelle de la permittivité pour deux angles incidents différents (a) incidence normale. (b) 30° .

En revanche, les courbes sont différentes de celle de la structure monocouche (cf Figure 3.4.3) puisque la variation résonante de permittivité intervient à 170 THz au lieu de 150 THz. Ceci est évidemment une conséquence du couplage entre les fils des deux niveaux qui a eu pour effet de créer une résonance

couplée bien prononcée à 170 THz. Notons que l'effet de la résonance basse fréquence, celle observée à 125 THz dans la figure 3.5.2(a), n'a que très peu d'effet sur les paramètres effectifs : on constate une légère oscillation des courbes de epsilon réel et imaginaire à cette fréquence. Ce résultat n'est guère étonnant puisque nous avons vu que l'amplitude de cette résonance est beaucoup plus faible que le mode symétrique à 170 THz.

En comparant les résultats obtenus avec des structures monocouches et bicouches, on peut conclure que nos réseaux de fils coupés se comportent bien, en première approximation, comme des milieux homogènes. Par contre, nous avons vu que la réponse effective dépendait du nombre de couches, et donc de l'épaisseur de ce métamatériau. Ceci s'explique par le couplage entre les fils des différents niveaux. Ce résultat a une conséquence très importante sur le design et l'utilisation de ces structures puisqu'il faut tenir compte du couplage et de la création de résonances couplées dans la conception de métamatériaux 3D multicouches. Nous verrons dans les sections suivantes que ceci est encore plus vrai pour des métamatériaux plus épais, c'est à dire contenant plus de niveaux.

3.5.2 Structure trois couches

Dans cette section on étudie les métamatériaux plus complexes. La structure contient trois couches de nanofils en or qui sont superposés l'un sur l'autre (cf figure 3.5.4).

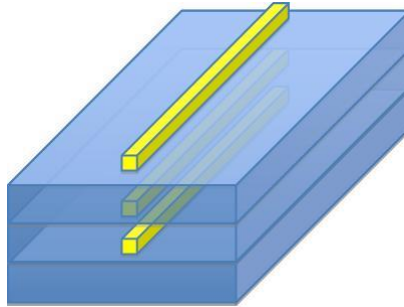


FIGURE 3.5.4 – Image de la structure ayant 3 niveaux de nanofils en or.

Comme pour la structure bicouche, chaque niveau a été séparé par une couche diélectrique avec un indice de l'ordre de $n = 1.4$. Les dimensions de fils n'ont pas changé. La largeur est de l'ordre de $w = 30 \text{ nm}$, la longueur est $l = 440 \text{ nm}$ et l'épaisseur est $h = 50 \text{ nm}$. La séparation entre les couches est 100 nm comme précédemment. La réponse optique de la structure en incidence

normale ainsi que la distribution de la composante verticale du champ électrique sont présentées sur la figure suivante :

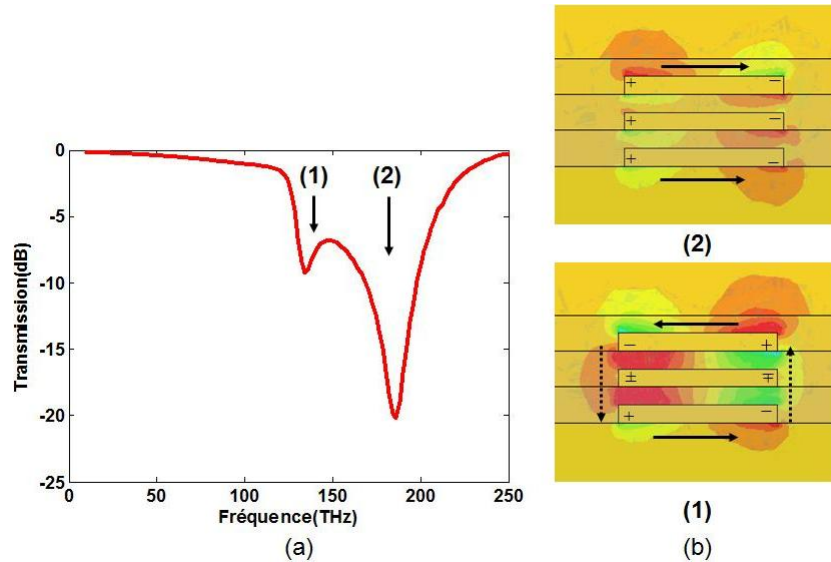


FIGURE 3.5.5 – (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence. (b) La distribution du champ électrique dans les deux résonances. (1) : 134 THz. (2) : 186 THz.

On constate que ce système comporte deux résonances bien marquées indiquées par deux flèches sur le spectre de transmission. Comme précédemment, la résonance basse fréquence correspond à une distribution symétrique de la composante verticale du champ alors que la résonance haute fréquence donne lieu à une répartition antisymétrique. Il convient également de noter que la résonance basse fréquence est bien plus marquée que pour la structure bicouche. Ceci est lié au niveau de couplage entre les fils. Lorsqu'on ajoute des couches supplémentaires, nous augmentons couplage entre les fils adjacents.

Avant de discuter des paramètres effectifs correspondant à une telle réponse optique, il convient de remarquer qu'une structure à trois couches devrait normalement donner lieu à plus de résonances si les fils étaient uniquement couplés deux à deux. En effet, il existe deux combinaisons d'antisymétrie ou de symétrie entre deux fils, ce qui correspond à 7 distributions possibles lorsque trois fils sont superposés. Le fait que les simulations ne montrent que deux minima suggère que les fils ne sont pas simplement couplés deux à deux mais ont une réponse plus globale. Mais il est possible que dans cette configuration particulière on n'arrive pas à exciter toutes ces résonances. Une autre hypothèse serait que ces résonances supplémentaires apparaissent à plus hautes fréquences. Cependant, si c'est le cas, il nous est impossible de vérifier pour des questions de

limitation de notre modèle numérique. En effet, nos calculs sont uniquement valables pour des plages de fréquences où le réseau de fils coupés ne diffracte pas. Au delà de 250 THz environ, le réseau produit des ordres diffractés que l'on ne peut pas correctement modéliser à l'aide de notre logiciel HFSS.

La figure 3.5.6 montre les paramètres effectifs de la structure à trois couches. On remarque que la courbe de permittivité a une allure très différente des courbes obtenues dans le cas des réseaux à 1 et 2 niveaux. En effet, cette figure n'a plus l'allure d'une lorentzienne pure, mais présente des variations aux deux fréquences de résonance mises en évidence dans le spectre de transmission de la figure 3.5.5. S'agissant de la résonance haute fréquence, la permittivité suit une variation conforme aux relations de Kramers-Kroening, c'est à dire que la partie imaginaire est positive et la partie réelle passe par un maximum puis un minimum lorsque la fréquence augmente. En revanche, la permittivité aux alentours de la résonance basse fréquence présente une allure non physique à première vue puisque la permittivité passe par un minimum négatif à ce moment là.

En réalité, une telle variation arrive souvent avec les métamatériaux : ce type d'anti-résonance survient toujours lorsque l'autre paramètre effectif, c'est à dire la perméabilité μ , devient résonante. Pour vérifier qu'il s'agit bien de cela, nous avons également représenté la perméabilité sur la figure 3.5.6. On remarque que sa valeur est proche de 1 loin de la résonance, ce qui est tout à fait normal d'un point de vue physique puisque nous travaillons avec des matériaux non magnétiques. En revanche, on constate des fortes variations lorsque les deux résonances sont excitées. Plus exactement, on voit que μ suit une variation de type lorentzienne (ou Kramers-Kroening) au niveau de la résonance basse fréquence, ce qui explique donc bien l'anti-résonance de permittivité constatée au même moment. A l'inverse, μ subit une anti-résonance marquée au niveau de la résonance haute fréquence, c'est à dire là où la permittivité a une variation physique.

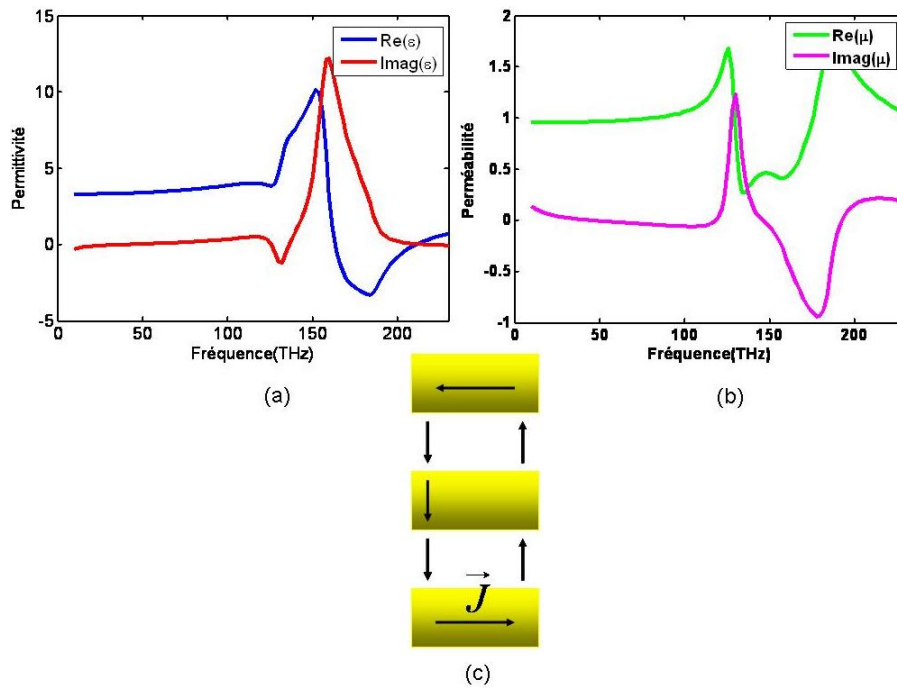


FIGURE 3.5.6 – Les courbes de la permittivité effectif de la structure de 3 niveaux. (a) Partie réelle et imaginaire de la permittivité. (b) Perméabilité réelle et imaginaire (c) Image de boucle de courant.

Le fait que la structure ait une réponse magnétique signifie que la résonance basse fréquence est excitée par le champ magnétique et non pas par le champ électrique. En d'autres termes la structure présente une inductance non nulle, c'est à dire des boucles de courant induits par le champ magnétique. C'est un phénomène bien compris de nos jours où la formation de la boucle provient à la fois des courants d'électrons à l'intérieur des fils et des courants de déplacement entre les fils comme le montre le schéma de la figure 3.5.6.

En résumé, les courbes de la figure 3.5.6 montrent que le métamatériau 3 couches a une réponse magnétique au niveau de la résonance basse fréquence et une réponse électrique au niveau de la résonance haute fréquence. La réponse magnétique était peu visible sur la structure à 2 niveaux car le minimum de transmission était très peu prononcé. Dans le système à trois couches, la résonance basse fréquence est beaucoup plus marquée (cf figure 3.5.5), ce qui donne lieu à ce comportement nouveau.

Il convient de signaler qu'un tel comportement a déjà été observé pour d'autres structures, notamment dans le cas de sandwichs de fils en optique ([39]) et aux fréquences micro-ondes ([75]). Cette dernière publication a montré qu'on peut spectralement superposer les deux résonances en décalant les couches de

fil, ce qui donne lieu à un indice négatif.

3.5.3 Structure quatre couches

Etant donné les différences quantitatives entre les structures à 1, 2 et 3 niveaux, nous poursuivons à présent la discussion avec une couche de fils supplémentaires, tous les autres paramètres étant les mêmes par ailleurs. Le champ électrique est suivant l'axe des fils en incidence normale.

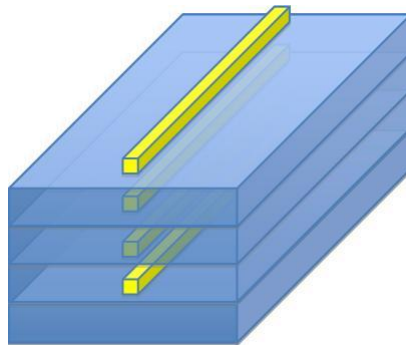


FIGURE 3.5.7 – Schéma d'une structure de 4 niveaux considérée dans cette étude.

Nous avons à nouveau représenté le spectre de transmission ainsi que la composante verticale du champ électrique dans la structure, cf fig 3.5.8.

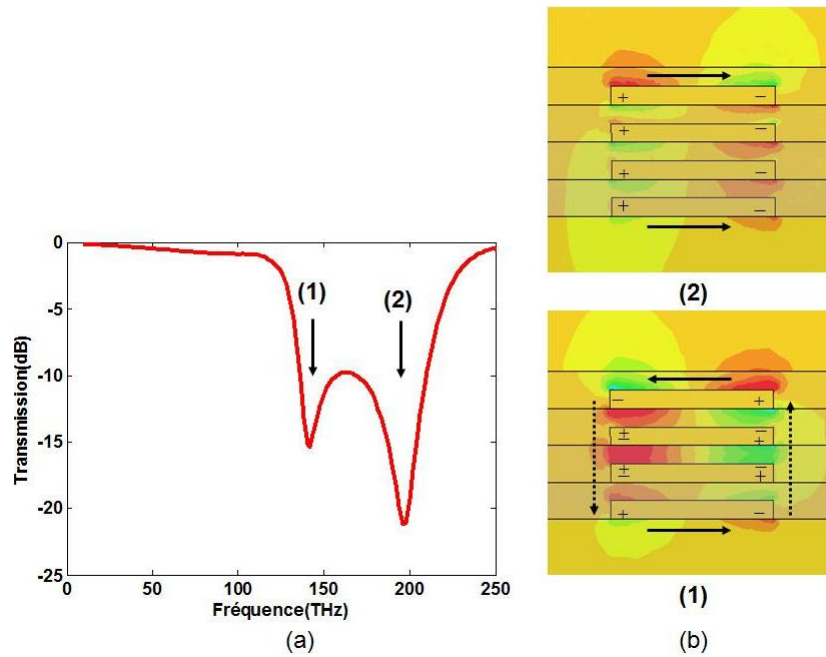


FIGURE 3.5.8 – (a) La réponse optique de la structure avec 4 couches. (b) La distribution du champ électrique

Ce résultat est très voisin de la structure à trois niveaux. On y retrouve la présence de deux pics (cette fois-ci localisés à 142 THz et 196 THz), dont les distributions correspondantes de champ sont symétriques et antisymétriques, respectivement. Comme les deux pics sont très prononcés, on s'attend comme précédemment à ce que le métamatériau ait une réponse de type magnétique au niveau de la résonance basse fréquence et une réponse électrique pour la résonance haute fréquence. Ceci est confirmé par l'extraction des paramètres effectifs de la structure comme le montre la figure 3.5.9. Les variations de perméabilité au niveau de la résonance magnétique sont encore plus prononcées que précédemment ce qui se traduit par un minimum de transmission encore plus fort.

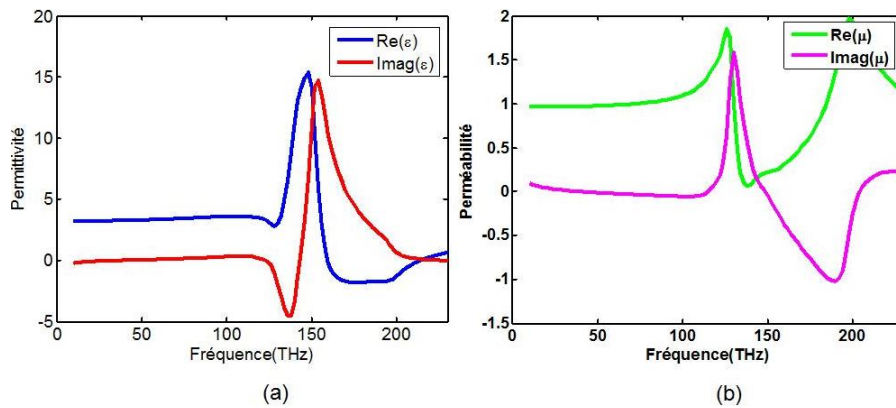


FIGURE 3.5.9 – (a) Permittivité pour la structure de 4 couches, la partie réelle (courbe bleue) et la partie imaginaire (courbe rouge). (b) Comparaison de l'extraction obtenue avec le modèle théorie considéré.

