HAL
open science

Contrôle de la propagation et du rayonnement électromagnétiques par les métamatériaux

Charles Croënne

To cite this version:

Charles Croënne. Contrôle de la propagation et du rayonnement électromagnétiques par les métamatériaux. Physique [physics]. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 2009. Français. NNT : . tel-00435135v1

HAL Id: tel-00435135

https://theses.hal.science/tel-00435135v1

Submitted on 23 Nov 2009 (v1), last revised 17 Feb 2010 (v2)

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.

N° d'ordre : 40096

THESE

présentée à

l'UNIVERSITE LILLE 1 - SCIENCES ET TECHNOLOGIES
École Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
spécialité
MICROONDES ET MICROTECHNOLOGIES

par

Charles CROËNNE

Contrôle de la propagation et du rayonnement électromagnétiques par les métamatériaux

Soutenue le 23 octobre 2009

D. Lippens	Directeur de thèse
É. Lheurette	Co-Encadrant
S. Enoch	Rapporteur
J.-M. Lourtioz	Rapporteur
A. Cappy	Examinateur
A. Dereux	Examinateur
B. Desruelle	Examinateur
B. Djafari-Rouhani	Examinateur

À mes parents

(...) Car, bien qu'il y ait eu depuis quantité de bons esprits, qui ont fort cultivé cette matière, et ont trouvé à son occasion plusieurs choses en l'optique qui valent mieux que ce que nous en avaient laissé les anciens, toutefois à cause que les inventions un peu malaisées n'arrivent pas à leur dernier degré de perfection du premier coup, il est encore demeuré assez de difficultés en celle-ci, pour me donner sujet d'en écrire.

René Descartes, La Dioptrique, 1637

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué à l'Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN), dirigé par M. Alain Cappy. Je tiens à le remercier de m'avoir accueilli dans ce laboratoire et de me faire l'honneur de participer à ce jury.

M. Didier Lippens, Professeur à l'Université Lille 1, dirige le groupe Dispositifs Opto et Micro-Électroniques Quantiques (DOME) au sein de l'axe Micro et Opto-électronique de l'IEMN. Je tiens à lui témoigner toute ma gratitude pour m'avoir accueilli dans son équipe, d'abord à l'occasion de stages d'été, puis en tant que directeur de thèse. Son dynamisme et son enthousiasme ont été pour moi une grande source de motivation. Ses qualités humaines et sa grande curiosité scientifique ont également rendu ces années particulièrement enrichissantes.

Je remercie sincèrement M. Éric Lheurette, Maître de Conférences de l'Université Lille 1, qui a co-encadré ce travail et fait preuve, au cours de ces trois années, d'une grande disponibilité (voire d'une extrême patience). Son regard pragmatique (ou, selon ses propres termes, *sommaire*) sur mes travaux m'a été d'une grande aide au cours de cette thèse.

Je remercie M. Stefan Enoch, Directeur de Recherche CNRS à l'Institut Fresnel (Université Aix-Marseille III), et M. Jean-Michel Lourtioz, Directeur de recherche à l'Institut d'Électronique Fondamentale (Université Paris XI), qui me font l'honneur de juger ce travail en tant que rapporteurs.

Je remercie également M. Alain Dereux, Professeur responsable du groupe Optique Submicronique Nanocapteurs de l'Institut Carnot de Bourgogne (Université de Bourgogne), M. Bruno Desruelle, responsable du domaine scientifique Photonique de la Délégation Générale pour l'Armement, ainsi que M. Bahram Djafari-Rouhani, Professeur responsable du groupe Ephoni de l'IEMN, pour avoir accepté de participer à ce jury en tant qu'examinateurs.

Je tiens à remercier particulièrement l'ensemble des personnes de l'IEMN qui ont participé à la fabrication des prototypes basés sur les études de conception présentées dans cette thèse, avec en premier lieu M. Xavier Mélique et Mme. Karine Blary et M. Éric Lheurette, avec qui j'étais directement en contact, mais également les ingénieurs et techniciens de la centrale technologique impliqués dans ces travaux. Sans eux, mes résultats n'auraient pas dépassé le cadre des écrans d'ordinateurs. Je remercie également les membres de la centrale de caractérisation de l'IEMN qui m'ont aidé et conseillé lors des campagnes de mesure des différents prototypes, et tout particulièrement Mme. Élisabeth Delos et M. Damien Ducatteau, pour leur patience et leur disponibilité.

Je n'oublie pas de remercier également M. Olivier Vanbésien, pour m'avoir aidé à aborder le domaine des cristaux photoniques, mais aussi pour avoir contribué, avec les autres membres permanents du groupe DOME, à l'ambiance agréable et stimulante au sein de l'équipe.

Au-delà des membres de l'IEMN, je tiens à remercier les membres des laboratoires avec lesquels j'ai collaboré au cours de ces trois années : MM. Jean-Louis Coutaz et Frédéric Garet du laboratoire IMEP-LAHC de l'Université de Savoie, grâce à qui la caractérisation du prototype à 500 GHz a pu être menée à bien ; M. Maurice Gheudin de l'Observatoire de Paris, pour sa participation à la caractérisation du premier prototype à 100 GHz ; M. Olivier Acher, du CEA, pour son aide précieuse dans la mise en œuvre de la méthode d'extraction par sommation des champs ; M. Jose M. Llorens

de l'ESTEC, pour son précieux concours dans le cadre du projet ARIADNA. Je remercie également M. Philippe Pernod, Professeur à l'École Centrale de Lille, pour avoir encouragé mon orientation vers la recherche, et M. Olivier Bou Matar-Lacaze, pour les vacations effectuées à l'École Centrale.

Je remercie également les Professeurs invités au sein du groupe DOME pendant mes années de thèse, avec lesquels j'ai pu travailler pendant plusieurs mois : M. Won Park, de l'Université du Colorado, et M. Jorge Carbonell, de l'Université Polytechnique de Valence (Espagne). Les discussions que j'ai pu avoir avec eux ont été très enrichissantes.

Je tiens à remercier aussi l'ensemble des membres du groupe DOME passés ou présents et que j'ai pu rencontrer au cours de mes stages puis de mes années de thèse, à savoir (par ordre chronologique) : Thibaut Decoopman, Sophie Fasquel, Mathias Perrin, Thomas Crépin, Mouloud Bouzouad, Michel-François Foulon, Aurélien Marteau, Sami Hage-Ali, Davy Gaillot, Baddredine Ouagague, Sylvain Potet, Alan Vitrey, Julien Clay, Anubandh Kate, Tristan Finet, Véronique Sadaune et Maxence Hofman. Je remercie également les secrétaires successives du groupe DOME, Anne-Marie Grégis et Marie-Bénédicte Dernoncourt, ainsi que Véronique Gysemberg pour l'aide bibliographique et Jocelyne Louchard pour la reproduction du mémoire.

Je tiens à remercier spécialement mes « camarades de promotion » de thèse, Grégory Houzet, Fuli Zhang et Alejandro Lucas Borja, avec lesquels j'ai partagé de très bons moments mais aussi les affres de la rédaction.

感谢张富利及清华大学的同事康雷孙靖波赵乾在我访问北京期间热诚地接待

J'adresse aussi un remerciement particulier à Nathalie Fabre, avec laquelle j'ai eu le plaisir de partager le bureau 130 pendant trois ans, pour avoir su me supporter successivement pendant sa période de rédaction de thèse et pendant la mienne.

Enfin, je n'oublierai pas d'associer à mon travail mes parents, ma famille, mes amis et anciens camarades de promotion de l'École Centrale.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale **1**