3.5.4 Résumé

Avec ces 4 exemples nous avons à présent une vision assez complète des propriétés du système de fils coupés superposés et non décalés. Dès que la structure présente plusieurs couches, une levée de dégénérescence des modes intervient, le mode basse fréquence donnant lieu à une réponse magnétique alors que le mode haute fréquence donne lieu à une réponse électrique. La réponse magnétique est pratiquement invisible pour des structures à deux niveaux mais devient de plus en plus forte quand l'empilement devient plus important. Ces résultats montrent que la réponse effective du milieu dépend fortement du nombre de couches à cause du couplage entre les fils. Il est donc très important de modéliser le système avant de passer à la fabrication. La dernière figure illustre ce cas en superposant tous les spectres de transmission discutés jusqu'à présent : on y voit le dédoublement des pics quand on passe d'une à deux couches, puis un déplacement et un élargissement de plus en plus important de la bande de réflexion quand le nombre de couches de l'empilement augmente.

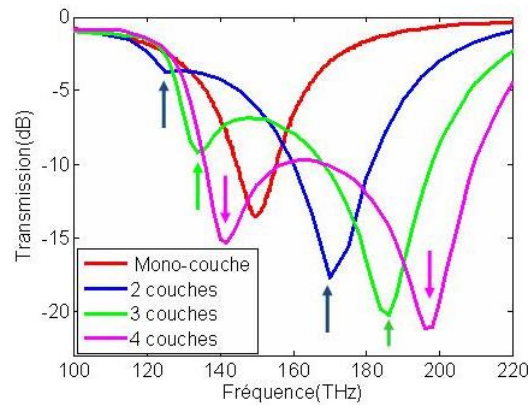


FIGURE 3.5.10 – Comparaison de spectre de transmission en fonction de la fréquence pour les structures mono, deux, trois et quatre couches

3.6 Etude paramétrique de la distance entre les niveaux

Jusqu'à maintenant on a considéré que la distance entre chaque niveau était de l'ordre de 100 nm . Ici on va étudier en détail les réponses et les propriétés de la structure en variant la distance h entre chaque niveau de 60 nm , 100 nm , 200 nm et 400 nm . Les autres dimensions de la structure sont identiques. L'épaisseur des fils d'or est 50 nm , la largeur est de l'ordre de 30 nm et la longueur est 440 nm . On a choisi de travailler sur la structure bicouche mais ces résultats peuvent être étendus aux autres cas de figure. Il faut enfin noter que les fils sont alignés.

Sur la figure suivante, les réponses optiques des structures d'épaisseur h différentes sont présentées. Les spectres ont dans tous les cas deux maximas qui correspondent aux modes symétrique et antisymétrique discutés précédemment. On voit que les pics se rapprochent lorsque la distance entre les niveaux de fils augmente, ce qui est tout à fait attendu puisque ceci traduit un couplage moindre entre les fils.

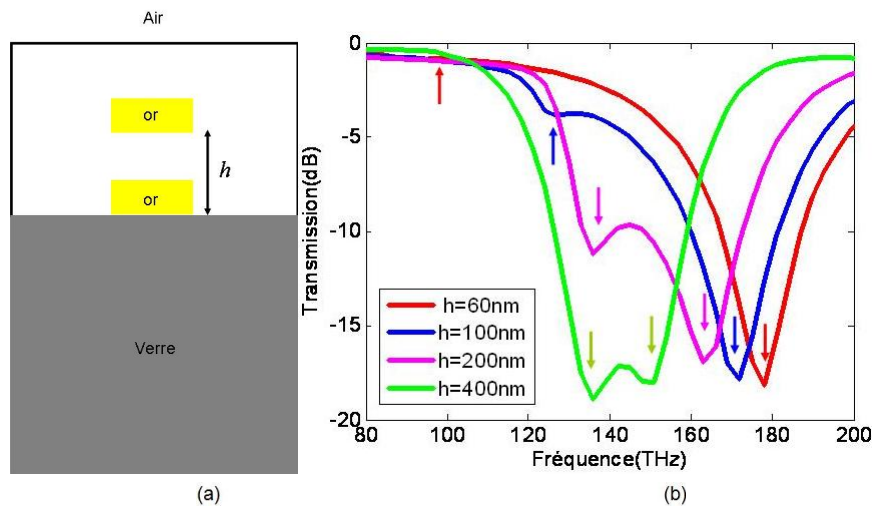


FIGURE 3.6.1 – Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour les différents épaisseurs entre les deux niveaux de fils coupés.

Par contre, il est important de noter que les deux pics ne fusionnent jamais, même si on augmente encore la distance entre les niveaux de fils (résultats non montrés sur la figure). Ceci ne signifie pas que les fils restent couplés, mais traduit simplement l'asymétrie de la structure : comme le montre la figure 3.6.1(a), le fil en contact avec le substrat est entouré d'un milieu diélectrique presque infini dans toutes les directions alors que le fil supérieur est simplement recouvert d'une couche de quelques dizaines de nm de diélectrique. Les résonances découplées des fils de la couche inférieure et ceux de la couche supérieure ne sont donc pas exactement à la même fréquence en raison de leurs environnements différents, ce qui se traduit par deux minima distincts pour l'épaisseur $h = 400 \text{ nm}$.

Afin d'étudier les propriétés de ces nouveaux systèmes, nous avons extrait les paramètres effectifs des structures. Sur la figure suivante les parties réelle et imaginaire de la permittivité ε , illustrées. Chaque courbe correspond à une valeur différente de l'épaisseur entre les deux fils dans la structure à 2 niveaux.

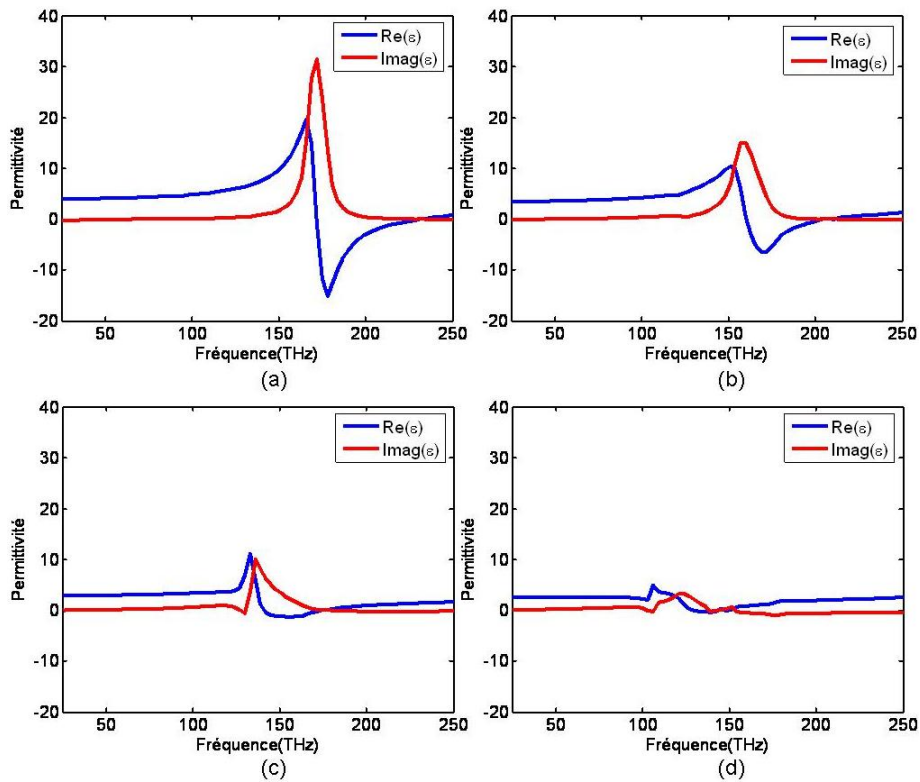


FIGURE 3.6.2 – Courbes de la permittivité des structures avec les épaisseurs de (a) $h = 60 \text{ nm}$, (b) $h = 100 \text{ nm}$, (c) $h = 200 \text{ nm}$, et (d) $h = 400 \text{ nm}$. Les courbes en bleu représentent la partie réelle et en rouge la partie imaginaire.

On remarque que lorsque la distance entre les deux fils devient grande, les valeurs de permittivité sont de plus en plus petites. Quand la distance entre les niveaux est minimum ($h = 60 \text{ nm}$), le couplage entre les fils est très fort, ce qui se traduit par une forte variation des valeurs de permittivité. De plus, la forme de la courbe correspond parfaitement à une allure lorentzienne alors que c'est de moins en moins le cas pour les épaisseurs plus grandes. En effet, on observe à partir de $h = 200 \text{ nm}$ l'apparition à basse fréquence d'un pic d'anti-résonance magnétique très similaire à celui discuté précédemment (voir section 3.5.2). Ceci est en réalité un artéfact de la procédure d'inversion : en effet, on voit que cette anti-résonance devient d'autant plus marquée que le pic de basse fréquence de la figure 3.6.1 devient important. Or ce pic ne devient important que pour les structures où le couplage est faible, c'est à dire pour les valeurs $h \geq 200 \text{ nm}$, car nous venons de voir dans le paragraphe précédent qu'il correspond à la résonance non couplée du fil supérieur. La procédure d'inversion, elle, interprète au contraire ce pic comme la manifestation d'un couplage inductif entre les fils, et produit donc cette anti-résonance magnétique qui n'existe pas en réalité. La

présence d'un tel artéfact pour les grandes épaisseurs n'est pas étonnante car ces structures ne sont plus à proprement parler des métamatériaux. En effet, les distances entre les fils deviennent proches de la longueur d'onde et il n'est donc plus possible de les homogénéiser correctement.

3.7 Conclusion

Pour les applications pratiques des métamatériaux, des structures en trois dimensions sont souvent nécessaires. Comme la taille des composants est beaucoup plus petite que la longueur d'onde incidente, la distance latérale et verticale conduit inévitablement à une forte interaction entre les éléments voisins. En conséquence, les propriétés optiques peuvent être sensiblement changées par rapport à celles d'un élément individuel métamatériaux. Ceci est analogue à la physique des solides, où les propriétés électroniques des solides peuvent considérablement varier de ceux des atomes individuels.

Dans notre analyse, nous avons démontré que le couplage joue un rôle dominant dans les propriétés optiques des métamatériaux à base de fils d'or coupés. Ce couplage donne lieu à une très grande diversité de réponses optiques en dépit de la simplicité apparente du système étudié : en variant le nombre de couches empilées ainsi que leur espacement, on peut obtenir des réponses allant d'une permittivité lorentzienne résonante pure à celles d'un milieu où la perméabilité magnétique devient également différente de l'unité. Bien que nous ne l'ayons pas montré ici, le couplage dépend également du décalage entre deux niveaux de fils consécutifs. Ce dernier point sera abordé lors de la vérification expérimentale de nos résultats dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Réalisation des métamatériaux

Dans ce chapitre, nous allons mettre en pratique les enseignements du chapitre précédent pour fabriquer et caractériser des métamatériaux tri-dimensionnels à base de fils d'or. Le travail central de ma thèse a été la mise au point d'une procédure de fabrication permettant de fabriquer de tels métamatériaux multicouches dans le régime optique (proche infrarouge). Le savoir faire que j'ai développé n'existait pas à l'IEF et nous a permis d'acquérir des compétences de fabrication à l'état de l'art international.

De nos jours, il existe plusieurs techniques pour réaliser des motifs de cette taille, comme par exemple les stratégies d'auto-assemblage [76], le nano-imprint [77, 78], la lithographie directe par faisceau d'ion (FIB) [79, 80] et la lithographie électronique [39, ?, 66, 81]. Chacune de ces approches comporte des avantages et des inconvénients. Toutes sont optimisées pour fabriquer des structures planaires. Les techniques d'auto-assemblage permettent de réaliser des réseaux de nanostructures à très grande échelle, de l'ordre de plusieurs cm^2 , mais la périodicité n'est souvent pas conservée sur toute la surface de l'échantillon. Le nano-imprint est également très performant pour fabriquer des structures de grande taille car il s'agit d'imprimer directement les motifs par contact mécanique avec un "master". La nano-impression consiste à dupliquer des motifs par pressage à chaud d'un moule dans un polymère déposé sur le substrat. La lithographie FIB est typiquement réservée à des échantillons de faible surface (typiquement $100\ \mu m$ par $100\ \mu m$) en raison du temps de gravure. En revanche, il s'agit d'une lithographie directe, c'est à dire qu'il n'y a pas besoin de passer par des phases d'enrésinement, de développement et éventuellement de lift-off. Ceci simplifie donc considérablement la procédure de fabrication. Enfin, la lithographie

électronique permet de fabriquer des nanostructures avec une définition très inférieure à 100 nm . Enfin, la lithographie électronique permet de fabriquer des nanostructures avec les précisions très inférieure à 100 nm . De plus, cette technique se prête particulièrement bien à la réalisation de structures multi-couches. En effet, le faisceau d'électrons utilisé pour l'écriture peut-être également utilisé comme dans un microscope à balayage électronique classique pour visualiser la surface de l'échantillon. Cette visualisation permet d'aligner les différents niveaux avec des croix d'alignement. C'est pour cette raison que nous avons opté pour cette technologie pour fabriquer nos métamatériaux multicouches.

Du fait de la complexité de fabrication et des propriétés optiques de ces structures, nous allons tout d'abord nous intéresser à des structures bidimensionnelles composées d'une seule couche de fils métalliques. Ceci nous permettra d'introduire les notions essentielles. Après quoi nous pourrons aborder les structures tri-dimensionnelles multicouches.

4.1 Processus de fabrication de structures monocouches

Nous nous intéressons tout d'abord à la fabrication et aux propriétés de réseaux planaires de fils métalliques sur substrat de verre. Pour fabriquer ces structures, l'échantillon doit être enrésiné, puis insolé par lithographie, après quoi on le développe puis on le recouvre de métal par évaporation et les structures sont finalement révélées par lift-off.

1. Enrésinement : Nous réalisons nos structures sur substrat de verre dont la surface fait 1 cm par 1 cm . La première étape de fabrication consiste à enrésiner ces substrats avec du POLYMÉTHACRYLATE DE MÉTHYLE (PMMA) à l'aide d'un spin-coater. C'est une résine positive et thermoplastique transparente, c'est à dire que la partie exposée aux électrons devient soluble au développeur. Pour contrôler l'épaisseur de résine, il est possible de jouer sur plusieurs paramètres. On peut en effet diluer la résine pour la rendre plus soluble, et donc réaliser des couches plus minces. D'autre part, l'épaisseur finale dépend de la vitesse de rotation, l'accélération et le temps de rotation (voir figure 4.1.1). Il faut préciser que les paramètres varient considérablement en fonction des résines utilisées, des substrats et qu'il n'existe pas de règle universelle pour enrésiner des substrats.

Le choix de l'épaisseur de la couche de résine dépend de deux paramètres principaux. Typiquement, plus la couche de résine est mince et plus les motifs seront bien définis. En revanche, il faut également trouver un compromis car nous verrons par la suite qu'un bon lift-off nécessite une épais-

leur minimale de résine. Ces raisons nous ont conduit à travailler avec des épaisseurs de PMMA de l'ordre de 100 nm . Une fois la résine appliquée, nous avons effectué un recuit à une température de 180°C pendant 2min (SOFT BAKE). Ceci permet d'éliminer le solvant résiduel et de solidifier la résine avant écriture.

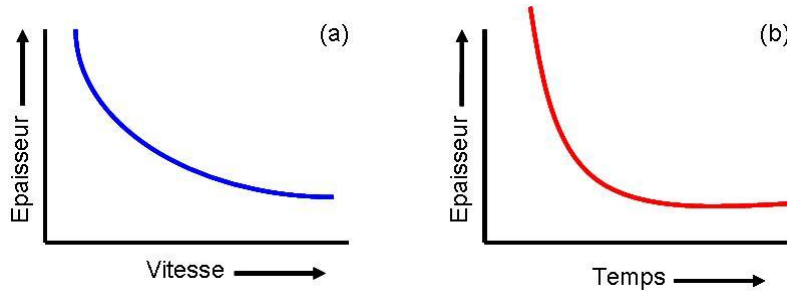


FIGURE 4.1.1 – (a) Variation de l'épaisseur en fonction de la vitesse de spin. (b) Variation de l'épaisseur par rapport au temps de spin.

Comme nous travaillons avec un substrat isolant, il importe de recouvrir la résine d'une couche conductrice pour évacuer les charges lors de l'étape de lithographie électronique. Dans la littérature, on constate que la majorité des groupes ont recours à une métallisation d'aluminium. Dans notre travail nous avons utilisé une résine conductrice car cette approche a permis une bien meilleure reproductibilité du processus de fabrication. Cette résine est une solution aqueuse sans solvant organique appelée Espacer 300Z. Son ingrédient principal est un polymère conducteur (*Isothianaphthenediyl Sulfonate*) et elle présente l'avantage de pouvoir être éliminée en trempant l'échantillon dans de l'eau. De plus, cette résine a un aspect noir ce qui permet de ne pas confondre en pratique les faces de nos échantillons transparents.

2. Lithographie électronique : La lithographie électronique est une dérivée du microscope électronique. Elle permet de dessiner directement l'image des motifs sur la résine, grâce à un faisceau d'électrons. La résolution dépend à la fois de la machine utilisée, de son environnement, de l'accélération, du type de résine, et du type de fabrication (gravure ou lift-off). Nous avons travaillé avec le système *Raith 150* en mode "ligne", c'est à dire que les fils sont définis par un seul passage du faisceau. Les paramètres typiques que j'ai utilisés sont une accélération de 20 kv et des doses de l'ordre de $1400\ \mu\text{C}/\text{cm}$. Mes structures sont composées de réseaux de fils occupant une surface de $93\ \mu\text{m}$ par $65\ \mu\text{m}$. Un temps d'écriture typique pour une

structure est d'environ 25 minutes. Ceci représente un temps conséquent puisque nous fabriquons jusqu'à 15 structures sur le même substrat, ce qui correspond à un temps d'utilisation de la machine de plusieurs heures, sans compter le temps de chargement et de stabilisation mécanique qui est de 4 heures au minimum.

3. Développement : Après l'étape de lithographie, la suivante est de développer le PMMA pour supprimer les régions exposées. Le PMMA, la résine utilisée dans ce travail, est le plus souvent développée en utilisant un mélange de methyl isobutyl kétone (MIBK) et d'alcool isopropylique (IPA). Nous avons développé nos échantillons pendant 1 minute 30 dans une solution MIBK :IPA avec un rapport 1 :3 en volume, ce qui conduit à des motifs dont les flancs sont bien droits voire légèrement en dévers.
4. Dépôt du métal : Dans notre travail on utilise la technique d'évaporation par faisceau d'électrons à l'aide d'un bâti Plassys (MEB 550S). Nous déposons tout d'abord 2 nm de Titane suivi de 50nm d'or. Le titane est utilisé comme couche d'accroche car l'or adhère très mal sur verre.
5. Lift-off : cette étape consiste à éliminer le masque de résine recouvert du dépôt métallique. A l'issue de cette étape ne restent que les motifs métalliques en contact avec le substrat de verre qui ont été définis par lithographie électronique. L'idée consiste simplement à immerger l'échantillon dans un solvant, de façon à dissoudre le PMMA. Cette réaction est relativement lente : dans notre cas, nous devons laisser nos échantillons dans un bain d'acétone pendant une journée afin de réaliser le lift-off.

Les différentes étapes détaillées sont illustrées sur la figure suivante :

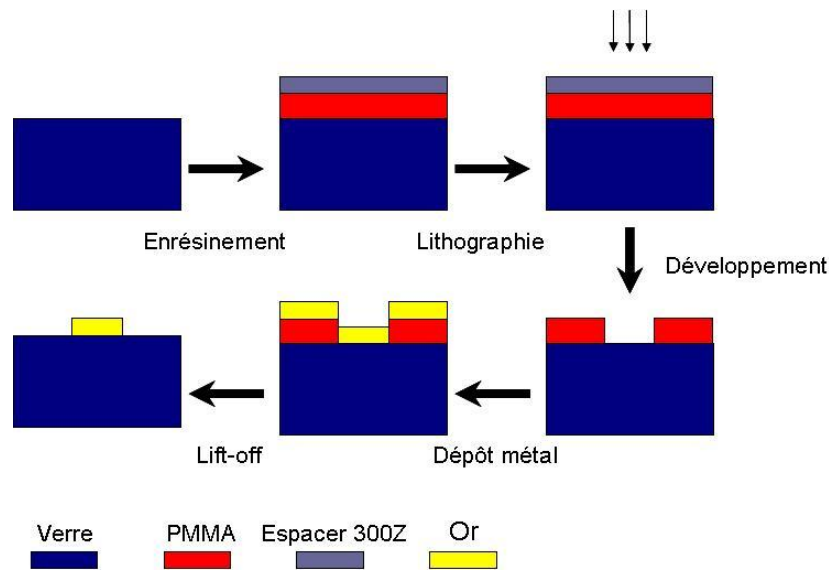


FIGURE 4.1.2 – Les étapes de la procédure de la réalisation monocouche (lithographie standard)

Les structures ont été fabriquées dans la salle blanche de la Centrale de Technique Universitaire de l'IEF. Après l'étape de fabrication, il est indispensable de s'assurer de la qualité des échantillons. Pour ce faire, notre outil d'observation principal a été le microscope électronique à balayage (MEB). Le principe de cet instrument consiste à balayer la surface avec un faisceau d'électrons et de récupérer le signal provenant de l'interaction des électrons avec l'échantillon. Des détecteurs permettent de détecter les électrons rétro-diffusés, les électrons secondaires et ainsi de former une image de la structure. Il faut noter qu'à chaque fois qu'on veut exposer l'échantillon aux électrons, on a besoin de le recouvrir de la résine conductrice Espacer 300Z afin d'éviter l'accumulation de charge dans le substrat isolant. En effet, cette accumulation de charges déforme totalement l'image et rend impossible des mesures précises sur l'échantillon.

Sur la figure suivante, nous présentons quelques images MEB des structures monocouches :

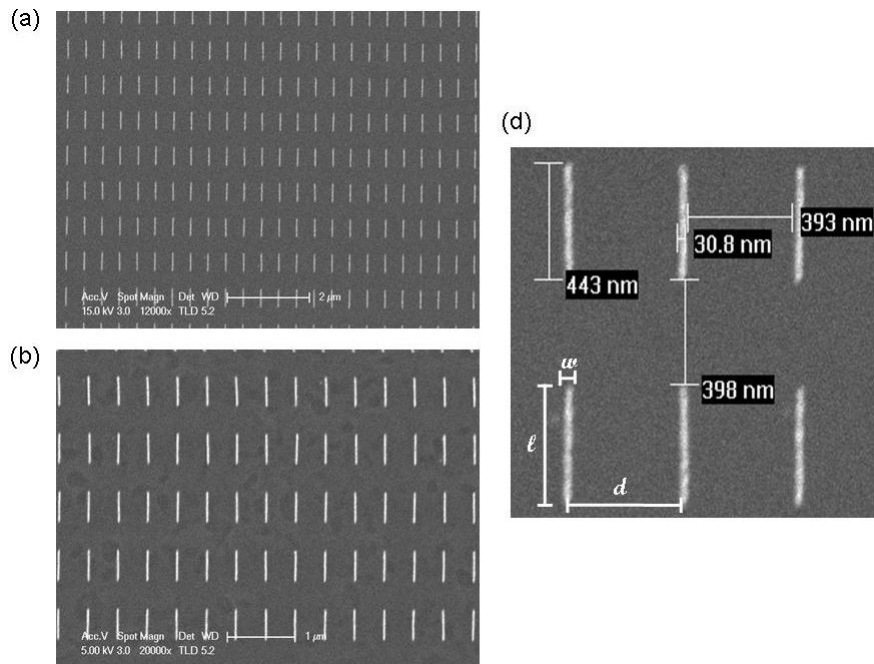


FIGURE 4.1.3 – Une structure mono-couche (avec différents grandissements) (a) et (b), (c) : les dimensions des fils finis $l = 440 \text{ nm}$, $w = 30 \text{ nm}$, $h = 50 \text{ nm}$, $d = 400 \text{ nm}$.

Sur la figure, l , w , h , d représentent la longueur, la largeur, l'épaisseur et la période des fils dans une cellule unitaire. Comme présenté sur la figure, la longueur, la largeur et la période sont de 440 nm , 30 nm et 400 nm respectivement. Nous avons effectué une caractérisation additionnelle de l'échantillon à l'aide d'un microscope à force atomique (AFM) pour déterminer l'épaisseur de métal déposé. Celle-ci est voisine de 50 nm .

Après l'étape de fabrication et d'observation, l'échantillon peut être caractérisé optiquement. Ceci a été fait à l'aide d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier dont je présente le principe ci-dessous.

Spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) :

Le composant principal d'un spectromètre FTIR est l'interféromètre de Michelson. Il va moduler chaque longueur d'onde du faisceau infrarouge de la source à une fréquence. L'interféromètre comporte un miroir fixe, un miroir mobile et un séparateur de faisceau. La figure suivante montre ces principes :

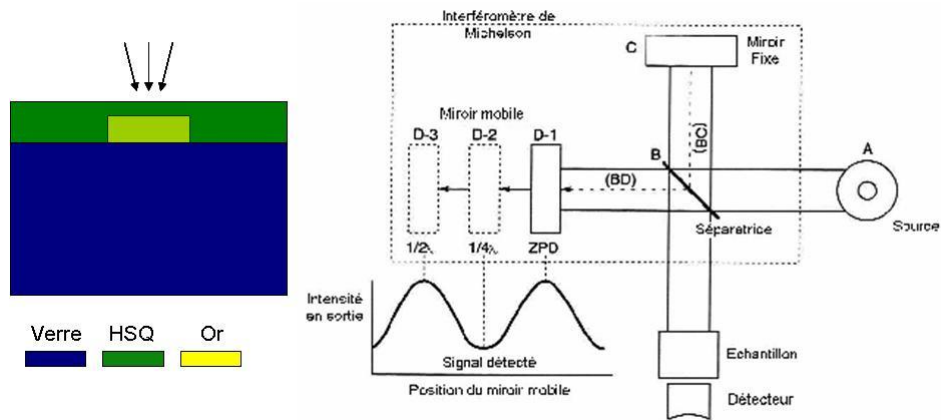


FIGURE 4.1.4 – Schéma d'un spectromètre à transformée de Fourier [82].

Comme on voit sur la figure 4.1.4, le faisceau lumineux va être divisé en deux parties. Un, qui continue son chemin vers la séparatrice et ensuite tombe sur le miroir mobile et le deuxième qui arrive sur le miroir fixe. Une fois transmis et réfléchis, les deux faisceaux se recombinaient. Des interférences destructives ou constructives apparaissent en fonction de la position du miroir mobile. Le faisceau modulé est alors réfléchi vers l'échantillon, où des absorptions interviennent. Le faisceau arrive ensuite sur le détecteur pour être transformé en signal électrique. En ce qui concerne notre structure, nous mesurons les spectres de transmission à l'aide d'un FTIR VARIAN 610 en incidence normale. De plus, comme les fils sont orientés selon une direction préférentielle, seule la polarisation parallèle à ces fils permet d'exciter les résonances plasmon. C'est pourquoi toutes nos mesures ont été réalisées en lumière polarisée parallèle à l'axe des fils d'or.

Pour commencer notre étude, nous mesurons le spectre de transmission de réseaux de fils expérimentaux et comparons ces données avec les résultats de simulations. La figure suivante présente les spectres de transmissions expérimentaux et numériques lorsque les fils sur verre sont directement en contact avec de l'air, ou alors recouverts d'une couche de silice qui a pour effet de symétriser les structures. Les spectres expérimentaux et les simulations montrent tous deux la présence d'un pic unique qui correspond à la résonance de plasmon localisée sur les fils [83]. De plus, il y a un très bon accord quantitatif sur la largeur et l'amplitude des résonances. En revanche, on remarque que la position expérimentale des pics n'est pas exactement celle des simulations. De plus, cette position semble largement indépendante de l'environnement des fils, puisque les deux spectres expérimentaux, l'un pris lorsque les fils sont en

contact avec l'air, et l'autre pris lorsque les fils sont recouverts de silice, ont une résonance proche de 160 THz . Cette grande insensibilité spectrale vis à vis de l'environnement des fils est inattendue car il est bien connu que les propriétés des résonances plasmons dépendent fortement du milieu dans lequel ils se trouvent. C'est d'ailleurs ce que prévoient les simulations qui montrent quant à elles un très net déplacement du pic vers les basses fréquences. Nous avons pu constater que cette différence de comportement entre mesures et calculs numériques était systématique pour cette géométrie de fils quelle que soit l'épaisseur de silice.

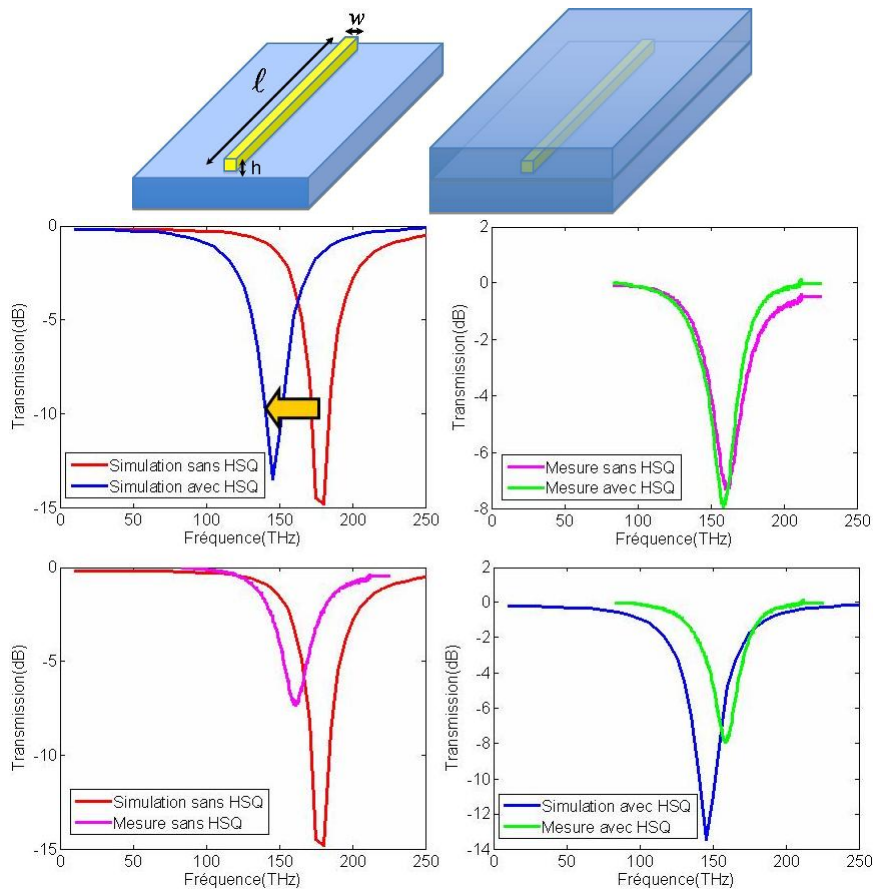


FIGURE 4.1.5 – Résultats de mesures et simulations pour une structure monocouche sans et avec 100 nm HSQ

Nous pensons que la très grande insensibilité spectrale des échantillons expérimentaux à leur environnement provient de la rugosité des fils fabriqués. En effet, la largeur de nos fils est de 30 nm environ, ce qui est du même ordre de grandeur que la taille des grains d'or qui se forment pendant la déposition.

De plus, nos fils sont plus hauts (50 nm) qu'ils ne sont larges (30 nm), ce qui correspond à un rapport d'aspect défavorable pour une déposition uniforme d'or. Pour tester cette hypothèse, nous avons alors fabriqué des fils avec un rapport d'aspect conventionnel, c'est à dire des fils plus larges (largeur 55 nm) et moins hauts (45 nm), ce qui minimise la rugosité. La figure suivante montre les spectres de transmission dans les mêmes configurations que précédemment : d'une part, lorsque les fils sont en contact avec de l'air, et d'autre part lorsqu'ils sont recouverts de silice. Dans ce cas, on observe le comportement attendu des résonances plasmons puisque celles-ci se décalent vers les basses fréquences lorsque l'indice au dessus des fils passe de 1 (air) à 1.4 (silice). De plus, les positions spectrales de ces pics sont en très bon accord avec les simulations numériques, à un décalage fréquentiel près qui signifie que le modèle que nous utilisons pour l'or n'est pas tout à fait représentatif du comportement de l'or déposé.