1 Introduction aux métamatériaux **3**

1.1 Propagation des ondes électromagnétiques dans les métamatériaux 5

1.1.1 Définition 5

1.1.2 Paramètres effectifs 6

1.1.3 Limitations de la notion de paramètre effectif 7

1.2 Familles de métamatériaux 9

1.2.1 Stratégies de réalisation 9

1.2.2 Les différentes familles 9

1.2.2.1 Motifs métalliques dans une matrice, ou « métallo-diélectriques » . 9

1.2.2.2 Composants localisés sur une ligne de transmission 11

1.2.2.3 Mélanges et empilements 12

1.2.2.4 Résonateurs de Mie 13

1.2.2.5 Un cas à part : les cristaux photoniques 14

1.3 Domaines d'application 16

1.3.1 Imagerie 16

1.3.2 Contrôle du rayonnement 17

1.3.3 Circuits micro-ondes 18

Conclusion 19

2 Techniques de description des propriétés électromagnétiques 21

2.1 Problèmes aux valeurs propres 23

2.1.1 Hypothèses fondamentales 23

2.1.2 Diagrammes de bandes et contours isofréquences 23

2.2 Techniques d'analyse exploitant les paramètres de diffraction 24

2.2.1 Inversion des relations de Fresnel 24

2.2.1.1 Présentation de la méthode 25

2.2.1.2 Exemple du cristal photonique à maille carrée 26

2.2.2 Extention à un cas de bianisotropie simple 30

2.2.3 Méthodes simplifiées 31

2.2.3.1 Méthode simplifiée en conditions de faibles pertes 32

2.2.3.2 Méthode du « $\Delta\phi$ » 32

2.2.4 Méthode différentielle de Bianco et Parodi 33

2.3 Techniques d'analyse exploitant les cartes de champs 35

2.3.1 Extraction des paramètres effectifs par sommation des champs 35

2.3.2 Calcul local d'impédance d'onde 36

2.3.3 Etude du diagramme de dispersion par transformée de Fourier spatiale . . . 36

2.3.3.1 Présentation de la méthode 36

2.3.3.2 Exemple du cristal photonique à maille carrée 37

2.4 Méthode de synthèse des dispositifs à base de métamatériaux : l'optique de transformation 39

2.4.1 Description de la méthode 39

2.4.2 Classes de dispositifs réalisables 40

2.4.2.1 Dispositifs invisibles et dispositifs imbriqués 40

2.4.2.2 Dispositifs à espace imaginaire 42

2.4.2.3 Dispositifs à espace négatif 43

2.4.3 Notion d'impédance dans l'optique de transformation 45

Conclusion 46

3 Métamatériaux métallo-diélectriques sous incidence rasante 47

3.1 Réseaux de fils et de résonateurs à anneaux fendus à indice de réfraction négatif en bande W 49

3.1.1 Conception des réseaux 49

3.1.1.1 Prédimensionnement des deux réseaux 49

3.1.1.2 Optimisation du dimensionnement 50

3.1.2 Etude de la cellule unitaire combinant les deux réseaux 51
3.1.2.1 Etude des paramètres extraits par inversion de Fresnel 51
3.1.2.2 Etude des paramètres extraits par intégration des champs 53
3.1.3 Etude en fonction du nombre de cellules dans la direction de propagation . 56
3.1.3.1 Etude des paramètres extraits par inversion de Fresnel 56
3.1.3.2 Etude des paramètres extraits par intégration des champs 56
3.1.4 Fabrication du prototype 57
3.1.5 Caractérisation en espace libre 58
3.2 Réseaux de résonateurs Omega interconnectés 62
3.2.1 Prototype en bande X 62
3.2.1.1 Principe de fonctionnement 62
3.2.1.2 Fabrication 62
3.2.1.3 Caractérisation 63
3.2.2 Prototype en bande W 65
3.2.2.1 Conception et dimensionnement 65
3.2.2.2 Fabrication 66
3.2.2.3 Caractérisation 69
Conclusion 72

4 Métamatériaux métallo-diélectriques sous incidence normale 73
4.1 Réseaux de nano-barreaux et « filets de pêche » 75
4.1.1 Principe de fonctionnement des métamatériaux à nano-barreaux 75
4.1.2 Structures évoluées et « filets de pêche » 76
4.2 Réseaux de résonateurs à anneaux fendus en infrarouge proche et moyen 77
4.2.1 Règles de dessin 77
4.2.1.1 Géométrie des résonateurs 78
4.2.1.2 Effets d'inertie et saturation de la fréquence de résonance 78
4.2.2 Mise en évidence d'effets de dégénérescence de modes à travers l'étude d'un réseau micro-onde 80
4.2.3 Technologie de fabrication pour la gamme infrarouge 83
4.2.4 Mesures par FTIR et identification des modes par cartographie des champs 87
4.2.5 Analyse électromagnétique par extraction des paramètres effectifs 89
4.2.6 Perspectives d'extension à des réseaux de résonateurs empilés 92
4.2.6.1 Empilements de réseaux nanométriques de résonateurs en U . . . 92
4.2.6.2 Empilement de réseaux denses de SRR millimétriques 96

4.3 Réseaux de grilles à ouvertures sous longueur d'onde 99
4.3.1 Analyse électromagnétique et règles de dessin 99
4.3.1.1 Extraction des modes propres et étude préliminaire de dimensionnement 99
4.3.1.2 Étude en fonction du nombre de cellules : extraction des états de cœur et d'interface 100
4.3.1.3 Influence de la période du réseau 108
4.3.1.4 Etude des cartes de champs 109
4.3.1.5 Influence du rapport d'ellipticité et interprétation des fréquences caractéristiques 112
4.3.2 Réalisation d'un prototype présentant un indice de réfraction négatif autour de 500 GHz 115
4.3.2.1 Procédé de fabrication 115
4.3.2.2 Caractérisation par spectroscopie Térahertz dans le domaine temporel 119
4.3.3 Perspectives 122
4.3.3.1 Modélisation par schéma équivalent 122
4.3.3.2 Réalisation d'un prisme pour une expérience de réfraction 123
Conclusion 125

5 Composants de contrôle des ondes 127
5.1 Cape d'invisibilité 129
5.1.1 Détermination des paramètres par optique de transformation 129
5.1.1.1 Invisibilité parfaite 129
5.1.1.2 Invisibilité imparfaite : utilisation des fonctions réduites 131
5.1.2 Réalisation de la cape grâce à un métamatériau à résonateurs de Mie 132
5.1.2.1 Dimensionnement des résonateurs 132
5.1.2.2 Simulation du dispositif complet 134
5.1.3 Évaluation des performances 135
5.1.3.1 Étude des cartes de champs 135
5.1.3.2 Robustesse vis-à-vis du désordre 136
5.1.3.3 Diagrammes de champ lointain et section radar effective 138
5.1.3.4 Comportement fréquentiel 141
5.2 Hyperlentille et dispositifs apparentés 145
5.2.1 Définition du concept d'hyperlentille 145
5.2.1.1 L'hyperlentille : une lentille à dispersion hyperbolique 145

5.2.1.2 Importance du choix des paramètres matériau 146
5.2.2 L'hyperlentille généralisée 147
5.2.2.1 Superposition de deux fonctions de transformation 148
5.2.2.2 Première transformation : propagation du champ proche 149
5.2.2.3 Seconde transformation : opération sur le champ proche 151
5.2.2.4 Diagonalisation 153
5.2.2.5 Simplification des paramètres 156
5.2.2.6 Réalisation d'autres fonctions sur le champ proche 156
5.2.3 Possibilités de réalisation à base de métamatériaux 157
5.2.3.1 Paramètres effectifs des empilements de couches 157
5.2.3.2 Conception de la microstructuration 159
5.3 Contrôle du diagramme de rayonnement d'une antenne 160
5.3.1 Conception de la transformation 163
5.3.1.1 Propagation dans un espace courbe 163
5.3.1.2 Fonctions de transformation inspirées par la cartographie : Mercator & Lambert 163
5.3.2 Simulations d'une structure homogène 167
5.3.3 Évaluation de la performance par le calcul du diagramme de rayonnement . 168
Conclusion 171

Conclusion générale **173**

Bibliographie **176**

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les travaux de thèse que nous allons présenter répondent à deux objectifs principaux. Le premier concerne la conception de métamatériaux électromagnétiques en vue de l'obtention de paramètres effectifs spécifiques, avec un fort accent sur la réalisation d'indices de réfraction négatifs. Le second objectif a trait à la réalisation de systèmes exploitant ces caractéristiques pour remplir des fonctions novatrices de contrôle de la propagation et du rayonnement électromagnétique.

Après quelques rappels sur le concept de métamatériau et de paramètre effectif, le premier chapitre distingue les différentes familles de métamatériaux existantes, selon les stratégies et les phénomènes physiques exploités, ainsi que les grandes catégories d'applications actuellement envisagées.

Au cœur du processus de conception des métamatériaux se trouvent les méthodes d'extraction des paramètres effectifs. Ce sont ces méthodes qui permettent d'évaluer les performances des métamatériaux, aussi bien sur la base de simulations que de données de caractérisation, et donc d'évaluer leur potentiel applicatif. Dans le second chapitre, nous détaillons ces méthodes, les hypothèses sur lesquelles elles reposent mais aussi leurs limitations. Nous présentons également une méthode générale de conception de systèmes à base de métamatériaux récemment développée, dite « d'optique de transformation ».

Les troisième et quatrième chapitres présentent un ensemble de travaux de conception de différents métamatériaux. Même s'ils appartiennent tous à la famille des métamatériaux métallo-diélectriques, ils diffèrent par les stratégies d'implémentation choisies, en particulier en ce qui concerne l'orientation des motifs par rapport aux substrats. Celle-ci étant à l'origine d'importantes différences dans les procédés technologiques utilisés mais aussi dans les performances accessibles, le chapitre 3 est consacré aux motifs en incidence rasante alors que le chapitre 4 traite de ceux en incidence normale. Ces études concernent une gamme de fréquences particulièrement large, des micro-ondes à l'infrarouge proche. Pour la plupart, elles ont mené à la fabrication de prototypes dont nous présentons et analysons les caractérisations expérimentales.

Enfin, le cinquième chapitre est centré sur le thème de la réalisation de systèmes à base de métamatériaux. La méthode présentée au second chapitre est exploitée dans un ensemble de cas visant des applications en furtivité, imagerie et contrôle du rayonnement. Le premier cas étudié est celui de la « cape d'invisibilité », pour lequel nous développons une implémentation sous la forme d'un métamatériau à base de résonateurs de Mie. Nous étudions ensuite les performances de ce type de structure, notamment du point de vue fréquentiel. Le second cas considéré est celui des dispositifs de type « hyperlentille ». Nous développons ici une méthode de conception et des simplifications permettant de réaliser différentes fonctions sur des images de champ proche. Enfin, nous présentons une étude plus prospective sur la possibilité de contrôler le diagramme de rayonnement d'une antenne en exploitant les propriétés des espaces courbes pour la propagation des ondes.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION AUX MÉTAMATÉRIAUX

L'objet de ce premier chapitre est de définir le cadre des études réalisées au cours de cette thèse. Ainsi, après avoir rappelé la signification du terme « métamatériau » et quelques brèves notions sur les paramètres effectifs, nous distinguerons différentes familles de métamatériaux, dont des exemples seront pour la plupart étudiés au cours des chapitres suivants. Enfin, nous dégagerons les grands domaines d'application actuellement envisagés pour les métamatériaux.