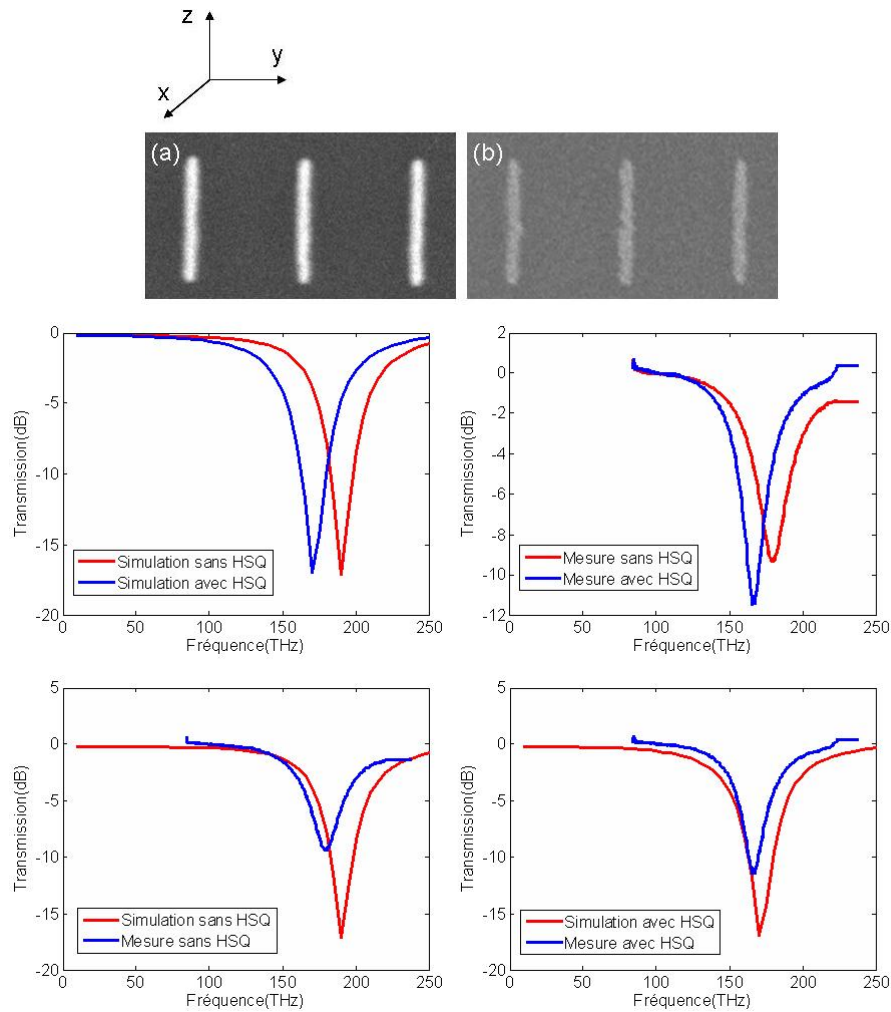


FIGURE 4.1.6 – Structures réalisées avec la largeur de 55 nm et l'épaisseur de $47 \pm 5 \text{ nm}$. (a) Structure mono-couche. (b) Structure deux niveaux sans décalages. Graphs : La comparaison entre les résultats de simulations et mesures dans le cas d'une première couche.

Nous venons de montrer tout le cycle de fabrication et caractérisation pour une structure planaire constituée d'un seul réseau de fils métalliques. A présent, nous avons tous les éléments pour discuter des structures de ce chapitre, c'est à dire des métamatériaux en trois dimensions composés de plusieurs couches de fils.

4.2 Réalisation de structures multi-couches

L'idée est de superposer plusieurs couches de fils l'une sur l'autre. Ceci peut se faire à condition d'espacer les couches par un diélectrique et de mettre des marques d'alignement sur chaque niveau afin de pouvoir se repérer et contrôler la position de nouveaux fils par rapport à ceux de la couche précédente. Concernant les fils d'or proprement dit, la fabrication s'effectue suivant la procédure de lithographie définie précédemment. Une fois les fils réalisés, il convient de les recouvrir d'une couche diélectrique. Plusieurs approches sont possibles, comme la pulvérisation d'oxyde ou l'utilisation de "verres liquides", c'est à dire de sol-gels pouvant se transformer en silice. Dans ce travail, nous avons opté pour une couche de verre obtenue à partir d'un sol-gel à l'état liquide. L'idée est que l'on peut appliquer le sol-gel sur l'échantillon par simple enrésinement, après quoi, on le transforme en silice en plaçant l'échantillon au four à 400°C pendant une heure. Il s'agit donc d'une technique rapide et bas coût, qui permet de contrôler des aspects importants tels que l'épaisseur de diélectrique déposée ainsi que la rugosité [84]. Nous utilisons pour cette étape un produit commercial : la résine FOX de Microchem à base d'Hydrogène Silsesquioxane (HSQ).

Une fois la couche de silice déposée sur l'échantillon, nous pouvons réaliser le nouveau niveau de fils d'or par lithographie électronique. Les niveaux supérieurs sont beaucoup plus difficiles à réaliser que la première couche de fils à cause des problèmes d'alignement. En effet, nous avons vu au chapitre 3 que les propriétés des structures multi-couches dépendent fortement du couplage entre les différents niveaux de fils. Il importe donc de contrôler parfaitement la position des différents niveaux. Dans notre cas, nous avons réussi à maîtriser ce paramètre crucial avec une précision (résolution) de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Pour cela, il a été nécessaire de charger l'échantillon dans le système de lithographie électronique plus de 12 heures avant le repérage des croix par le faisceau d'électrons afin de stabiliser au maximum l'échantillon mécaniquement et thermiquement. Après quoi, toutes les croix du niveau précédent étaient repérées systématiquement soit manuellement par visualisation directe avec le faisceau d'électrons, soit automatiquement, c'est à dire à l'aide d'un algorithme de reconnaissance du logiciel pilotant la machine. Ce n'est qu'après cette étape que les fils de la couche pouvaient être réalisés.

Cette étape de repérage et d'alignement sur les croix du niveau précédent a nécessité un temps de développement de plus de deux ans. La figure suivante montre les étapes de la fabrication d'une structure multicouches. A chaque fois que l'on veut déposer une couche supplémentaire, il faut répéter les étapes mentionnées ci-dessous, si bien que la fabrication d'un échantillon de 4 couches nécessite deux semaines entières de travail en salle blanche.

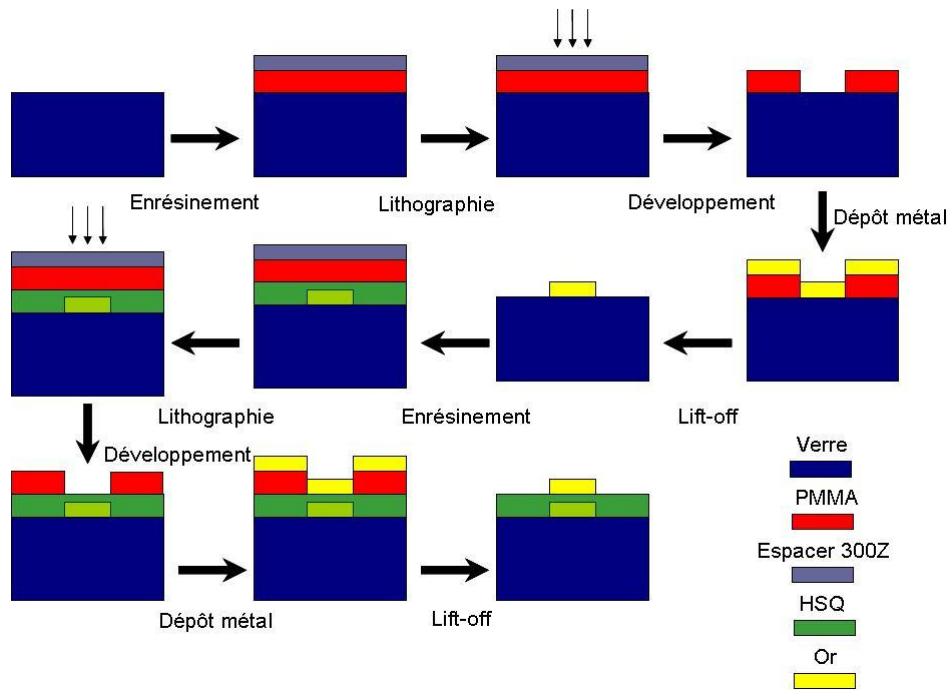


FIGURE 4.2.1 – Les étapes de la procédure de la réalisation multicouches.

4.3 Réalisation des structures alignées

Nous commençons notre étude avec des structures alignées, où chaque nouveau fil se trouve sous sa copie de la couche inférieure. La figure suivante montre quelques images MEB de structures bicouches (a), tricouches (b) et quatre couches (c).

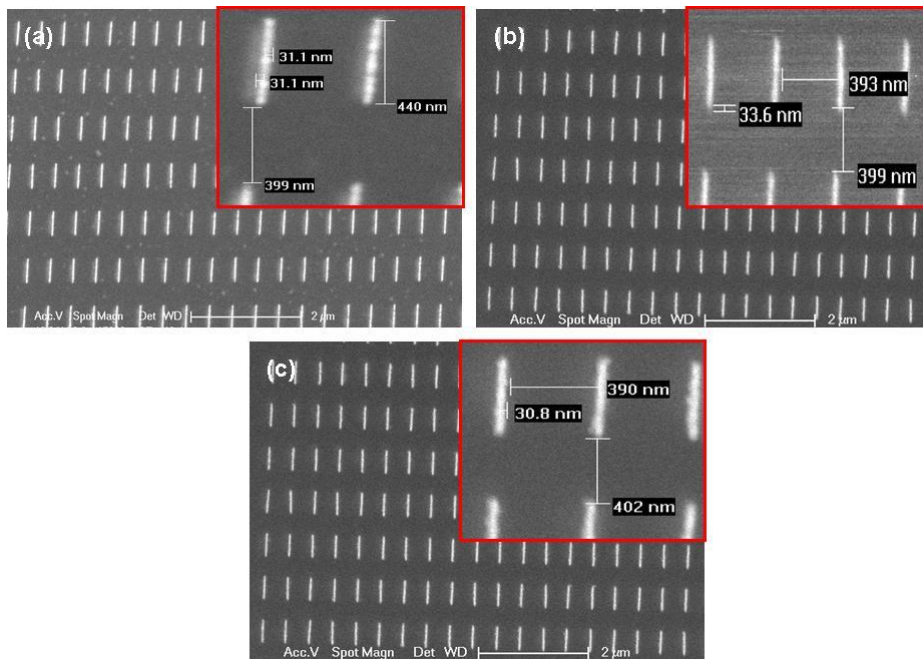


FIGURE 4.3.1 – Structures Alignées : (a) Deux niveaux. (b) 3 niveaux. (c) 4 niveaux.

Les dimensions des fils n'ont pas changé $l = 440 \text{ nm}$, $w = 30 \text{ nm}$, $h = 50 \text{ nm}$, $d = 400 \text{ nm}$ et l'épaisseur de HSQ dans toutes les structures considérée est égale à $100 \pm 5 \text{ nm}$.

Après la réalisation de ces structures on passe à leur caractérisation optique à l'aide du FTIR. Comme précédemment, nous mesurons le spectre de transmission des structures de façon à identifier les différentes résonances du système. Chaque échantillon est mesuré plusieurs fois au cours de la fabrication, de façon à comprendre comment le spectre évolue au fur et à mesure que l'on rajoute des niveaux supplémentaires de fils. Pour être encore plus systématique, nous avons enregistré les spectres à chaque fois qu'une nouvelle couche de fils était réalisée, puis à chaque fois que l'on recouvrait ce niveau de la couche de résine servant à séparer les fils du niveau supérieur.

La figure suivante présente les résultats des mesures pour un échantillon comptant 4 niveaux de fils alignés au final. Ces spectres correspondent à la situation où chaque couche est déjà recouverte de la résine FOX sur lequel on lithographiera le prochain niveau.

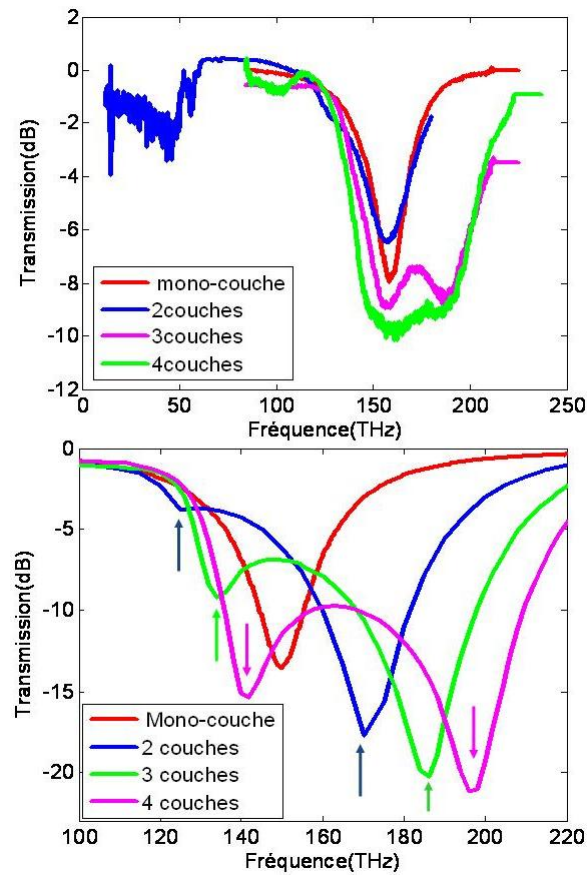


FIGURE 4.3.2 – Haut : Résultats de mesures pour les structures mono couche (courbe en rouge), 2 couches (courbe en bleu), 3 couches (courbe en violet) et 4 couches (courbe en vert). Bas : Résultats de simulations sur les mêmes structures.

Sur la figure on voit que le spectre de transmission de l'échantillon comporte une seule résonance lorsqu'il est à l'état de monocouche et deux pics principaux lorsqu'il comprend 2 ou 3 niveaux de fils. Ces deux pics se transforment ensuite en une bande d'absorption pour 4 couches de fils. Cette évolution est conforme aux prédictions numériques du chapitre 3 : le dédoublement du pic correspond à un couplage des résonances plasmons des différentes couches, ce qui conduit à une levée de dégénérescence du mode. De plus, ce couplage conduit également à un renforcement du pic de basse énergie et un décalage des résonances vers les hautes fréquences lorsqu'on augmente le nombre de niveaux de fils, ce qui est conforme aux simulations (cf Fig.4.3.2, courbe en bas de la figure).

Il importe de noter que les fils utilisés dans cette expérience sont ceux dont la résonance plasmon non couplée était décalée par rapport aux prédictions

numériques en raison de leur rapport d'aspect et de leur rugosité (cf section 4.1). Le fait que les structures multicouches ont une réponse expérimentale conforme aux simulations implique que les effets de couplage entre les différents niveaux de fils dominant et que les effets de rugosités deviennent mineurs.

Pour confirmer expérimentalement que l'apparition de nouveaux pics dans la Fig. 4.3.2 correspond à un couplage entre les différents niveaux de fils, nous avons étudié comment les spectres variaient en fonction de l'épaisseur de résine séparant les fils d'or. Pour cela, nous nous sommes focalisés sur le cas d'échantillons bicouches. Plusieurs paramètres peuvent être ajustés pour contrôler l'épaisseur de HSQ. D'une part, on peut modifier la vitesse et le temps d'enrésinement par spin-coating, puisqu'une vitesse élevée et un temps long se traduit par l'obtention de couches plus minces. D'autre part, on peut également diluer la résine, de façon à la rendre moins visqueuse ce qui permet de créer des couches très minces. C'est ce que nous avons fait pour réaliser des couches d'épaisseur inférieur à 100 nm, en diluant la résine HSQ avec du MIBK à proportion de 1 :4 en masse. Avant d'enrésiner les vrais échantillons, nous avons fait une série de test sur substrat de Si pour déterminer l'épaisseur de HSQ en fonction des différents paramètres d'enrésinement et de dilution. L'utilisation de Si permet de cliver le substrat afin de mesurer l'épaisseur de résine en coupe à l'aide d'un microscope électronique à balayage, comme l'illustre la figure suivante.

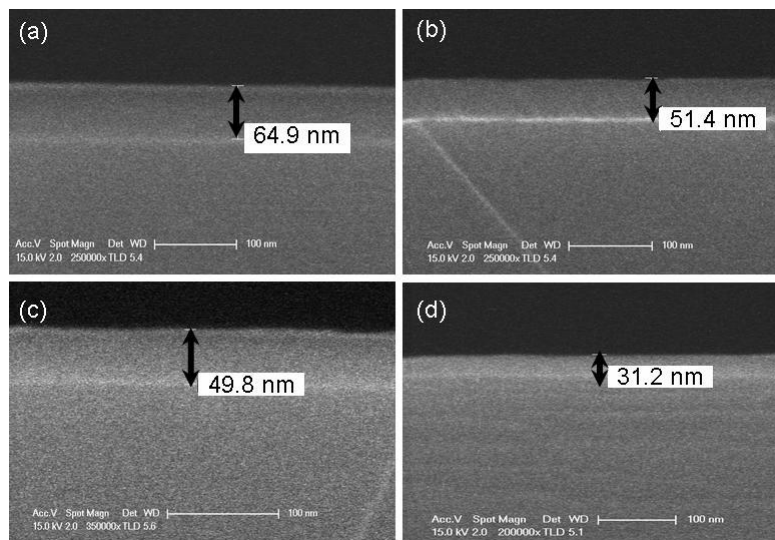


FIGURE 4.3.3 – Etude de l'épaisseur pour HSQ dilué dans du MIBK (1 :4 en masse) sur un substrat de Si avec différentes vitesse de l'enrésinement. (a) $V = 1000$ rpm/s, (b) $V = 2000$ rpm/s, (c) $V = 4000$ rpm/s et (d) $V = 6000$ rpm/s. Le temps de spin coating est 60 sec et le recuit d'une heure.

La figure ci-dessous résume les résultats des mesures pour des structures bicouches avec 4 épaisseurs de résine différentes : $h = 60 \text{ nm}$, $h = 100 \text{ nm}$, $h = 200 \text{ nm}$, $h = 400 \text{ nm}$. Il s'agit des mêmes séparations que celles étudiées numériquement au chapitre 3 et on retrouve exactement les mêmes tendances : levée de dégénérescence et séparation des résonances d'autant plus marquée que la distance entre les niveaux de fils d'or est faible. Ceci montre donc que l'origine du dédoublement du pic correspond bien à un couplage entre les niveaux de fils [85]. De plus, on constate expérimentalement que les pics ne fusionnent jamais à grande épaisseur ($h=400 \text{ nm}$) : nous avons expliqué ce résultat dans le chapitre 3 par le fait que les fils de la couche supérieure ne soient pas dans le même environnement que les fils de la couche inférieure (ils sont en effet recouvert d'une couche relativement fine de résine, et donc leurs résonances sont sensibles à l'interface avec l'air). De ce fait, les résonances individuelles des deux niveaux ne surviennent pas exactement à la même fréquence, d'où la présence de deux pics dans les spectres de transmission même lorsque les deux niveaux sont découplés.

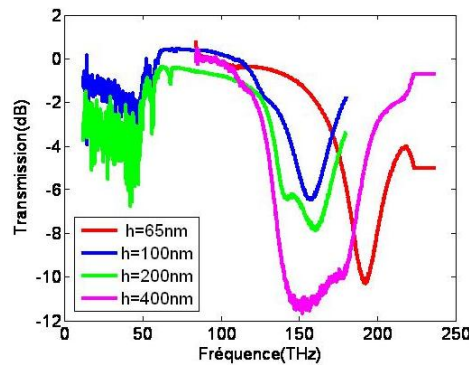


FIGURE 4.3.4 – Le spectre de transmission et réflexion pour une structure de bicouches avec différentes distances entre les dipôles.

4.4 Réalisation des structures désalignées

Jusqu'ici nous avons étudié des structures multi-couches où les différents niveaux de fils étaient parfaitement alignés les uns par rapport aux autres. Or en pratique, il est très difficile d'obtenir un alignement parfait et il est donc important de connaître l'influence du désalignement sur la réponse des structures. D'autre part, les structures désalignées peuvent représenter un intérêt en soi :

en effet, des études précédentes ont montré qu'un désalignement permettait de contrôler les résonances du métamatériau de façon à réaliser un indice négatif. Le désalignement entre deux réseaux de nanofils permet en effet de briser la symétrie de la structure et de superposer spectralement des modes excitables par le champ électrique et des modes excitables par le champ magnétique. On peut alors montrer que cette situation permet de superposer ces deux résonances et de réaliser des milieux effectifs où la permittivité ε et la perméabilité μ sont négatives simultanément, et donc d'obtenir un indice négatif [75]. Cet effet a été montré expérimentalement aux fréquences micro-ondes mais seulement numériquement aux longueurs d'onde optiques. L'objet de cette section est donc de discuter des propriétés de structures désalignées, à la fois pour comprendre la tolérance des échantillons vis à vis des erreurs d'alignement et pour dégager des lignes directrices pour fabriquer des métamatériaux optiques à indice négatif.

4.4.1 Structures désalignées avec une couche diélectrique de 100 nm :

Nous commençons notre étude avec des échantillons dont les différents plans de fils sont séparés par une épaisseur de 100 nm de résine HSQ transformée en silice. A cet effet, les couches de fils coupés sont décalées les unes des autres dans le plan horizontal xy (Figure 4.4.1) et on appellera dx et dy les déplacements relatifs suivant l'axe vertical z et l'axe horizontal y . Pour simplifier la discussion, nous nous intéressons tout d'abord à des structures bicouches avant d'évoquer le cas d'échantillons comportant d'avantage de couches de fils.

4.4.1.1 Structures bicouches désalignées suivant l'axe x :

Il s'agit de structures qui brisent la symétrie dans une seule direction. Ici on considère le déplacement suivant l'axe x . La figure 4.4.1 correspond aux structures optiques qui ont été réalisées dans notre étude.

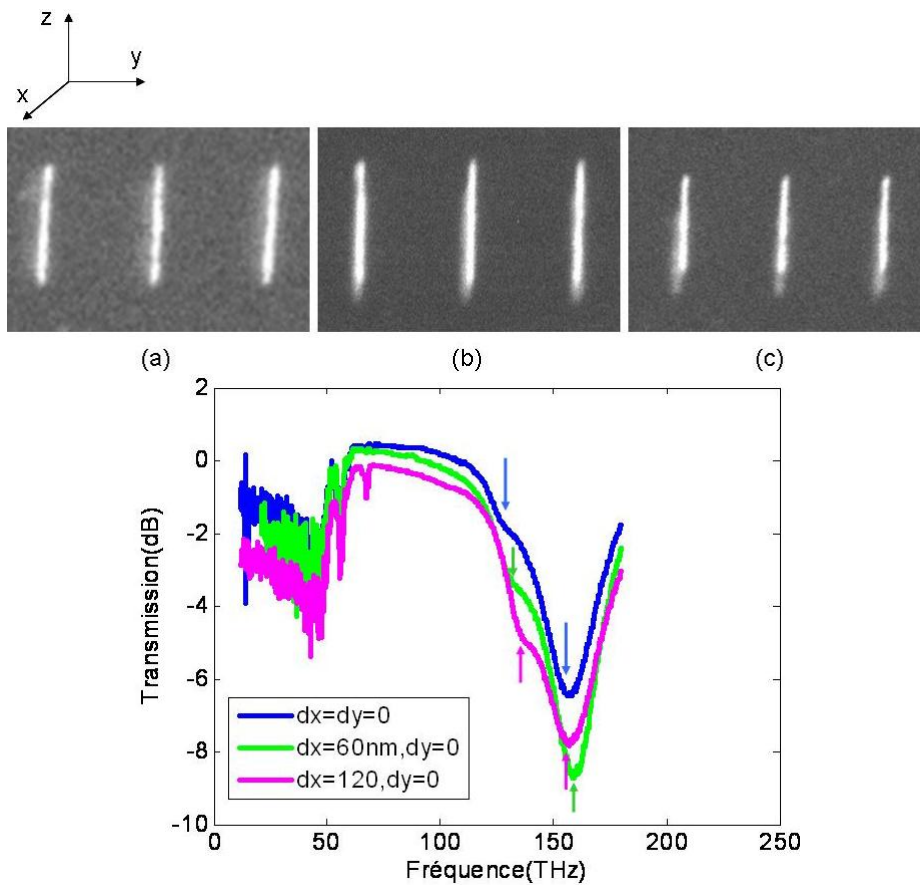


FIGURE 4.4.1 – Trois structures réalisées brisant le symétrie dans une direction. (a) $dx = 0 \text{ nm}$ (b) $dx = 50 \text{ nm}$ (c) $dx = 120 \text{ nm}$. Graph : Mesures des différentes structures avec les déplacements suivant l'axe x .

Il faut noter que la longueur des fils est égale à 440 nm et la largeur est de l'ordre de 30 nm . La première image de la figure montre une structure alignée, tandis que les deux autres sont des structures où le deuxième plan de fils est respectivement décalé de 50 nm et de 120 nm en x par rapport à la première couche. Sur la figure ci-dessus les réponses électromagnétiques mesurées de ces structures ont été illustrées. Comme précédemment, les spectres ont été obtenus à l'aide d'un spectromètre FTIR couplé à un microscope.

Les mesures montrent l'existence de deux résonances dans tous les cas (représentées par deux flèches), ce qui constitue un résultat attendu puisque nous savons que les résonances plasmons des deux plans de fils se couplent et donc génèrent des modes couplés. Dans le cas de fils parfaitement alignés, la résonance de plus basse fréquence (c'est à dire le mode antisymétrique) est beaucoup plus

faible que la résonance à haute fréquence. En augmentant le décalage entre les fils, nous constatons que le poids des deux pics se rééquilibre puisque l'amplitude du premier augmente alors que celle du second diminue. Ce résultat est la signature d'une plus forte hybridation entre les fils des différentes couches [85].

4.4.1.2 Structures bicouches désalignées par rapport à l'axe y :

Dans cette partie, les fils sont alignés selon l'axe vertical x mais la symétrie est brisée dans la direction horizontale y comme l'indique la figure 4.4.2 Les dimensions des structures n'ont pas changé (la longueur et la largeur des fils restent fixées à 440 nm et 30 nm).

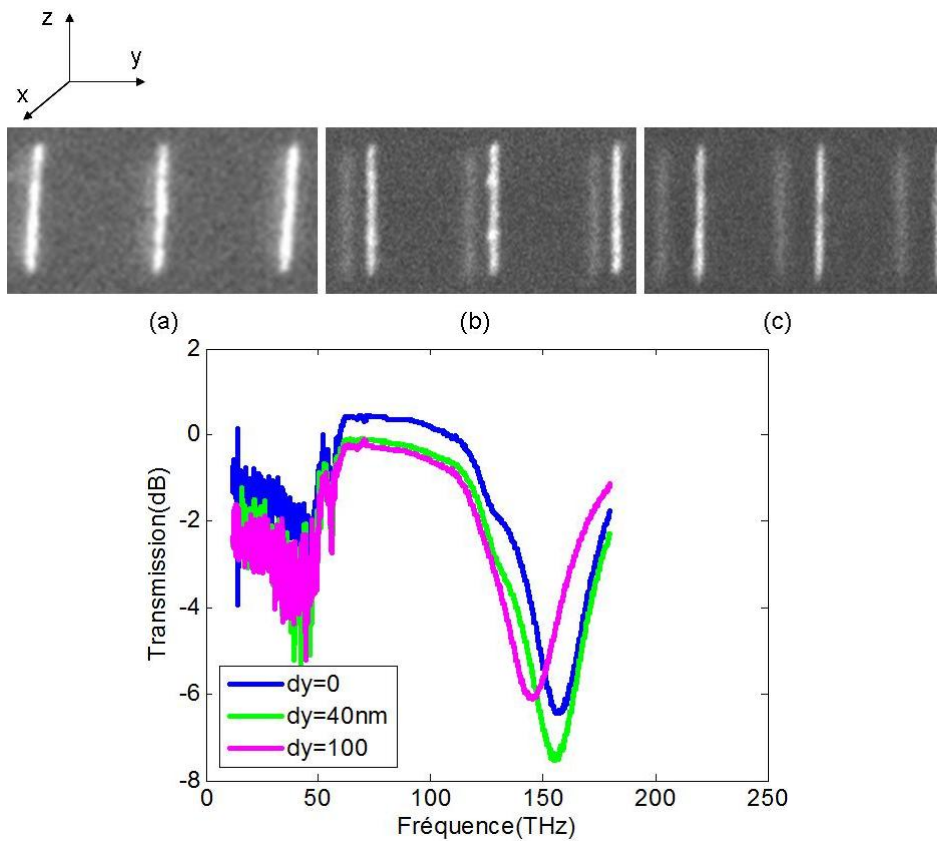


FIGURE 4.4.2 – Structures désalignées suivant l'axe y . (a) $dy = 0\text{ nm}$ (b) $dy = 40\text{ nm}$ (c) $dy = 100\text{ nm}$. Graph : Résultats de mesures sur les structures désalignées suivant l'axe Y , $dy = 0\text{ nm}$ (courbe bleu), $dy = 40\text{ nm}$ (courbe verte), $dy = 100\text{ nm}$ (courbe violette).

Comme précédemment, nous avons comparé la réponse des différentes structures en mesurant leur spectre de transmission à l'aide d'un spectromètre FTIR. Les résultats des mesures sont résumés dans la figure 4.4.2.

On constate que l'évolution spectrale des structures est très différente de la configuration précédente où les fils avaient été déplacés selon l'axe vertical x . Dans le cas présent, le décalage des fils suivant la direction horizontale y se traduit par un rapprochement des deux pics qui finissent par fusionner pour les décalages de 100 nm . En particulier les deux fréquences de résonances observées pour $dy = 0$ disparaissent. Cette évolution montre que le désalignement selon y conduit à un découplage des deux couches de fils puisque les modes redeviennent dégénérés. Cette évolution peut se comprendre aisément puisque les deux plans de fils ne se recouvrent plus lorsqu'on les désaligne suivant l'axe y (cf figure 4.4.2). Autrement dit, les résonances plasmon de chaque plan de fils ne peuvent plus se coupler avec la couche voisine à cause de l'éloignement entre les fils.

4.4.1.3 Structures désalignées dans deux directions x et y :

On considère maintenant le cas d'un déplacement des fils selon les deux directions x et y . Les deux figures suivantes montrent différents désalignements ainsi que les spectres de transmission correspondants.