1.1 Propagation des ondes électromagnétiques dans les métamatériaux

1.1.1 Définition

Les métamatériaux sont couramment définis comme des structures artificielles présentant une structuration très petite devant la longueur d'onde à une certaine fréquence de fonctionnement, et dont le comportement face à une onde incidente de cette fréquence peut être modélisé sous la forme de paramètres effectifs. Le concept de métamatériau est donc applicable à tous les domaines de la physique qui traitent de phénomènes ondulatoires, tels que l'optique [1], l'acoustique [2], la fluidique [3], etc. Il s'agit d'une définition particulièrement large, puisqu'elle semble a priori inclure également tous les matériaux massifs conçus par l'homme (tels que l'acier ou la plupart des semi-conducteurs) ou même d'origine biologique.

La définition est donc souvent complétée par une seconde condition sur l'échelle de la structuration : celle-ci doit être grande devant l'échelle atomique. On comprend ainsi que l'échelle de conception des métamatériaux est une échelle intermédiaire, parfois dite « échelle mésoscopique ». Sa limite inférieure est de l'ordre du nanomètre, alors que sa limite supérieure correspond à une fraction de la longueur d'onde. On admet communément qu'une fraction de l'ordre de un dixième est suffisante pour que la notion de paramètre effectif ait un sens (nous reviendrons sur ce point ultérieurement). Dans la gamme micro-onde, par exemple, on peut qualifier de métamatériau toute structure artificielle présentant une structuration d'échelle comprise entre le nanomètre et le centimètre environ. Il s'agit d'un domaine extrêmement large, permettant d'envisager des structurations particulièrement complexes. Dans de nombreux cas, la structuration artificielle se présentant sous la forme de petites structures individuelles « noyées » dans une matrice homogène, on parlera d'inclusions ou de « particules » pour les désigner.

Bien évidemment, les métamatériaux ne présentent un intérêt que lorsqu'ils permettent soit d'accéder à des valeurs de paramètres effectifs difficiles, ou impossibles, à atteindre avec des matériaux usuels, soit d'accroître les possibilités de contrôle de ces paramètres, par exemple en termes d'anisotropie ou de gradients spatiaux.

Notons que si la plupart des métamatériaux que nous allons étudier ont une structuration périodique pour des raisons pratiques, il ne s'agit pas d'une condition nécessaire. Ce sont les structures incluses qui sont à l'origine de l'activité électromagnétique du métamatériau, et non sa périodicité. Ainsi il existe des métamatériaux constitués d'inclusions individuelles réparties aléatoirement dans une matrice [4, 5]. Les inclusions étant petites devant la longueur d'onde, seule leur densité dans la matrice importe.

1.1.2 Paramètres effectifs

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons uniquement aux métamatériaux électromagnétiques. Les paramètres permettant de caractériser les propriétés des métamatériaux électromagnétiques sont les mêmes que pour les milieux continus usuels. Ils sont le plus souvent qualifiés « d'effectifs » pour les distinguer des paramètres des matériaux qui constituent leur structuration et qui sont eux-mêmes des milieux continus.

Ces paramètres matériau interviennent dans les relations dites « de constitution » du milieu. Dans le cadre de cette thèse nous étudierons des matériaux passifs et pouvant être considérés comme linéaires. Dans ce cas, pour une fréquence ω donnée, ces relations s'écrivent sous la forme :

$$\overline{D}\left(\overline{r},\omega\right) = \overline{\overline{\epsilon}}\left(\overline{r},\omega\right).\overline{E}\left(\overline{r},\omega\right) + \overline{\overline{\xi}}\left(\overline{r},\omega\right).\overline{H}\left(\overline{r},\omega\right) \tag{1.1}$$

$$\overline{B}\left(\overline{r},\omega\right) = \overline{\overline{\mu}}\left(\overline{r},\omega\right).\overline{H}\left(\overline{r},\omega\right) + \overline{\overline{\zeta}}\left(\overline{r},\omega\right).\overline{E}\left(\overline{r},\omega\right) \tag{1.2}$$

avec $\overline{D}\left(\overline{r},\omega\right)$, $\overline{B}\left(\overline{r},\omega\right)$, $\overline{E}\left(\overline{r},\omega\right)$ et $\overline{H}\left(\overline{r},\omega\right)$ respectivement les inductions électrique et magnétique et les champs électrique et magnétique au point de vecteur position $\overline{r}$ et à la fréquence ω.

En règle générale les paramètres $\overline{\overline{\epsilon}}\left(\overline{r},\omega\right)$, $\overline{\overline{\mu}}\left(\overline{r},\omega\right)$, $\overline{\overline{\xi}}\left(\overline{r},\omega\right)$ et $\overline{\overline{\zeta}}\left(\overline{r},\omega\right)$ sont des tenseurs 3x3. Les deux premiers sont appelés respectivement tenseurs de permittivité électrique et de perméabilité magnétique alors que les deux derniers sont les tenseurs de bianisotropie.

Dans la grande majorité des cas, la plupart des termes de ces tenseurs de paramètres matériaux sont nuls. Il est possible de les identifier en exploitant les symétries des structurations [6] ou le théorème de réciprocité. Notons que chacun des termes des tenseurs est complexe, sa partie imaginaire traduisant un phénomène d'atténuation des ondes.

Par ailleurs, nous verrons qu'il est le plus souvent très difficile de concevoir un métamatériau présentant des propriétés interéssantes pour une direction de propagation et une polarisation quelconque. Dans la plupart des cas, le métamatériau sera ainsi utilisé dans un nombre réduit d'orientations, de manière à ne pas faire intervenir certains paramètres matériau. Un exemple typique est celui des résonateurs à anneaux fendus, présentant un paramètre de bianisotropie important, et qui seront positionnés de manière à annuler son influence.

Un cas courant (sur lequel nous reviendrons au 2.2) est celui d'un métamatériau caractérisé par des tenseurs de permittivité et de perméabilité diagonaux dans un repère orthonormé (x, y, z) et des tenseurs de bianisotropie négligeables. Considérons la propagation d'une onde plane dans ce métamatériau dans la direction z avec un champ électrique suivant x et un champ magnétique suivant y. On peut définir dans ce cas deux paramètres effectifs supplémentaires : l'indice optique effectif $n_{\text{eff}} = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}\cdot\sqrt{\mu_{\text{eff}}}$ et $z_{\text{eff}} = \sqrt{\mu_{\text{eff}}}/\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$, avec ϵ_{eff} et μ_{eff} les permittivité et perméabilité dans les directions x et y respectivement.

L'indice optique effectif indique directement la longueur d'onde λ à l'intérieur du matériau à la fréquence considérée ($\lambda = \lambda_0/n_{\text{eff}}$ avec λ_0 la longueur d'onde dans le vide). De même elle est reliée à la constante de propagation complexe γ (par la relation $n_{\text{eff}} = \dfrac{c\gamma}{i\omega}$ avec c la vitesse de la lumière). Quant à l'impédance effective, elle traduit le rapport des champs électrique et magnétique pour l'onde plane à l'intérieur du métamatériau et intervient directement dans le calcul du coefficient

de réflexion à une interface (voir 2.2).

On peut également définir à partir de l'indice la vitesse de phase $v_\varphi = c/n$ qui traduit la vitesse de déplacement des fronts de phase pour une onde plane à la fréquence considérée. Notons que cette vitesse ne correspond pas ici à un transfert d'énergie ou d'information et n'est donc aucunement limitée par la vitesse de la lumière c. Lorsqu'elle tend vers l'infini, à un instant donné, tous les points à l'intérieur du matériau sont en accord de phase. De même elle peut être négative, lorsque l'indice effectif est négatif, ce qui est le cas quand la permittivité et la perméabilité sont simultanément négatives [7]. Dans ce cas, les fronts de phase évoluent dans la direction opposée de la propagation de l'énergie. Nous pourrons voir dans la suite de cette thèse que de tels milieux ont d'importantes applications. Ils sont souvent qualifiés de milieux « doublement négatifs » (en référence aux deux paramètres effectifs simultanément négatifs), ou milieux « main-gauche » (en raison du caractère indirect du trièdre constitué par les champs électrique, magnétique et le vecteur d'onde dans de tels matériaux).

Enfin, on peut signaler une autre grandeur couramment utilisée dans l'étude des métamatériaux : la vitesse de groupe v_g. Pour une direction de propagation fixée, il s'agit de la dérivée par rapport au vecteur d'onde à l'intérieur du matériau k de la courbe de dispersion $\omega(k)$, ou plus généralement, pour une direction quelconque, le gradient $\nabla_k \omega$. v_g représente en premier lieu la vitesse de déplacement (sous forme scalaire ou vectorielle suivant qu'on considère la dérivée ou le gradient) du maximum de l'enveloppe d'un paquet d'onde gaussien centré sur la fréquence ω. Dans la grande majorité des cas, on peut considérer que cette vitesse correspond également à la propagation de l'énergie (et de l'information) du paquet d'onde. Dans certains cas spécifiques, et particulièrement en présence d'une forte évanescence (ou d'éléments actifs), ce lien disparaît. C'est pourquoi nous pourrons relever dans les chapitres suivants certaines bandes fréquentielles à vitesse de groupe négative (inversion de la pente sur les diagrammes de dispersion), nulle, ou tendant vers l'infini.

1.1.3 Limitations de la notion de paramètre effectif

Nous avons pu voir que la définition du concept de métamatériau fait référence à une échelle de structuration intermédiaire permettant de modéliser le comportement sous la forme de paramètres effectifs. La définition précise de cette échelle a fait l'objet de plusieurs travaux [8–10]. Généralement, on considère que des inclusions de l'ordre du dixième de la longueur d'onde dans la matrice les entourant est suffisante pour pouvoir considérer des paramètres effectifs. Cependant, il s'agit d'une condition plutôt empirique, étant donné que pour certains métamatériaux résonants, l'indice effectif induit par les inclusions peut être extrêmement élevé dans une certaine gamme de fréquences. Dans ces conditions, la longueur d'onde *effective* à l'intérieur du métamatériau devient de l'ordre de grandeur des inclusions ou de la distance les séparant. À ce stade, si le métamatériau comporte des inclusions disposées périodiquement, il va acquérir un comportement analogue à un cristal photonique, avec en particulier l'apparition de bandes interdites photoniques. Ces bandes, relativement courantes si on étudie les métamatériaux résonants sur une large gamme de fréquences, sont qualifiées de « bandes interdites de cristal résonant » (*Resonant Cristal Band-Gap*, RCBG [11]).