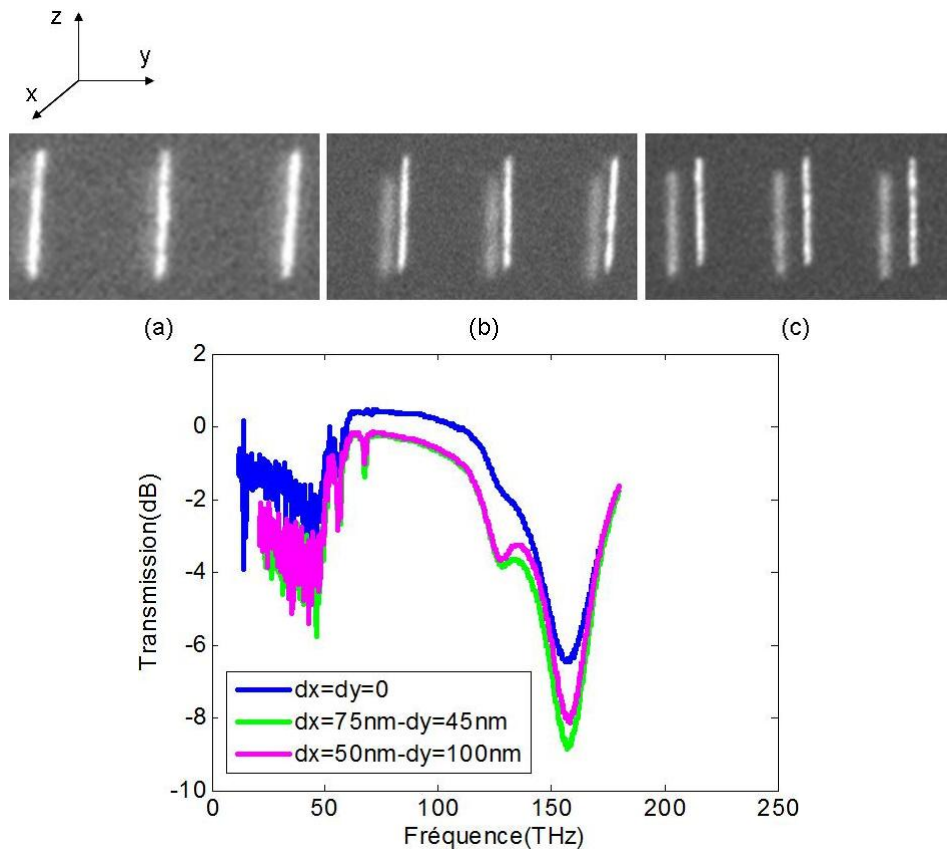


FIGURE 4.4.3 – Différents déplacement en x et y : (a) $dx = dy = 0 \text{ nm}$. (b) $dx = 75 \text{ nm}, dy = 45 \text{ nm}$. (c) $dx = 50 \text{ nm}, dy = 100 \text{ nm}$. Graph : Résultats de mesures pour les déplacement en x et y : Structure alignée (courbe bleu), $dx = 75 \text{ nm}, dy = 45 \text{ nm}$ (courbe verte), $dx = 50 \text{ nm}, dy = 100 \text{ nm}$ (courbe violette).

Ces résultats font apparaître un renforcement du pic de basse fréquence en fonction du décalage. Autrement dit, on retrouve un comportement proche de celui déjà observé pour les structures uniquement désalignées selon l'axe vertical x , mais ici amplifié par le 2^{ème} décalage. L'effet du décalage selon l'axe y est ici différent : en effet, nous avons vu précédemment qu'un décalage des fils de 100 nm était suffisant pour découpler entièrement les résonances des deux plans de fil uniquement désalignées selon y lorsque les fils restaient alignés en x . Nous remarquons ici que ce découplage n'a pas lieu lorsque les fils sont également décalés suivant l'axe x .

Pour vérifier la validité et la reproductibilité de ces résultats, nous avons répété cette étude systématique pour d'autres décalages en x et/ou y . A titre d'exemple, la figure ci-dessous montre que les mêmes tendances sont reproduites pour des décalages en x et/ou y de l'ordre de 60 à 110 nm .

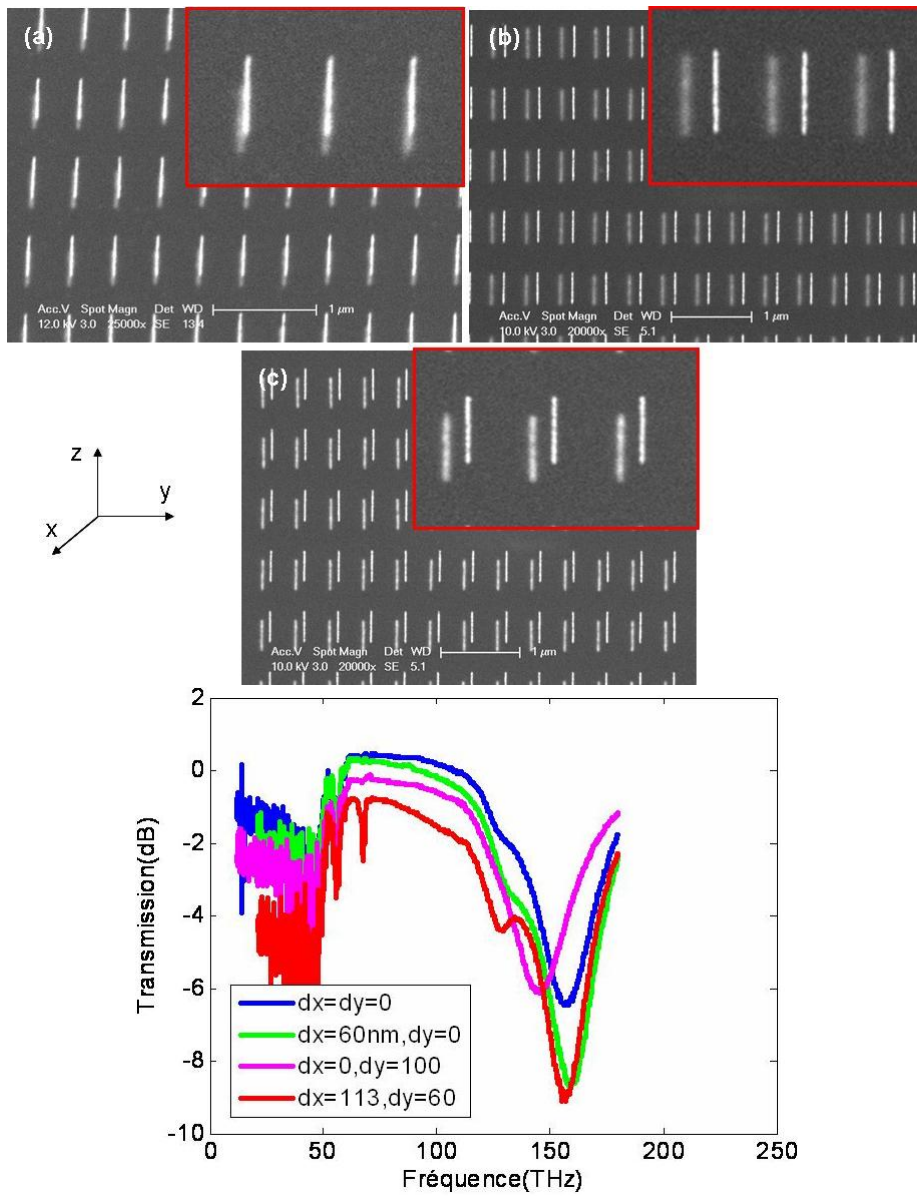


FIGURE 4.4.4 – (a) $dx = 60 \text{ nm}$. (b) $dy = 100 \text{ nm}$. (c) $dx = 113 \text{ nm}$, $dy = 60 \text{ nm}$. Graph : Comparaison de résultats de mesures sur les échantillons ayant les différents décalages suivant l'axe x, y et les deux directions.

4.4.1.4 Structures désalignées 3 et 4 niveaux :

Maintenant que nous avons établi le comportement de structures bicouches, nous pouvons aborder le cas beaucoup plus compliqué de structures multi-

niveaux. Dans cette section, nous considérons à titre d'exemple la réponse électromagnétique de quelques structures comportant 4 plans de fils. La figure ci-dessous montre un exemple d'une telle structure, avec des images MEB et des spectres de transmission pris à différentes étapes de sa fabrication. La première image montre les deux premières couches de fils, la deuxième image montre la 3ème et la seconde couche de fils et la dernière image montre la 4ème et la 3ème couche de fils. Notons qu'il n'est pas possible de visualiser tous les niveaux à la fois en raison de la trop grande épaisseur de diélectrique séparant les différents plans de fils.

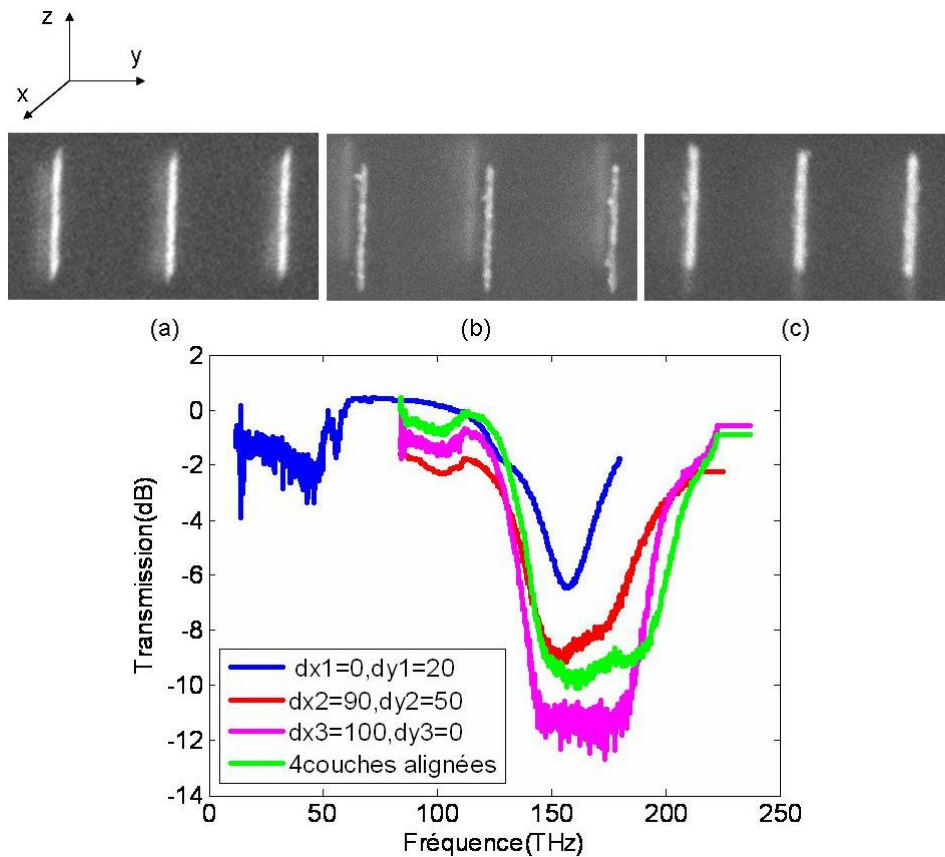


FIGURE 4.4.5 – Images d'une structure à 4 niveaux avec les différents déplacements dans les deux directions x et y (a) $dx_1 = 0$, $dy_1 = 20$ nm (b) $dx_2 = 90$ nm, $dy_2 = 50$ nm (c) $dx_3 = 100$ nm, $dy_3 = 0$. Les déplacements sont ici mesurés par rapport à la couche immédiatement inférieure (l'indice 1 dénote le décalage entre la 1ère couche et la deuxième couche, l'indice 2 dénote celui entre la 2ème et la 3ème couche et l'indice 3 dénote celui entre la 3ème et la 4ème couche). Graphe : La réponse électromagnétique d'un échantillon non symétrique avec 4 niveaux de fils coupés en or.

Les spectres de transmission de la figure 4.4.5 représentent l'évolution spectrale de la structure lorsque les différentes couches sont ajoutées. De plus, nous avons ajouté sur la courbe le spectre de transmission d'une structure composée de 4 couches alignées. On remarque que cette courbe est très voisine du spectre de la structure 4 couches désalignées, mais avec un décalage en haute fréquence. Ce résultat particulier n'est pas représentatif cependant d'un comportement général puisque la réponse dépend fortement des couplages entre les différentes couches de fils.

Pour interpréter ce résultat, il faut noter que les pics expérimentaux des structures à 4 niveaux sont très difficiles à distinguer, et que leur superposition donne lieu à une bande absorbante. La position de ces résonances dépend sans doute de l'alignement entre les plans de fils, mais leur superposition donne au final la même allure expérimentale de spectre. Nous savons que cet effet provient du fait que les pics sont larges et proches entre eux. Nous savons cependant qu'il est possible de créer des structures où les pics sont bien distincts en diminuant l'épaisseur du diélectrique entre les différents niveaux de fils (voir section 4.3). C'est ce que nous allons étudier avec plus de détails dans la section qui suit.

4.4.2 Structures désalignées avec une couche diélectrique de 65nm

Dans cette section, nous poursuivons l'étude des structures désalignées mais pour des niveaux de fils séparés de 65 nm de HSQ. Nous avons vu dans le cas des structures bicouches (section 4.4.1) que cette épaisseur plus fine de diélectrique renforçait les interactions entre les fils, et donc générerait des modes couplés dont les pics de résonances étaient plus éloignés les uns des autres. La figure 4.4.6 présente des images d'échantillons à 3 et 4 couches. On remarque que contrairement aux structures précédentes, il est possible de visualiser tous les plans de fils en même temps du fait de l'épaisseur plus faible de HSQ entre les niveaux.

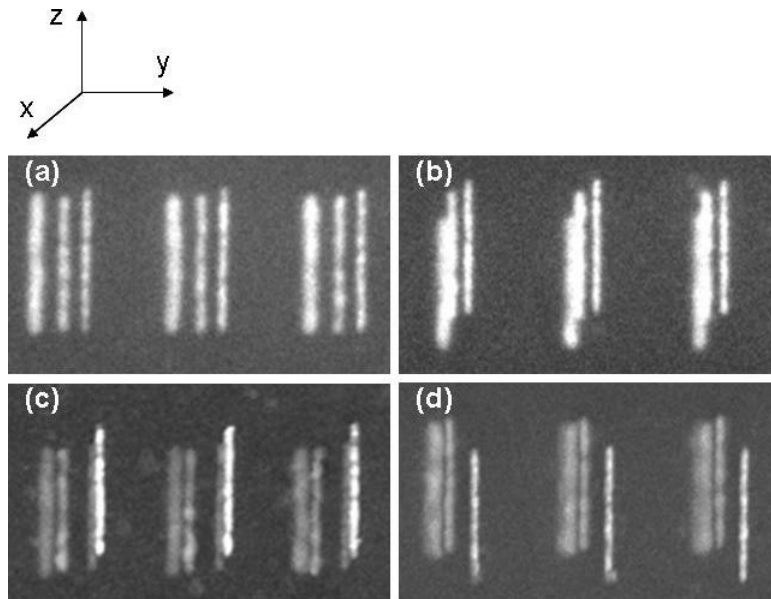


FIGURE 4.4.6 – Structures réalisées en multi-couches avec une épaisseur de 65 nm pour la couche diélectrique entre les niveaux. (a) $dx_1 = dx_2 = 0$, $dy_1 = 80\text{ nm}$, $dy_2 = 60\text{ nm}$. (b) $dx_1 = 80\text{ nm}$, $dy_1 = 0$, $dx_2 = 30\text{ nm}$, $dy_2 = 50\text{ nm}$. (c) $dx_1 = dx_2 = 0$, $dy_1 = 50\text{ nm}$, $dy_2 = 100\text{ nm}$, $dx_3 = 50\text{ nm}$, $dy_3 = 20\text{ nm}$. (d) $dx_1 = dy_1 = 0$, $dx_2 = 30\text{ nm}$, $dy_2 = 40\text{ nm}$, $dx_3 = 90\text{ nm}$, $dy_3 = 70\text{ nm}$.

Les résultats de mesures de ces 4 échantillons sont présentés sur la figure suivante. Contrairement au cas des structures de la section précédente, où les fils étaient séparés par une épaisseur plus grande de HSQ, les spectres révèlent des pics bien marqués et non pas une simple bande d'absorption. Ceci permet de mieux comprendre la sensibilité des différentes résonances en fonction du décalage entre les fils. On remarque que l'effet principal d'un désalignement est une variation de la position et de l'amplitude des différents pics mais leur largeur reste relativement constante. Ces résultats montrent combien la réponse des métamatériaux multi-couches dépend de la position relative des niveaux de fils.