Outre ces situations extrêmes où la notion même de paramètre effectif est remise en cause, on

peut observer, en particulier pour des métamatériaux très denses en inclusions, des phénomènes de couplages qui peuvent influencer fortement le fonctionnement. En effet, ceux-ci génèrent l'apparition d'un comportement différent à proximité des interfaces et ne permettent plus de modéliser le métamatériau sous la forme d'un seul matériau massif (voir sections 3.1 et 4.3 pour des exemples).

Enfin, signalons que tous les métamatériaux ne possèdent pas de paramètres effectifs dans *toutes* les directions. Il peut arriver que dans une direction transverse à la propagation la structuration soit de l'ordre de la longueur d'onde (voir section 4.3 pour un exemple).

1.2 Familles de métamatériaux

Dans le cadre de cette thèse nous allons présenter des résultats concernant des métamatériaux très différents. Dans cette section, nous allons voir tout d'abord qu'il est possible de dégager deux stratégies de réalisation opposées, puis nous définirons les grandes familles de métamatériaux existantes, selon les phénomènes physiques exploités.

1.2.1 Stratégies de réalisation

La complexité des structurations employées dans les métamatériaux dépend fortement du nombre de paramètres matériau sur lesquels on souhaite influer. En particulier, il est beaucoup plus facile d'influer sur l'activité électrique ou magnétique que sur les deux simultanément. Malheureusement, même si dans certains cas il est possible de l'éviter (voir par exemple au 5.1.1.2), de nombreuses applications des métamatériaux requièrent ce type d'activité double.

Dans ce cas il est possible de dégager deux stratégies différentes :

1. Des réseaux « imbriqués », c'est-à-dire dans lesquels on va inclure deux particules différentes, chacune assurant une des deux activités requises. Ce type de stratégie présente l'avantage d'élargir les possibilités de réalisation des particules, mais introduit certains risques, liés en particulier à l'occupation volumique plus forte, susceptible soit d'augmenter trop fortement la périodicité, soit de faire apparaître des phénomènes de couplage handicapants.
2. Des réseaux « combinés », c'est-à-dire dans lesquels c'est la même particule qui doit générer l'ensemble des paramètres requis. Bien évidemment, cette stratégie a tendance à accroître la difficulté de conception de la particule.

1.2.2 Les différentes familles

1.2.2.1 Motifs métalliques dans une matrice, ou « métallo-diélectriques »

Les métamatériaux à base de motifs métalliques répartis dans une matrice sont les premiers à avoir été conçus. Ils ont permis l'obtention des premiers indices négatifs (si l'on excepte les cristaux photoniques), par superposition de deux structures pour lesquelles J. B. Pendry a montré qu'il existait des domaines fréquentiels à permittivité et à perméabilité négatives : les réseaux de fils continus [12] et les réseaux de résonateurs à anneaux fendus [13] (voir figure 1.1).

L'idée de base de ces structures est l'exploitation des courants de conduction générés à la surface des métaux lorsque ceux-ci sont soumis à une onde incidente de fréquence donnée. Pour certaines géométries particulières de conducteurs, les courants ainsi générés peuvent être suffisamment importants pour avoir un effet notable sur le champ total même si la taille des motifs est petite devant la longueur d'onde. L'exemple le plus typique d'une telle structure est le résonateur à anneau fendu. Si on considère un ensemble d'anneaux métalliques fermés identiques, petits devant la longueur d'onde et placés dans une matrice de façon à avoir leur axe suivant le champ magnétique incident, on n'observe pas d'activité magnétique importante. Par contre, si les anneaux comportent une fente sur leur circonférence, il apparaît une fréquence de résonance pour laquelle le courant de conduction dans l'anneau est très important. Par voie de conséquence, à cette fréquence, la

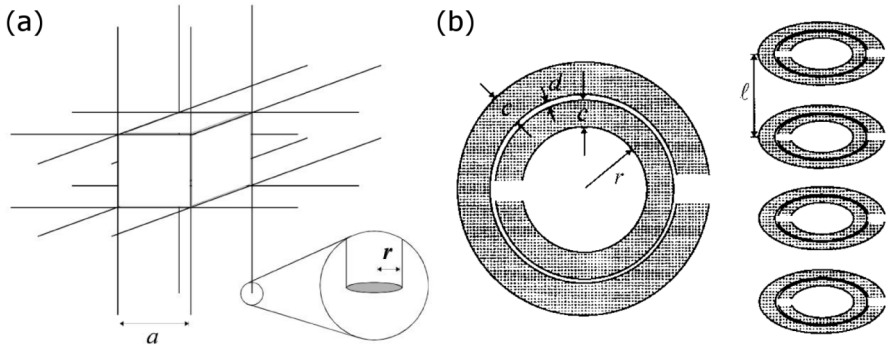

FIGURE 1.1 – Schémas d'un réseau (3D) de fils continus métalliques et d'un (double) résonateur à anneau fendu (vue de dessus à gauche et vue de profil de l'ensemble à droite) (d'après [12] et [13]).

présence des anneaux à une forte influence sur le champ magnétique total dans la matrice, ce qui se traduit en termes de paramètres effectifs par une perméabilité de forme résonante, susceptible d'être négative dans une certaine bande.

Pour mieux comprendre le comportement de motifs métalliques spécifiques, il est courant de rechercher leur schéma équivalent. Par exemple, on peut montrer qu'un réseau de fils métalliques s'apparente à une série d'inductances en parallèle disposées sur une ligne de propagation (représentant la matrice diélectrique du réseau). De même, on peut montrer qu'un résonateur à anneau fendu (de géométrie simple) peut se représenter sous la forme d'un circuit résonant LC, l'inductance correspondant à la partie métallique et la capacité à la fente.

À ce stade, on peut percevoir les possibilités offertes par les métamatériaux à base de motifs métalliques, si l'on conçoit les particules du réseau comme des circuits individuels ou interconnectés mais toujours petits devant la longueur d'onde. Ces possibilités ont été mises en évidence par plusieurs travaux généraux sur les « nanocircuits » [14] ou des réseaux de fils chargés périodiquement par différents éléments localisés [15, 16].

Ainsi depuis les premiers travaux de J. B. Pendry, de très nombreux motifs métalliques ont été exploités (voir figure 1.2 pour des exemples), tant pour la génération de permittivités effectives que de perméabilités ou de coefficients de bianisotropie. Plusieurs travaux ont par ailleurs porté sur le contôle de l'anisotropie des paramètres obtenus, avec des propositions pour l'obtention de paramètres isotropes en 2D ou en 3D.

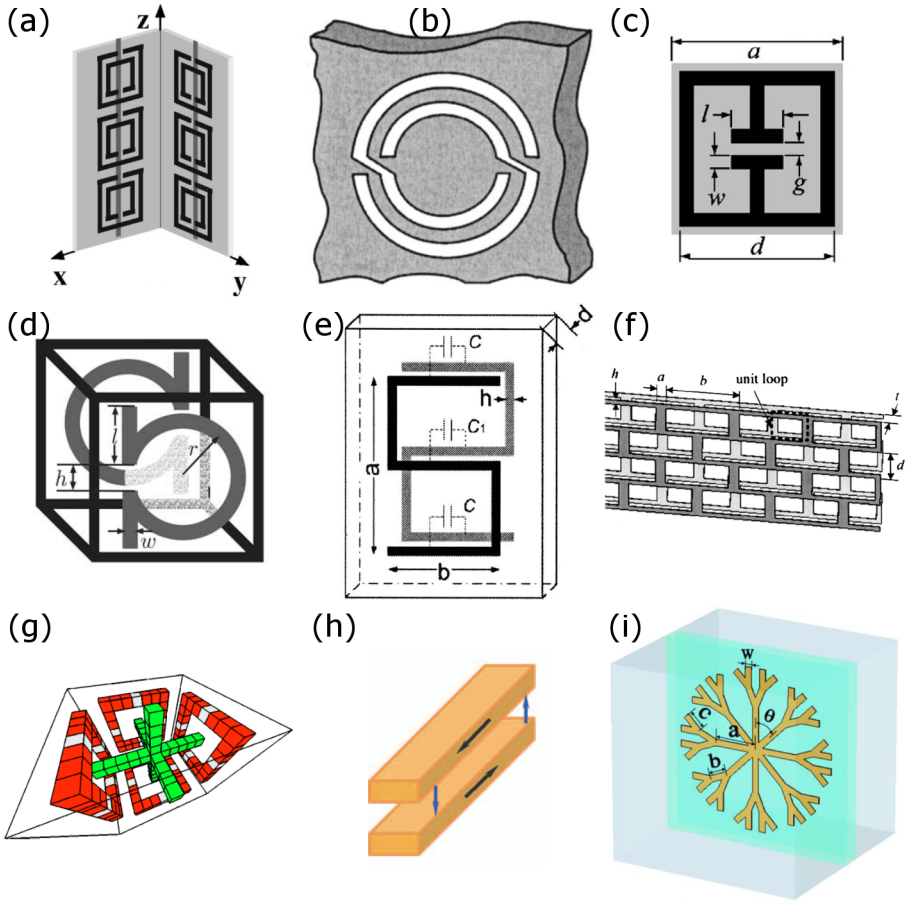

FIGURE 1.2 – Schémas de divers motifs métalliques à la base de métamatériaux, issus de la littérature (d'après les références [17–25], dans l'ordre). Le motif (c) présente uniquement une activité électrique, le motif (b) uniquement une activité magnétique, et tous les autres motifs présentent les deux à la fois. Parmi ces derniers, les motifs (a) et (g) exploitent une stratégie d'imbrication des réseaux, alors que les motifs (d), (e), (f), (h) et (i) utilisent un réseau combiné. Notons que seuls les motifs (a), (f) et (g) présentent des interconnexions métalliques entre chaque cellule, les autres étant isolés. Enfin, les motifs (a) et (g) sont spécialement conçus pour autoriser plusieurs angles d'incidence (isotropie 2D et 3D).

1.2.2.2 Composants localisés sur une ligne de transmission

Comme nous avons pu le voir, les métamatériaux basés sur des inclusions métalliques s'apparentent à des circuits localisés excités par un champ incident et générant un champ en retour correspondant à une activité électromagnétique. On peut pousser ce concept plus loin en intégrant directement les cicuits sur une ligne de propagation métallique. Le passage d'une excitation par une onde plane à une excitation par un mode guidé (de type coplanaire ou micro-ruban par exemple) peut être intéressant dans les gammes micro-onde et térahertz. Dans ces gammes [26–28] on a pu réaliser des métamatériaux sur ligne de propagation dont l'indice effectif est négatif (lignes à avance de phase, voir figure 1.3 pour un exemple).

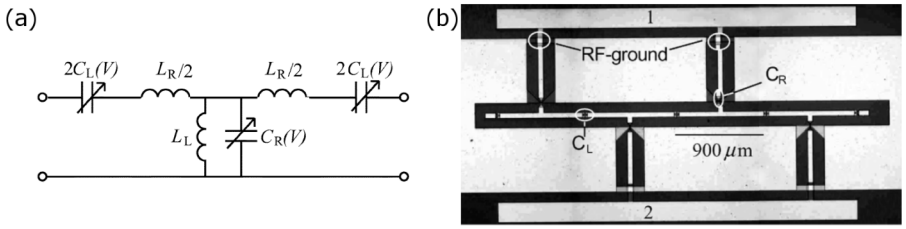

FIGURE 1.3 – (a) Schéma de principe d'une cellule unitaire et (b) vue d'un prototype d'un métamatériau à indice effectif négatif à base de lignes de transmission coplanaires. La vue du prototype indique la position des composants localisés. Grâce à l'utilisation de varactors ferroélectriques, on obtient ici un comportement accordable en fréquence (d'après [29]).

On pourrait penser que la qualification de « métamatériau » est ici abusive, étant donné qu'on obtient en réalité des supports de propagation micro-ondes chargés par des éléments localisés, mais le fait de considérer ces circuits comme des matériaux effectifs peut avoir des applications intéressantes. Ainsi, il a été démontré qu'il était possible de réaliser une lentille plane [26] et d'obtenir un effet de super-résolution [30, 31] (voir section 1.3.1) en utilisant des lignes de propagation micro-ruban 2D ou 3D (grilles) chargées. De même, un effet d'invisibilité (voir section 5.1) a récemment été obtenu en exploitant un dispositif d'invisibilité à base de lignes de propagation interfacé avec l'air grâce à une série d'antennes [32].

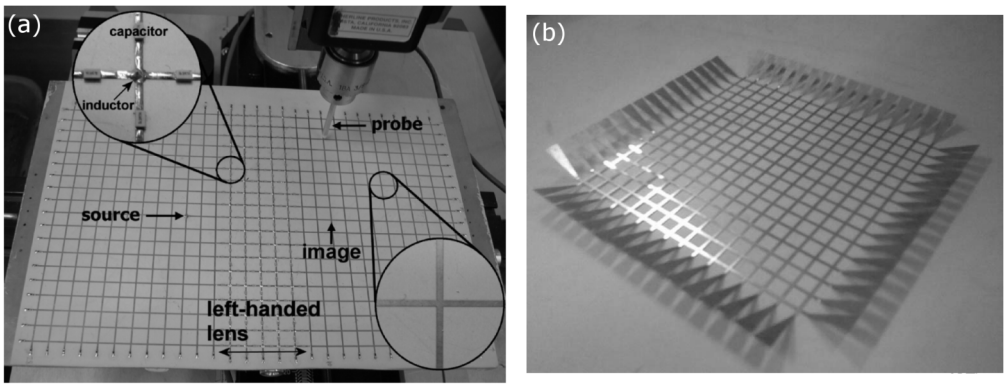

FIGURE 1.4 – Photos d'un prototype de superlentille (a) et de dispositif d'invisibilité (b) (moitié inférieure du dispositif complet) basés sur des lignes de transmission 2D chargées (d'après [30] et [32]).

1.2.2.3 Mélanges et empilements

Un moyen simple d'obtenir des paramètres effectifs spécifiques dans un métamatériau est d'utiliser un « mélange » hétérogène de matériaux différents. On parle dans ce cas de matériaux « composites ». Diverses formules analytiques ont été développées pour prédire les paramètres effectifs de ces composites (formule de Maxwell-Garnett, formule de Bruggeman, etc. [33]), en fonction de la forme et de la nature des inclusions, mais aussi en fonction de leur organisation. En effet, selon

qu'on organise les matériaux sous forme de sphères réparties aléatoirement dans une matrice, ou sous forme de lamelles empilées, on peut obtenir des paramètres effectifs très différents, notamment en ce qui concerne leur anisotropie. Nous aurons l'occasion de traiter un cas de métamatériau fortement anisotrope à base d'empilement de couches alternativement diélectriques et métalliques au 5.2.

Bien évidemment, les métamatériaux à base de composites présentent le plus d'intérêt lorsque leurs matériaux constitutifs possèdent eux-mêmes des propriétés exceptionnelles. Par exemple, plusieurs travaux ont été réalisés sur des composites comportant des inclusions de matériaux ferromagnétiques, susceptibles de présenter, dans une partie de la gamme micro-ondes, une perméabilité négative en présence d'un champ magnétique statique [34] (ou même en l'absence d'un tel champ [35]), voire une bande à permittivité et perméabilité simultanément négatives [36].

1.2.2.4 Résonateurs de Mie

Le principe de fonctionnement de cette famille de métamatériaux repose sur les résonances de Mie. On peut présenter ce type de résonance comme l'analogue diélectrique des résonateurs métalliques évoqués précédemment : dans des volumes de diélectrique de géométrie simple (typiquement analogues à des sphères) peuvent se développer des modes résonants lorsqu'ils sont soumis à une onde plane incidente de fréquence spécifique. Si l'on utilise des diélectriques à très forte permittivité, dans lesquels les longueurs d'onde sont considérablement réduites, on peut déplacer ces modes résonants vers les basses fréquences. La longueur d'onde d'excitation devenant très grande devant la taille des résonateurs, on se place ainsi dans une situation où la définition de paramètres effectifs devient possible [37, 38].

Les modes de résonance de Mie correspondant à des répartitions de champs (voir figure 1.5(a)) dont les expressions analytiques sont connues, du moins lorsque les résonateurs sont analogues à des sphères, des formules analytiques pour les paramètres effectifs des métamatériaux à base de résonateurs de Mie ont pu être développées [39–42]. Signalons néanmoins qu'elles ne prennent pas en compte les phénomènes de couplages entre résonateurs, qui apparaissent dès que la densité de résonateurs devient élevée dans la matrice.

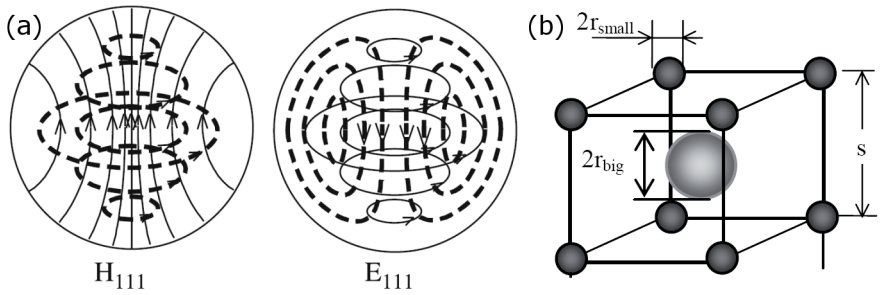

FIGURE 1.5 – (a) Cartes des lignes de champ électrique (pointillés) et magnétique (lignes continues) pour les deux premiers modes résonants d'une sphère diélectrique. (b) Cellule unitaire de réseau de résonateurs diélectriques susceptible de présenter un indice négatif. Le petit résonateur est à l'origine de l'activité magnétique (1er mode résonant) alors que le grand est à l'origine de l'activité électrique (2e mode résonant) (d'après [42] et [43]).

Ces formules prédisent une alternance de modes présentant une activité magnétique résonante sans activité électrique (modes impairs) et une activité électrique résonante sans activité magnétique (modes pairs). Dans les deux cas, lorsque les coefficients de qualité des résonances sont suffisamment importants, il est possible d'obtenir des paramètres négatifs. En exploitant une stratégie de réalisation avec deux réseaux imbriqués de résonateurs de tailles différentes (voir figure 1.5(b)), des métamatériaux à permittivité et perméabilité simultanément négatives ont ainsi pu être fabriqués pour la gamme micro-onde [44], malgré d'importantes limitations, notamment en termes de largeur de bande (en raison de la superposition de deux phénomènes résonants) et de pertes (en raison de l'utilisation de diélectriques à forte permittivité). Signalons également que dans de tels métamatériaux, le risque de voir le comportement effectif être dominé par le phénomène de RCBG (voir 1.1.3) devient très important, l'indice effectif prenant des valeurs extrêmes à proximité de la fréquence de résonance. Notons enfin que certains articles mettent en évidence la possiblité de créer une bande doublement négative avec un réseau de particules toutes identiques, soit en exploitant les phénomènes de couplages précédemment évoqués [44, 45], soit en choisissant une géométrie de résonateurs plus complexe [46].