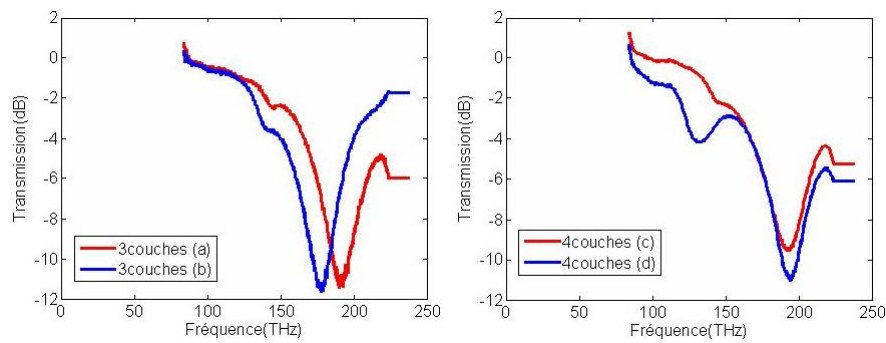


FIGURE 4.4.7 – Résultats de mesures des structures 3 et 4 couches avec une épaisseur de 65 nm de la couche diélectrique entre chaque niveaux.

Avant de conclure cette section, il est utile de noter que les effets de désalignement peuvent être prédits de façon très précise par les simulations numériques. La figure ci-dessous reprend les spectres des structures précédentes et les compare avec des calculs effectués à l'aide d'HFSS. On constate un excellent accord entre les différentes courbes, à la différence près que les amplitudes des minima sont beaucoup plus marquées dans le cas des simulations. Comme nous le verrons dans la section 4.5, cette différence s'explique par le fait que nos structures expérimentales sont éclairées à l'aide d'un faisceau convergeant alors que les simulations sont effectuées avec une onde plane à incidence normale. Notons par ailleurs que les fils utilisés sont ceux dont le comportement était très différent de celui prévu par les simulations pour les échantillons monocouches (voir section 4.1), et ceci en raison de leur rapport d'aspect et de la rugosité associée. Il est remarquable de constater que le comportement de tels fils pouvait être fidèle aux simulations numériques dès lors que l'on passe à des structures multicouches. Ce résultat indique que les effets de couplage prédominent dans ces métamatériaux et que la réponse individuelle des fils, notamment celle due à leur rugosité, est effacée.

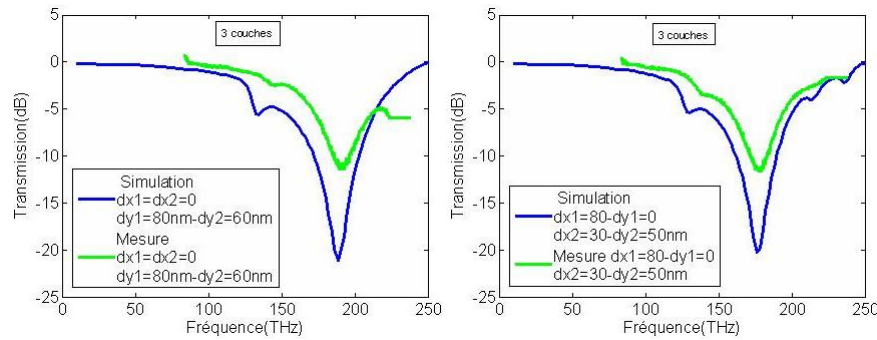


FIGURE 4.4.8 – Les deux structures 3 couches avec les différents déplacements en x et y.

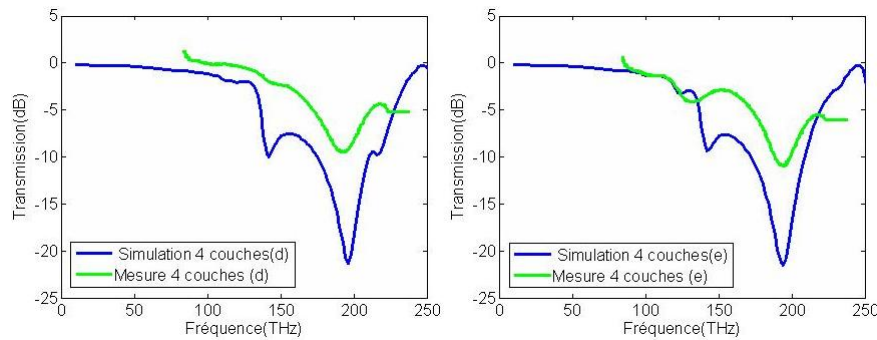


FIGURE 4.4.9 – Deux structures 4 couches avec différents déplacements en x et y.

4.5 Propriétés effectives

Les métamatériaux optiques peuvent être raisonnablement décrits en termes de paramètres électromagnétiques effectifs. Comme montré dans le chapitre précédent, la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique peuvent être en principe obtenues par inversion des coefficients de Fresnel si l'on connaît les facteurs de transmission et de réflexion des structures en amplitude et en phase.

Dans les micro-ondes, la mesure de la phase n'est pas difficile à condition de disposer d'un analyseur de réseau. Par contre, en optique, tous les détecteurs sont quadratiques, c'est à dire qu'ils permettent uniquement de mesurer le module au carré de la transmission et de la réflexion et non pas la phase et l'amplitude des ondes. Pour obtenir de telles informations, il faut avoir recours

à des montages interférométriques. L'idée est que le faisceau va accumuler un certain retard ou une avance de phase en traversant le métamatériau. On peut mesurer cette différence de phase à condition de faire interférer le faisceau avec un faisceau de référence qui n'est pas passé par l'échantillon. La mesure interférométrique peut se faire à l'aide d'un montage adapté qui crée le faisceau sonde et le faisceau de référence et qui les recombine en sortie d'échantillon. On peut également utiliser un seul faisceau à condition d'avoir un échantillon composé d'un réseau de diffraction alternant des zones recouvertes de métamatériaux et des zones sans structures [75, 29]. Dans ce cas là, on mesure les interférences directement produites à la surface de l'échantillon.

Dans notre thèse, nos mesures ont été effectuées à partir d'un FTIR qui ne se prêtait pas à la mise en place d'un banc interférométrique et il aurait été très difficile de créer des réseaux de diffraction avec nos structures multi-couches pour des raisons d'alignement. En revanche, il est toujours possible d'effectuer une mesure indirecte des paramètres effectifs de nos échantillons en comparant les spectres de transmission expérimentaux avec ceux des simulations : si l'on obtient un bon accord entre les calculs et les mesures, alors on peut supposer que les simulations donnent également des prédictions justes en ce qui concerne la phase des ondes réfléchies et transmises. De ce fait, nous pouvons extraire les paramètres effectifs des structures modélisées et admettre avec une bonne approximation qu'il s'agit des paramètres expérimentaux. Cette approche est d'ailleurs celle qui est la plus souvent utilisée dans la littérature et a été proposée pour la première fois par l'équipe de Shalaev en 2005 [39].

La figure ci-dessous illustre la technique d'extraction indirecte pour l'une de nos structures bi-couches. La figure 4.5.1(a) montre le spectre expérimental de transmission superposé aux calculs numériques. On constate que les deux courbes prédisent les résonances aux mêmes fréquences, avec des largeurs presque identiques, mais que l'amplitude du pic principal est beaucoup plus marquée dans les simulations que dans les mesures. Cette différence dans l'amplitude du pic provient du mode d'illumination des échantillons : dans les simulations, la structure est éclairée au moyen d'une onde plane à incidence normale alors que dans les mesures, le faisceau du FTIR que l'on utilise possède un demi-angle de divergence de 40 degrés. Dans ce cas de figure, le degré d'excitation de la résonance diminue avec l'angle, ce qui explique pourquoi le pic expérimental est moins marqué que dans les simulations.

Puisque les différences spectrales entre les mesures et les calculs ne proviennent que du mode d'illumination, nous pouvons en conclure que notre modèle fournit une bonne description de l'échantillon réel. Nous pouvons donc utiliser les coefficients complexes de transmission et de réflexion donnés par les simulations pour remonter à la permittivité effective de la structure. Les résul-

tats de l'extraction apparaissent sur la figure 4.5.1(b). Comme on s'y attend, cette permittivité est résonante à la fréquence du minimum de transmission et permet d'obtenir une riche palette de réponses électriques. Notons également la présence subtile de la résonance magnétique vers 120 THz qui correspond à l'excitation faible du pic de basse fréquence.

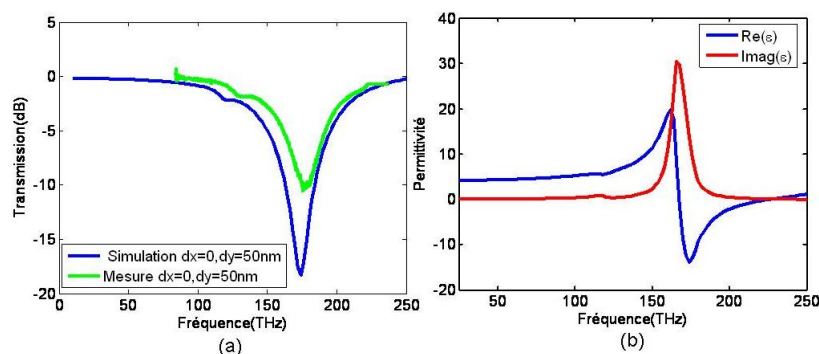


FIGURE 4.5.1 – (a) Spectre de transmission, mesure et simulation pour une structure double couche ayant un anti-symétrique dans la direction x . (b) Partie réelle et imaginaire de la permittivité.

Dans cet exemple, nous avons uniquement considéré le cas d'une structure bicouche mais comme nous l'avons vu précédemment dans ce chapitre, les simulations sont toujours en bon accord avec les mesures, y compris pour des métamatériaux à 3 et 4 couches (voir par exemple figs. 4.4.8 et 4.4.9). Nous pouvons donc en conclure que les paramètres effectifs obtenus pour des structures multi-couches simulées dans le chapitre 3 peuvent être réellement réalisés avec des échantillons réels. En particulier, nous avons vu que les structures à 3 et 4 couches donnaient lieu à une excitation marquée de la résonance magnétique et donc à une perméabilité effective différente de 1. Cette conclusion se généralise aux échantillons étudiés dans ce chapitre.

4.6 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté la partie centrale de cette thèse, c'est à dire la réalisation de métamatériaux tridimensionnels opérant dans l'infrarouge. Pour ce faire, nous avons adopté une stratégie d'empilement de structures planaires fabriquées par lithographie électronique. Les principaux inconvénients de cette technique sont le temps nécessaire à la réalisation et l'importance de l'alignement entre les différents niveaux. Les avantages sont la possibilité de réaliser des motifs extrêmement précis et donc de contrôler les propriétés optiques des échantillons.

Notons qu'il n'existe pas à l'heure actuelle d'autres approches que celles de l'empilement pour fabriquer de tels échantillons. Il existe des outils permettant de fabriquer directement des structures tridimensionnelles par polymérisation à deux photons mais la taille des motifs ainsi réalisés est environ un ordre de grandeur supérieur à celui de nos métamatériaux. Il s'agit donc d'une technique qui pourrait être employée à plus basses fréquences mais pas dans l'infrarouge qui est l'objet de notre étude.

Nous avons réalisé une étude systématique afin d'étudier le comportement des structures, et notamment les effets d'interaction entre les différents niveaux. Nous avons pu montrer que la réponse optique des structures était dominée par les résonances de plasmon excitées sur les motifs, et que les résonances des différents niveaux se couplaient entre elle. Ce couplage donne lieu à une levée de dégénérescence des pics et peut être contrôlé en ajustant la séparation entre les niveaux et le décalage des différents plans de motif. Ces données expérimentales sont en très bon accord avec les simulations. Il est intéressant de noter que des différences entre mesures et calculs existent pour des structures purement bidimensionnelles composées d'un seul niveau de motifs métalliques en raison des défauts de fabrication. Par contre, ces différences s'estompent pour les structures multicouches, ce qui indique que le comportement de la structure est dominé par les effets de couplage entre les niveaux et non pas par les défauts de fabrication.

Le fait que nous ayons un très bon accord entre les spectres expérimentaux et les simulations est très important pour rechercher les propriétés effectives des métamatériaux. Comme nous l'avons vu au chapitre 3, ces propriétés s'obtiennent par inversion des coefficients de Fresnel, ce qui nécessite de connaître à la fois l'amplitude et la phase des ondes transmises et réfléchies. Comme les expériences ne permettent pas de mesurer la phase, il est néanmoins possible de vérifier que les spectres de transmission expérimentaux sont bien reproduits par les simulations, ce qui permet d'utiliser les simulations pour effectuer la procédure d'inversion permettant d'accéder aux paramètres effectifs.

Conclusion générale :

Au cours des dix dernières années, il y a eu des progrès dans le développement des métamatériaux. Beaucoup d'efforts ont été faits dans les micro-ondes et le régime THz et la plupart des concepts de base ont fait leur preuve en infrarouge et visible. Dans cette thèse nous avons montré que malgré les limites significatives des métamatériaux optiques actuels, en particulier les structures métalliques en raison de leur coefficient d'absorption élevé dans le domaine infrarouge et visible, ces métamatériaux planaires peuvent être utilisés pour contrôler la propagation des signaux optiques dans des circuits photoniques. Nous avons illustré ce point par la conception d'un adaptateur de mode pour coupler le signal se propageant dans un guide d'onde large vers un guide étroit. Bien que les adaptateurs de modes soient répandus, c'est avant tout le principe sur lequel repose notre démonstrateur numérique qui est novateur : en effet, notre couche de métamatériau présente un gradient d'indice qui imite une compression topologique de l'espace. Autrement dit, il s'agit d'un exemple d'application des techniques de transformation d'espace qui ont été développées pour les métamatériaux et qui ont notamment permis la mise au point de capes d'invisibilité dans les micro-ondes. Comme le montre l'exemple de notre adaptateur, de telles transformations sont également à portée de réalisation en optique guidée. Enfin, il est important de souligner que la couche de métamatériau émulant un espace transformé est posée sur le guide d'onde dont on contrôle le signal, ce qui permet de la réaliser à l'aide des techniques de nanotechnologies planaires qui existent actuellement.

Pour réaliser un tel adaptateur ou d'autres fonctionnalités reposant sur le même principe, il importe de se demander quelle géométrie de métamatériau utiliser. Il est difficile de répondre à cette question car cela suppose de développer des techniques d'homogénéisation en optique guidée qui n'existent pas à l'heure actuelle et qui pourraient faire l'objet d'une thèse théorique à part entière. Dans notre thèse, nous avons abordé l'étape intermédiaire de conception de métamatériaux sur substrat pour l'espace libre. Une telle étude, qui utilise un métamatériau au dessus d'un substrat qui peut être guidant, est une étape

indispensable en vue de l'utilisation des composites artificiels en optique guidée. Nous avons simulé et mesuré des structures dont nous avons pu extraire les propriétés optiques effectives à l'aide d'une technique d'inversion des coefficients de Fresnel développée par l'équipe.

Nos échantillons proprement dits consistent en des réseaux de fils coupés superposés les uns sur les autres. D'un point de vue conceptuel, nous avons vu que l'on pouvait tirer une grande palette d'effets physiques (comme contrôle des réponses électrique et magnétique de la structure, etc...) en ajustant le couplage entre les différents niveaux de fils, c'est à dire en modifiant leur alignement et leur espacement. Cette très grande versatilité est prometteuse car ceci devrait permettre de générer des gradients d'indice compliqués, y compris des gradients correspondant à des transformations d'espace, à l'aide d'une simple géométrie de fils. D'un point de vue expérimental, l'un des points centraux de notre thèse a été le développement d'une technique permettant de fabriquer de tels métamatériaux tri-dimensionnels. Le procédé que nous avons mis au point consiste en des succession de lithographies électroniques pour réaliser les niveaux de fils, avec des stratégies d'alignement entre les niveaux. Il s'agit d'un savoir-faire qui n'existait pas à l'IEF et qui permet à l'équipe de pouvoir fabriquer des structures complexes qu'aucun laboratoire dans le monde est capable de faire à l'heure actuelle.