Bien évidemment, comme pour les métamatériaux à base de composites [47], il est également possible de combiner un réseau de résonateurs de Mie avec un réseau à base de motifs métalliques. Dans cette catégorie hybride, les métamatériaux combinant résonateurs de Mie dans leur mode fondamental et réseaux de fils métalliques ont permis d'atteindre de bonnes performances en termes de bande passante et de pertes [38, 48].

1.2.2.5 Un cas à part : les cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont des structures périodiques dans lesquelles on exploite des phénomènes de diffraction pour modifier fortement la propagation des ondes électromagnétiques. On obtient ainsi une variété d'effets exploitables, dont le plus important est sans doute la formation de bandes interdites. En effet, les réflexions multiples des ondes à l'intérieur de la structure périodique sont destructives dans certaines gammes de fréquences, qui sont qualifiées de bandes interdites électromagnétiques (*Electromagnetic Band Gap*, EBG). Un cristal photonique illuminé par une onde plane dont la fréquence se situe dans une EBG constitue un réflecteur d'excellente qualité. Cette caractéristique est d'ores et déjà à l'origine d'applications commerciales, telle l'optimisation des gaines de fibres optiques [49] (voir figure 1.6(a)).

L'étude des cristaux photoniques au sens large a des origines anciennes, puisqu'on peut considérer qu'un miroir de Bragg est en réalité un cristal photonique unidimensionnel (c'est-à-dire possédant un caractère périodique dans une direction uniquement).

Notons que les propriétés en réflexion des cristaux photoniques peuvent être dans certains cas très complexes. En particulier, on peut obtenir des phénomènes d'iridescence (c'est-à-dire de variation rapide de la couleur apparente du cristal en fonction de l'angle d'illumination) très marqués. L'iridescence à base de cristaux photoniques est très largement exploitée dans la nature [52], de nombreux animaux présentant des nanostructures périodiques sur leurs écailles, leur carapace ou leurs plumes (voir figure 1.6(b)). Elle est aussi présente dans des structures minérales, la plus célèbre étant l'opale, qui est un cristal photonique tridimensionel.

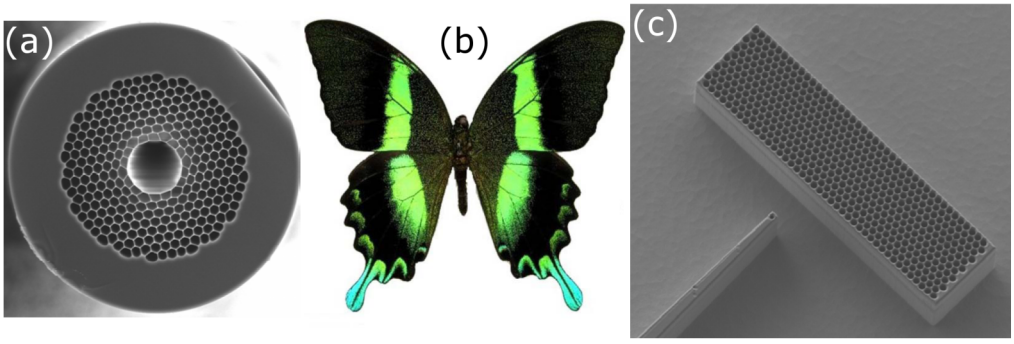

FIGURE 1.6 – (a) Vue en coupe d'une fibre optique à cristal photonique, disponible dans le commerce. Le cristal photonique sert ici à confiner la lumière dans le cœur de la fibre. (b) Papillon indonésien présentant des structures de type cristal photonique sur ses ailes, à l'origine d'un effet d'iridescence (d'après [50]). (c) Lentille plane basée sur un cristal photonique présentant un indice effectif (isotrope) égal à -1 à la longueur d'onde 1,55 μm (d'après [51]).

Au-delà de ces propriétés en réflexion, il a été démontré que les cristaux photoniques possédaient aussi des propriétés remarquables en réfraction. En particulier, M. Notomi [53] a montré que dans un cristal constitué d'un réseau périodique (2D) de piliers diélectriques (ou de trous dans une matrice diélectrique) on pouvait, dans certains cas – en particulier lorsque le contraste d'indice est important – définir un indice effectif pour le cristal photonique. Cet indice est effectif au sens où il permet de caractériser le comportement réfractif à l'interface avec le cristal, quelque soit l'angle d'incidence. Il permet également de prévoir la direction de propagation à l'intérieur du cristal. De façon remarquable, on peut définir cet indice effectif non seulement dans la bande de transmission fondamentale, mais aussi au-delà de la première bande interdite. À ce niveau, l'indice effectif est de valeur négative.

Ainsi il est possible, grâce à des cristaux photoniques, d'obtenir des effets de réfraction négative. Ces effets ne sont pas dus à la génération simultanée d'une activité électrique et d'une activité magnétique négatives, mais à une construction d'interférences complexe, à l'intérieur du cristal, due au caractère périodique et fortement diffractif de sa structure.

Le terme « métamatériau » n'est pas à proprement parler appliquable aux cristaux photoniques : à la différence des métamatériaux, on ne peut pas imaginer un cristal photonique avec une structure totalement aléatoire. En d'autres termes, il ne peut pas exister de cristal photonique amorphe. Cependant, l'étude des cristaux photoniques peut être riche d'enseignements pour le domaine des métamatériaux. Ainsi, le sens physique de la notion de paramètre « effectif » est un enjeu important dans les deux domaines, en particulier lorsqu'il s'agit de réaliser des dispositifs d'imagerie (voir figure 1.6(c)). De plus, nous pourrons voir qu'en pratique, de nombreux métamatériaux présentent une structure périodique et peuvent donc, dans certaines gammes de fréquences, présenter simultanément des phénomènes dus à leur microstructuration et à leur périodicité (voir par exemple le phénomène de RCBG déjà évoqué au 1.1.3).

1.3 Domaines d'application

1.3.1 Imagerie

Une très importante application des métamatériaux en imagerie est celle des lentilles planes. Ce type de lentille a été imaginé par V. Veselago en 1968 [7] et repose sur l'exploitation des règles de réfraction à l'interface entre deux milieux d'indices opposés (voir figure 1.7). Or, il a fallu attendre l'invention des métamatériaux (et des cristaux photoniques) pour disposer de milieux à indice négatif. Outre une intéressante propriété d'invariance par translation (la lentille étant plane, elle n'a pas d'axe optique), J. B. Pendry a montré que les lentilles planes ont un comportement exceptionnel en termes de résolution maximale [54]. C'est ce comportement qui est à l'origine de leur intérêt applicatif et de l'utilisation du qualificatif « super-lentille » pour les désigner.

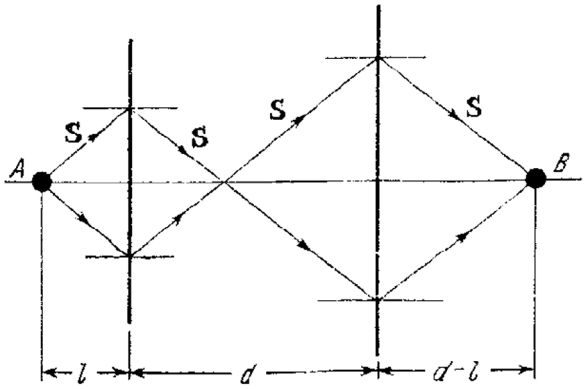

FIGURE 1.7 – Schéma de principe de la lentille plane de V. Veselago [7]. La source au point A est reproduite au niveau de l'image B, mais aussi au cœur de la lentille. On remarquera la relation entre la distance source-lentille l, l'épaisseur de la lentille d et la distance lentille-image $d - l$.

En effet, une importante limitation des systèmes d'imagerie usuels est leur limite de diffraction, de l'ordre de la moitié de la longueur d'onde. Si on considère une image source, tous les détails de dimension inférieure à cette limite disparaissent dès lors que la distance de propagation est de l'ordre de quelques longueurs d'onde. Dans les lentilles classiques, aucun traitement particulier n'est réalisé sur ces composantes évanescentes, ce qui entraîne directement une perte de résolution. Dans une lentille plane, on a une situation très différente : à l'intérieur de la lentille, les composantes évanescentes sont amplifiées. Au niveau du point image, elles retrouvent le niveau qu'elles avaient au point source. En d'autres termes, de la même façon que les composantes propagatives, elles contribuent à la formation de l'image, qui devient ainsi une image « parfaite ». Bien évidemment, ce phénomène présente différentes limitations (liées en particulier à la présence de pertes dans les métamatériaux à indice négatif) qui font que la résolution accessible en pratique reste finie, mais on a pu obtenir expérimentalement des résolutions supérieures à la limite de diffraction avec des lentilles planes, dans des gammes de fréquences allant des micro-ondes [55, 56] à l'optique [57]. Nous reviendrons au 2.4.2.3 sur le concept de lentille plane.

D'autres applications d'imagerie peuvent être envisagées grâce aux métamatériaux. Un exemple particulièrement intéressant est « l'hyperlentille », que nous étudierons en détail au 5.2.1.