Sur le court terme, mon travail va permettre à l'équipe de continuer ses travaux sur les métamatériaux optiques. En particulier, il est prévu de réaliser l'adaptateur de modes que j'ai étudié numériquement au chapitre 2. Par la suite, la technique de fabrication tri-dimensionnelle que j'ai développée permettra de réaliser des structures nouvelles, comme par exemple des milieux chiraux que l'on peut obtenir en faisant varier l'angle des fils coupés des différents niveaux. Le couplage entre les niveaux de fils peut également être mis à profit pour réaliser des effets d'hybridation de type Fano comme par exemple l'absorption électromagnétique induite ou la transparence électromagnétique induite. Ces phénomènes, qui permettent de générer des bandes d'absorption et de transmission très étroites peuvent trouver leur place dans des filtres d'optique guidée et mêmes des composants actifs si du gain est incorporé dans les structures. Le gain pourrait par exemple s'obtenir en dopant la résine de silice servant à séparer les différents niveaux de fils avec des boîtes quantiques, des molécules fluorescentes ou des nanotubes de carbone et des premiers tests concluants ont déjà été effectués par certains membres du groupe. De nombreuses directions de recherche s'ouvrent ainsi avec ces structures.

Bibliographie

- [1] R. M. Walsler, "Electromagnetic metamaterials," *Proc. SPIE-Complex Media II : Beyond Linear Isotropic Dielectrics*, vol. 4467, p. 1, 2001.
- [2] J. Bose, "Twisted jute elements acting as chiral molecules," *Proceeding of Royal Soc. London*, 1898.
- [3] A. Goldhammer, "Artificial magnetic medium," *physikalische Zeitschrift*, 1922.
- [4] . W. Rotman, "Plasma simulation by artificial dielectrics," *IRE Trans. Antennas Propag.*, 1962.
- [5] W. Kock, "Artificial metal lens antennas," *Proc. of the IRE and Waves and Electrons*, 1946.
- [6] D. Smith and N. Kroll, "Negative refractive index in left-handed materials," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, 2000.
- [7] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, 1996.
- [8] V. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability," *Sov. Phys. Usp.*, vol. 10, p. 509, 1968.
- [9] . T. M. Grzegorzczuk et al, (2005) 53, *IEEE Trans. Microw.Theory Tech.*, vol. 53, p. 1443, 2005.
- [10] E. Hecht, *Optics, 4th edition, Addison-Wesley*,, 2001.
- [11] D. Pines and D. Bohm, *Phys. Rev.*, vol. 85, p. 338, 1952.
- [12] D. Bohm and D. Pines, *Phys. Rev.*, vol. 92, p. 609, 1953.
- [13] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, p. 2075, 1999.
- [14] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. N. Nasser, and S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, p. 4184, 2000.

- [15] M. Bayindir, K. Aydin, E. Ozbay, P. Markos, and C. M. Soukoulis, "Transmission properties of composite metamaterials in free space," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, p. 120, 2002.
- [16] I. V. Shadrivov, D. A. Powell, S. K. Morrison, Y. S. Kivshar, and G. N. Milford, "Scattering of electromagnetic waves in metamaterial superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, p. 201 9191, 2007.
- [17] T. Weiland, R. Schuhmann, R. B. Greigor, C. G. Parazzoli, A. M. Vetter, D. R. Smith, D. C. Vier, and S. Schultz, "Ab initio numerical simulation of left handed metamaterials :comparison of calculations and experiments," *J. Appl.Phys.*, vol. 90, p. 5419, 2001.
- [18] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, "Experimental verification of a negative index of refraction," *Science*, vol. 292, 2001.
- [19] C. G. Parazzoli, R. B. Greigor, K. Li, B. E. C. Koltenbah, and M. Tanielian, "Experimental observations of a left-handed material that obeys snell law," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 107401, 2003.
- [20] A. A. Houck, J. B. Brock, and I. L. Chuang, "Experimental observations of a left-handed material that obeys snell law," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 137401, 2003.
- [21] J. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, p. 3966, 2000.
- [22] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, "Controlling electromagnetic fields," *Science*, vol. 312, p. 1780, 2006.
- [23] A. J. Ward and J. B. Pendry, "Refraction and geometry in maxwell's equations," *J. Modern Opt.*, vol. 43, p. 773, 1996.
- [24] F. L. Teixeira and W. C. Chew, "General closed-form pml constitutive tensors to match arbitrary bianisotropic and dispersive linear media," *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, vol. 8, p. 223, 1998.
- [25] S. G. Johnson, M. Ibanescu, M. Skorobogatiy, O. Weisberg, T. D. Engeness, M. Soljagic, S. A. Jacobs, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, "Low-loss asymptotically singlemode propagation in large-core omniguide fibers," *Opt. Express*, vol. 9, p. 748, 2001.
- [26] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, "Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies," *Science*, 2006.
- [27] R. Liu, C. Ji, J. J. Mock, J. Y. Chin, T. J. Cui, and D. R. Smith, "Broadband ground-plane cloak," *Science*, vol. 323, p. 366, 2009.

- [28] S. Tretyakov, P. Alitalo, O. Luukkonen, and C. Simovski, "Broadband electromagnetic cloaking of long cylindrical objects," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 103905, 2009.
- [29] S. Zhang, a. N. P. W. Fan, K. Malloy, and a. S. B. R.M. Osgood, "Experimental demonstration of near-infrared negative index metamaterials," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 137404, 2005.
- [30] U. Chettiar, A. Kildishev, T. Klar, and V. Shalaev, "Negative index metamaterial combining magnetic resonators with metal films," *Opt. Express*, vol. 14, p. 7872, 2006.
- [31] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C. Soukoulis, and S. Linden, "Low loss negative index metamaterial at telecommunication wavelengths," *Opt. Lett.*, vol. 31, p. 1800, 2006.
- [32] V. Drachev, H.-K. Y. A. S. A. K. W. Cai, U. Chettiar, and V. Shalaev, *Laser Phys.Lett.*, vol. 3, p. 49, 2006.
- [33] A. Kildishev, W. Cai, U. Chettiar, a. A. S. H.-K. Yuan, V. Drachev, and V. Shalaev, "Negative refractive index in optics of metal dielectric composites," *J. Opt. Soc. Am.B*, vol. 23, p. 423, 2006.
- [34] A. Sarychev, G. Shvets, and V. Shalaev, "Magnetic plasmon resonance," *Phys. Rev. E*, vol. 73, p. 036609, 2006.
- [35] a. N. P. S. Zhang, and W. Fan, K. Malloy, and a. S. B. R.M. Osgood, "Optical negative index bulk metamaterials consisting of 2d perforated metal-dielectric stacks," *Opt. Express*, vol. 14, p. 6778, 2006.
- [36] G. Dolling, M. Wegener, C. Soukoulis, and S. Linden, "Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 53, 2007.
- [37] G. Dolling, M. Wegener, and S. Linden, "Realization of a three functional layer negative index photonic metamaterial," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 551, 2007.
- [38] U. Chettiar, A. Kildishev, H.-K. Yuan, W. Cai, S. Xiao, V. Drachev, and V. Shalaev, "Dual-band negative index metamaterial : double negative at 813nm and single negative at 772nm," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 1671, 2007.
- [39] V. Shalaev, W. Cai, U. Chettiar, H.-K. Yuan, A. Sarychev, V. Drachev, and A. Kildishev, "Negative index of refraction in optical metamaterials," *Opt. Lett.*, vol. 30, p. 3356, 2005.
- [40] a. A. K. S. A. N. Lagarkov, "Electromagnetic properties of composites containing elongated conducting inclusions," *Phys. Rev. B*, vol. 53, p. 6318, 1996.

- [41] V. A. Podolskiy, A. K. Sarychev, and V. M. Shalaev, "Plasmon modes in metal nanowires and left-handed materials," *J. Nonlin. Opt. Phys. Mater.*, vol. 11, p. 65, 2002.
- [42] N. Katsarakis, G. Konstantinidis, A. Kostopoulos, R. S. Penciu, T. F. Gundogdu, M. Kafesaki, and E. N. Economou, "Magnetic response of split-ring resonators in the far infrared frequency regime." *Opt. Lett.*, vol. 30, p. 1348, 2005.
- [43] F. Miyamaru, S. Kuboda, K. Taima, K. Takano, M. Hangyo, and M. W. Takeda, "Three-dimensional bulk metamaterials operating in the terahertz range," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, p. 081105, 2010.
- [44] N. Liu, H. Guo, L. Fu, S. Kaiser, H. Schweizer, and H. Giessen, "Three-dimensional photonic metamaterials at optical frequencies," *Nature Mater.*, vol. 7, p. 31, 2008.
- [45] J. Valentine, S. Zhang, T. Zentgraf, E. Ulin-Avila, D. A. Genov, G. Bartal, and X. Zhang, "Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index," *nature*, vol. 455, p. 376, 2008.
- [46] J. K. Gansel, M. Thiel, M. S. Rill, M. Decker, K. Bade, V. Saile, G. Freymann, S. Linden, and M. Wegener, "Gold helix photonic metamaterial as broadband circular polarizer," *Science*, vol. 325, p. 1513, 2009.
- [47] E. Plum, V. A. Fedotov, P. Kuo, D. P. Tsai, and N. I. Zheludev, "Towards the lasing spaser : controlling metamaterial optical response with semiconductor quantum dots," *Opt. Express*, vol. 17, p. 8548, 2009.
- [48] A. K. Popov and V. M. Shalaev, "Compensating losses in negative-index metamaterials by optical parametric amplification," *Opt. Lett.*, vol. 31, p. 2169, 2006.
- [49] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," *Phys. Rev.Lett.*, vol. 58, p. 2059, 1987.
- [50] J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn, "Photonic crystals," *Princeton Press, Princeton, NJ*, 1995.
- [51] J. Li and J. B. Pendry, "Hiding under the carpet : a new strategy for cloaking," *Phys.Rev. Lett.*, vol. 101, p. 203901, 2008.
- [52] J. Valentine, J. Li, T. Zentgraf, G. Bartal, and X. Zhang, "An optical cloak made of dielectrics," *nature Mater.*, vol. 8, p. 568, 2009.
- [53] L. H. Gabrielli, J. Cardenas, C. B. Poitras, and M. Lipson, "Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies," *Nature Photonics*, vol. 117, 2009.
- [54] S. E. Miller, "Integrated optics : An introduction," *Bell System Tech. J.*, vol. 48, p. 2059, 1969.

- [55] R. S. MONTIEL, "Etude et réalisation d' un phasar en optique intégrée sur verre," Master's thesis, Institut de Micro électronique, Electromagnétisme et Photonique (IMEP)., 2004.
- [56] R. Ghasemi, P. H. Tichit, A. Degiron, A. Lupu, and A. de Lustrac, "Efficient control of a 3d optical mode using a thin sheet of transformation optical medium," *Opt. Express*, vol. 18, p. 20305, 2010.
- [57] U. Leonhardt, "Optical conformal mapping," *Science*, vol. 312, p. 1777, 2006.
- [58] M. Rahm, S. A. Cummer, D. Schurig, and a. D. R. S. J. B. Pendry, "Optical design of reflectionless complex media by finite embedded coordinate transformations," *PRL*, vol. 100, p. 063903, 2008.
- [59] M. Rahm, D. A. Roberts, J. B. Pendry, and D. R. Smith, "Transformation-optical design of adaptive beam bends and beam expanders," *Opt. Express*, vol. 16, p. 11555, 2008.
- [60] P. H. Tichit, S. N. Burokur, and A. de Lustrac, "Waveguide taper engineering using coordinate transformation technology," *Opt. Express*, vol. 18, p. 767, 2010.
- [61] A. Lupu, N. Dubrovina, R. Ghasemi, A. Degiron, and A. de Lustrac, "Metal-dielectric metamaterials for guided wave silicon photonics," *Opt. Express*, vol. 19, p. 24746, 2011.
- [62] A. M. Nicolson and G. F. Ross, "Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 19, p. 377, 1970.
- [63] W. Weir, "Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies," *Proc IEEE.*, vol. 62, p. 33, 1974.
- [64] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markos, and C. M. Soukoulis, "Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients," *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 195104, 2002.
- [65] S. Linden, C. Enkrich, M. Wegener, J. Zhou, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, "Magnetic response of metamaterials at 100 terahertz," *Science*, vol. 306, p. 1351, 2004.
- [66] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C. M. Soukoulis, and S. Linden, "Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial," *Science*, vol. 312, p. 892, 2006.
- [67] J. S. Kim, J. W. Kang, and J. J. Kim, "Simple and lowcost fabrication of thermally stable polymeric multimode waveguides using a uv-curable epoxy," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 42, p. 1277, 2003.

- [68] K. K. Tung, W. H. Wong, and E. Y. B. Pun, "Polymeric optical waveguides using direct ultraviolet photolithography process," *Appl. Phys. A :Mater. Sci. Process.*, vol. 80, p. 621, 2005.
- [69] B. Bêche, N. Pelletier, E. Gaviot, and J. Zyss, "Single-mode te₀₀-tm₀₀ optical waveguides on su-8 polymer," *Opt. Commun.*, vol. 230, p. 91, 2004.
- [70] B. Bêche, P. Papet, D. Debarnot, E. Gaviot, J. Zyss, and F. Poncin-Epaillard, "Fluorine plasma treatment on su-8 polymer for integrated optics," *Opt. Commun.*, vol. 246, p. 25, 2005.
- [71] J.-C. Tinguely, "The influence of nanometric surface morphology on surface plasmon resonances and surface enhanced effects on gold nanoparticles," in <http://nanooptics.uni-graz.at/>, 2010.
- [72] S. Lal, S. Link, and N. J. Halas, "Nano optics from sensing to waveguiding," *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 614–48, 2007.
- [73] A. Lupu, "Communication personnelle."
- [74] B. Kanté, A. de Lustrac, J. M. Lourtioz, and F. Gadot, "Engineering resonances in infrared metamaterials," *Opt. Express*, vol. 16, p. 6774, 2008.
- [75] B. Kanté, S. N. Burokur, A. Sellier, A. de Lustrac, and J.-M. Lourtioz, "Controlling plasmon hybridization for negative refraction metamaterials," *Phys. Rev.B*, vol. 79, p. 075121, 2009.
- [76] J. Galisteo, F. GarcŽya-SantamarŽya, D. Golmayo, B. Juarez, C. Lopez, and E. Palacios, "Self-assembly approach to optical metamaterials," *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, vol. 7, p. S244, 2005.
- [77] S. Chou, P. Krauss, and P. Renstrom, "Nanoimprint lithography," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 14, p. 4129, 1996.
- [78] F. McCormick, J. Verley, A. Ellis, I. El-kady, D. Peters, M. Watts, W. Sweatt, J. Hudgens, J. Fleming, S. Mani, M.R. Tuck, J. Williams, C. Arrington, S. Kravitz, C. Schmidt, and G. Subramania, "Fabrication and characterization of large-area 3d photonic crystals," in *Aerospace Conf. IEEE*, 2006.
- [79] C. Enkrich, F. Perez-Williard, D. Gerthsen, J. Zhou, T. Koschny, C. Soukoulis, M. Wegener, and S. Linden, "Focused-ion-beam nanofabrication of near-infrared magnetic metamaterials," *Adv. Mater.*, vol. 17, p. 2547, 2005.
- [80] T. Morita, K. Nakamatsu, K. Kanda, Y. Haruyama, K. Kondo, T. Kaito, J. Fujita, T. Ichihashi, M. Ishida, Y. Ochiai, T. Tajima, and S. Matsui, "Nanomechanical switch fabrication by focused-ion-beam chemical vapor deposition," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 22, p. 3137, 2004.

- [81] S. Griffith, M. Mondol, D. Kong, and J. Jacobson, "Nanostructure fabrication by direct electron-beam writing of nanoparticles," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 20, p. 2768, 2002.
- [82] C. J. Chunnillall and E. Theocharous, "Infrared hemispherical reflectance measurements in the 2.5 microns to 50 microns wavelength region using a fourier transform spectrometer," *Metrologia*, vol. 49, 2012.
- [83] C. Rockstuhl, F. Lederer, C. Etrich, T. Zentgraf, J. Kuhl, and H. Giessen, "On the reinterpretation of resonances in split-ring-resonators at normal incidence," *Opt. Express*, vol. 14, p. 8827, 2006.
- [84] M. J. Word, I. Adesida, and P. R. Berger, "Nanometer-period gratings in hydrogen silsesquioxane fabricated by electron beam lithography," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 21, p. L12, 2003.
- [85] R. Taubert, R. Ameling, T. Weiss, A. Christ, and H. Giessen, "From near-field to far-field coupling in the third dimension : Retarded interaction of particle plasmons," *Nano Lett.*, vol. 10, pp. 4421–4424, 2011.