1.3.2 Contrôle du rayonnement

De nombreuses applications potentielles des métamatériaux concernent le contrôle du rayonnement provenant de divers types d'antennes. En particulier, les métamatériaux à base de lignes de propagation peuvent être exploités dans des réseaux d'antennes alimentées en série, ou dans des antennes à ondes de fuite. Dans ces dernières, le choix d'orientation du lobe principal du rayonnement est généralement limité à un seul cadran (*broadside-to-endfire scanning*, c'est-à-dire de la normale vers l'avant). Par contre, si l'on exploite des métamatériaux dits composites équilibrés, c'est-à-dire présentant successivement une bande d'indice négatif et une bande d'indice positif sans bande interdite entre les deux (voir figure 1.8), il est possible d'accéder à un cadran supplémentaire (*backfire-to-endfire scanning*, c'est-à-dire de l'arrière vers l'avant) en faisant varier la fréquence [58–60].

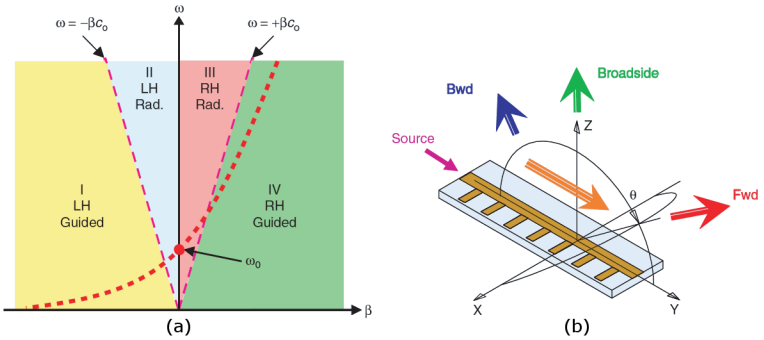

FIGURE 1.8 – (a) Diagramme de dispersion d'un métamatériau à base de lignes de transmission, de type composite équilibré (pointillés rouges). Dans les deux zones II et III, situées à l'intérieur du cône de lumière (tirets rouges), une partie de l'énergie se propageant dans la ligne est radiée dans l'air, dans une direction directement liée à la valeur de β. (b) Schéma de principe présentant différentes directions de radiation accessibles, selon que l'on se situe dans la zone II (direction *backward* en bleu), à la fréquence ω_0 où l'indice est nul (direction *broadside*, en vert) ou dans la zone III (direction *forward*, en rouge). La ligne chargée constituant le métamatériau est visible en orange (d'après [60]).

Signalons que si les métamatériaux employés pour ce type d'application sont en majorité à base de lignes de transmission, ce n'est pas une condition nécessaire, puisque des effets similaires ont récemment été obtenus avec des guides chargés de résonateurs diélectriques et munis d'ouvertures [61].

Dans le domaine des antennes, certains métamatériaux trouvent également des applications en raison de leurs propriétés en réflexion. En particulier, ils permettent de réaliser des « conducteurs magnétiques artificiels » (*Artificial Magnetic Conductors* ou AMC). Du point de vue de leurs propriétés en réflexion, ceux-ci s'apparentent à des équivalents magnétiques des surfaces métalliques, et présentent un déphasage à la réflexion de valeur nulle. Cette propriété permet d'importantes réductions d'encombrement pour les systèmes comportant une antenne et un plan réflecteur arrière, telles les antennes à cavité [62, 63], ou les antennes comportant un plan de masse, telles les antennes patch [64]. De plus, il est possible d'obtenir simultanément une réduction des ondes de surface sur ces plans réflecteurs, qui sont à l'origine de couplages parasites lorsque l'on souhaite réaliser un

réseau d'antennes ou pour des applications *Multiple-Input Multiple-Output* (MIMO) [64, 65].

Des applications exploitant les propriétés de réfraction de certains métamatériaux ont également été proposées. Ainsi, si on place une antenne non directive *à l'intérieur* d'une lame de métamatériau présentant un indice effectif proche de zéro, on obtiendra une forte augmentation de la directivité, avec la formation d'un lobe principal étroit orienté suivant la normale à la lame [66].

En liaison avec le domaine d'application du contrôle de rayonnement, il convient de signaler également le potentiel important des métamatériaux pour la furtivité. Ce type de système sera étudié en détail dans la section 5.1 de cette thèse.

1.3.3 Circuits micro-ondes

Ce domaine d'application repose sur les métamatériaux à base de lignes de transmission décrits précédemment. De nombreux travaux ont montré que ces métamatériaux, et en particulier les lignes de transmission composites équilibrées (*Composite Righ/Left-Handed Transmission Lines*, CRLH-TL) présentent des avantages significatifs pour la réalisation de diverses fonctions au sein des circuits, dans la gamme micro-ondes [67]. On peut citer dans ce domaine des déphaseurs [68], des coupleurs [69] et des filtres présentant des performances remarquables en termes de compacité. Tous ces systèmes bénéficient des libertés offertes par les métamatériaux à base de lignes de transmission en termes de valeurs de constante de propagation (négatives, nulles, etc.) ou de comportement fréquentiel (positionnement de bandes interdites et passantes liées à des phénomènes résonants [70]).

Par ailleurs, les caractéristiques de dispersion des métamatériaux à base de lignes de transmission incluant des résonateurs (ou tout au moins des capacités localisées) dépendent fortement des matériaux présents à leur voisinage. Grâce à cette propriété, on a pu obtenir des propriétés d'accordabilité, par exemple en insérant localement des matériaux ferroélectriques [29, 71]. Sur le même principe, on a également pu fabriquer des capteurs susceptibles de détecter des substances chimiques ou biologiques avec une grande sensibilité [72].

Conclusion

Au cours de ce premier chapitre nous avons rappelé la définition du concept de métamatériau, ainsi que les différents paramètres physiques qui seront au cœur de ce travail de thèse. Dans le chapitre suivant nous présenterons les outils permettant d'évaluer ces paramètres. Ces outils seront ensuite mis en œuvre dans les chapitre 3 et 4.

Par ailleurs, nous avons pu dégager des familles de métamatériaux, reposant sur des stratégies différentes et exploitant des phénomènes physiques distincts. Nous pourrons voir qu'à l'exception des métamatériaux à base de lignes de transmission, elles seront toutes exploitées dans le cadre de cette thèse.

Enfin, les principaux domaines d'application des métamatériaux ont été soulignés. Certaines de ces applications seront appronfondies dans le cadre du chapitre 5, celui-ci traitant d'une méthode de conception de systèmes à base de métamatériaux.

CHAPITRE 2

TECHNIQUES DE DESCRIPTION DES PROPRIÉTÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUES

Le premier chapitre nous a permis de définir les différentes caractéristiques, essentiellement traduisibles sous forme de paramètres matériaux, que peuvent présenter les métamatériaux. En pratique, toute phase de conception d'un métamatériau nécessite une quantification de ces paramètres, que ce soit au niveau local (échelle de la cellule) ou global (échelle du dispositif optique). De même, une telle quantification est requise pour l'analyse des performances des prototypes réalisés, à partir des mesures expérimentales. Le présent chapitre détaillera l'ensemble des méthodes d'extraction (ou retrieval*) des paramètres qui seront exploitées dans les chapitres suivants.*

Par ailleurs, une partie de ce chapitre sera consacrée à une nouvelle méthode de conception de dispositifs optiques baptisée « optique de transformation » et permettant de mettre à profit le grand éventail de propriétés électromagnétiques offert par les métamatériaux pour réaliser des systèmes optiques dotés de fonctions innovantes.

2.1 Problèmes aux valeurs propres

2.1.1 Hypothèses fondamentales

La recherche des modes propres pour la propagation des ondes semble a priori bien adaptée aux métamatériaux. En effet il s'agit, la plupart du temps, de structures parfaitement périodiques et pour lesquelles on peut donc définir une cellule élémentaire et un arrangement spatial de façon similaire à une maille cristalline. En pratique, les solveurs numériques de type éléments finis donnent, pour une valeur donnée du vecteur d'onde k la (ou les) fréquence(s) propre(s) correspondante(s). Chaque résultat ainsi obtenu est un point du diagramme de dispersion $\omega(k)$ de la structure. De plus, on peut varier librement la direction du vecteur d'onde, ce qui permet d'extraire les contours (ou surfaces, selon que l'on travaille en 2D ou 3D) isofréquences $\omega(\overrightarrow{k})$. Cependant, il convient de souligner que l'extraction des modes propres repose sur plusieurs hypothèses importantes.

En premier lieu, les modes propres d'une structure renseignent sur la propagation des ondes au *cœur* du matériau. La propagation est en effet considérée comme étant parfaitement établie, ce qui conduit à négliger les effets dus aux interfaces (génération de modes évanescents, ondes de surface, effets de cavité, etc.). Ces effets sont d'autant plus importants dans les métamatériaux que nous allons être amenés à étudier qu'il s'agit souvent de lames minces dépassant rarement une dizaine de cellules en épaisseur.

Une autre particularité vient du formalisme des modes propres utilisé dans les logiciels de simulation commerciaux tels qu'HFSS, qui considère des vecteurs d'onde réels uniquement. Or, l'inclusion des pertes métalliques et diélectriques est essentielle dans l'étude des métamatériaux. Lors de l'extraction des modes propres la présence de ces pertes se traduira par l'introduction d'une partie imaginaire de la fréquence du mode propre. Cette partie imaginaire peut être reliée à la constante d'atténuation par la relation $\alpha = 2\pi\Im(f)/v_g$ avec v_g la vitesse de groupe supposée égale à celle de propagation de l'énergie [73].

Enfin, l'extraction des modes propres des structures écarte nécessairement la question de leur adaptation d'impédance à un milieu extérieur. Cependant nous verrons au 2.3.2 que l'impédance peut toujours être définie localement comme un rapport de champs.

2.1.2 Diagrammes de bandes et contours isofréquences

On peut remarquer que, contrairement à d'autres méthodes d'extraction des paramètres, on ne fait pas ici d'hypothèse sur les caractéristiques de l'anisotropie du métamatériau, ni même en réalité sur son caractère homogénéisable. Ainsi, il est possible de tracer les contours isofréquences de la structure considérée même si elle ne peut être représentée par des tenseurs de permittivité et de perméabilité diagonalisables. L'exemple le plus typique d'une telle situation est celui des cristaux photoniques : dans une grande partie de leurs bandes passantes, leurs contours isofréquences (2D) prennent des formes proches de carrés.

2.2 Techniques d'analyse exploitant les paramètres de diffraction

Dans cette partie nous supposerons que le métamatériau respecte les conditions d'homogénéisation pour une certaine gamme de fréquences et qu'il est possible de définir un repère orthonormé (x, y, z) dans lequel les paramètres matériaux relatifs en fonction de la fréquence f s'expriment sous la forme :

$$\bar{\bar{\epsilon}}(f) = \begin{pmatrix} \epsilon^{xx}(f) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon^{yy}(f) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon^{zz}(f) \end{pmatrix}, \bar{\bar{\mu}} = \begin{pmatrix} \mu^{xx}(f) & 0 & 0 \\ 0 & \mu^{yy}(f) & 0 \\ 0 & 0 & \mu^{zz}(f) \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

L'objectif est de déterminer ces paramètres à partir de mesures des coefficients de réflexion et de transmission complexes obtenus lorsqu'une lame d'épaisseur finie de ce matériau est illuminée par une onde plane de fréquence f, le milieu extérieur étant supposé connu. Pour simplifier les calculs d'extraction nous allons nous placer dans une situation particulière. En premier lieu, il est naturel de choisir une polarisation et un angle d'incidence suivant les axes principaux du repère défini. Appelons 1 la direction du champ électrique incident, 2 celle du champ magnétique et 3 celle du vecteur d'onde incident ($1, 2, 3$ est donc une permutation quelconque de x, y, z). L'incidence est normale, c'est-à-dire que l'interface entre le matériau et le milieu extérieur est un plan perpendiculaire à 3. Dans ces conditions la propagation dans le volume de matériau est caractérisée par un unique indice optique n et une unique impédance d'onde réduite z, définis comme suit :

$$n = \sqrt{\epsilon^{11}\mu^{22}} \quad , \quad z = \sqrt{\frac{\mu^{22}}{\epsilon^{11}}} \tag{2.2}$$

Si nous parvenons à trouver une méthode d'extraction de n et z, on voit qu'il suffira de la répéter trois fois, pour trois incidences et polarisations correspondant aux permutations cycliques de (x, y, z), pour obtenir les six termes des tenseurs de permittivité et de perméabilité. Au sein du groupe DOME, une telle méthode a par exemple été utilisée par F. Zhang [74] pour l'étude d'une structure à base de résonateurs Oméga sur laquelle nous reviendrons au chapitre suivant.

Par ailleurs, on peut remarquer que la matrice des paramètres de diffraction (paramètres S) correspondant à la situation considérée correspondra nécessairement à un quadripôle réciproque et symétrique. Ainsi sa matrice des paramètres de diffraction S_{ij} est telle que $S_{12} = S_{21} = t$ et $S_{11} = S_{22} = r$.

2.2.1 Inversion des relations de Fresnel

Cette méthode est souvent désignée sous le terme de méthode de Nicolson-Ross-Weir [75, 76], ou méthode *NRW*. Dans la suite de cette thèse nous utiliserons l'abbréviation FI, pour *Fresnel Inversion*.

2.2.1.1 Présentation de la méthode

Les relations de Fresnel sont les équations qui relient les coefficients de réflexion et de transmission au niveau d'une interface plane entre deux milieux et les paramètres matériaux de ces milieux. En incidence normale et avec un milieu incident d'impédance unitaire, elles se réduisent à : $\frac{1-z}{1+z}$ pour la réflexion et $1-R$ pour la transmission, avec z l'impédance du matériau.

Considérons maintenant un cas plus pratique à deux interfaces, c'est-à-dire une lame de matériau d'épaisseur a. Dans le cas général, l'illumination de cette lame par une onde plane monochromatique va générer une onde transmise et une onde réfléchie. Par ailleurs, l'impédance étant quelconque, on a a priori un nombre infini de réflexions internes possibles. Soit $R = \frac{1-z}{1+z}$ le coefficient de réflexion sur l'interface d'entrée (le milieu incident est le milieu extérieur d'impédance unitaire). Le coefficient de réflexion sur une interface de sortie est alors $-R$ (le milieu incident est la lame de matériau). Soit $T = e^{-ink_0a}$ le terme de propagation à l'intérieur de la lame (avec k_0 le vecteur d'onde dans le vide).

Calculons la transmission globale. Chaque composante de l'onde transmise a dû rentrer et sortir de la lame une fois et une seule, elle a dû traverser la lame un nombre impair de fois et être réfléchie à l'intérieur un nombre pair de fois. On obtient donc la superposition :

$$t = (1-R)(1+R)\sum_{n=0}^{\infty}(-R)^{2n}T^{2n+1} = \frac{\left(1-R^2\right)T}{1-R^2T^2} \tag{2.3}$$

La série est bien convergente ici puisque $|R| < 1$ et $|T| < 1$.

Considérons maintenant la réflexion globale. Une composante n'est jamais rentrée dans la lame et a simplement été réfléchie une fois. Toutes les autres composantes sont entrées et sorties une fois et une seule, elles ont été transmises un nombre pair de fois et réfléchies à l'intérieur un nombre impair de fois. On obtient donc la superposition :

$$r = R + (1-R)(1+R)\sum_{n=0}^{\infty}(-R)^{2n+1}T^{2(n+1)} = \frac{R\left(1-T^2\right)}{1-R^2T^2} \tag{2.4}$$

On peut écrire ces relations plus simplement si on passe à une représentation des paramètres de diffraction sous la forme d'une matrice chaîne. Dans notre cas elle s'écrit sous la forme :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\left(1-r^2\right)+t^2}{2t} & \frac{(1+r)^2-t^2}{2t} \\ \frac{(1-r)^2-t^2}{2t} & \frac{\left(1-r^2\right)+t^2}{2t} \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

En combinant 2.3, 2.4, 2.5 et les expressions de R et T en fonction de n et z, on obtient une formulation nettement plus simple, bien connue en théorie des lignes [76, 77] :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(nk_0a) & iz\sin(nk_0a) \\ \frac{i}{z}\sin(nk_0a) & \cos(nk_0a) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma a) & z\sinh(\gamma a) \\ \frac{1}{z}\sinh(\gamma a) & \cosh(\gamma a) \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

avec γ la constante de propagation complexe, reliée directement à l'indice par la relation $\gamma = ink_o$.

On en déduit l'expression de la constante de γ et de l'impédance d'onde réduite z en fonction des termes de la matrice chaîne, ce qui constitue l'étape d'inversion [78] :

$$\gamma = \frac{1}{a}\cosh^{-1}(A) \quad , \quad z = \sqrt{\frac{B}{C}} \tag{2.7}$$

Les fonctions cosinus hyperbolique inverse et racine carrée étant toutes les deux multibranches, nous avons besoin de conditions supplémentaires pour déterminer γ et z sans ambiguïté. En pratique les branches ont les propriétés suivantes :

1. Si z est solution alors $-z$ l'est aussi.
2. Si γ est solution alors $-\gamma$ l'est aussi.
3. Si γ est solution alors $\Re(\gamma) + i\left(\Im(\gamma) + \frac{2k\pi}{a}\right)$ (avec k entier) l'est aussi. En d'autres termes la partie imaginaire de γa est définie modulo 2π.

Pour lever les deux premières ambiguïtés, il suffit de remarquer que dans un milieu passif, la partie réelle de la constante de propagation complexe et celle de l'impédance sont nécessairement positives [79] (en conséquence des conditions $|R| < 1$ et $|T| < 1$ déjà évoquées). Le troisième choix de branche est plus délicat. En pratique, pour un calcul à une fréquence donnée, il n'y a pas de raison de choisir une branche plutôt qu'une autre. Le problème vient de la nature périodique du signal utilisé : introduire un déphasage de 2π à la transmission et/ou à la réflexion ne change rien aux paramètres mesurés. Pour contourner ce problème, nous allons utiliser une condition de continuité de la vitesse de phase et supposer que nous connaissons la dispersion du matériau sans ambiguïté dans une certaine gamme de fréquences. En pratique, les structures que nous étudierons ont souvent un comportement simple à basse fréquence : elles se comportent soit comme un diélectrique d'indice facilement estimable, soit comme un métal (pour lequel $\Im(\gamma) \to 0$).

2.2.1.2 Exemple du cristal photonique à maille carrée

La méthode d'extraction par inversion de Fresnel présente la particularité de rester « cohérente » même si le métamatériau est difficilement homogénéisable. En effet, il s'agit d'une inversion, ce qui signifie que, placé dans les mêmes conditions, le matériau possédant les paramètres effectifs extraits à partir d'une certaine matrice de répartition va nécessairement présenter la même matrice de répartition. La question est alors de savoir si les paramètres extraits sont utilisables pour d'autres situations, par exemple d'autres incidences, d'autres géométries d'interface, ou plus simplement d'autres épaisseurs de matériau.

Pour illustrer cette problématique, nous allons utiliser un exemple de structure simple apparentée aux métamatériaux : un cristal photonique 2D constitué de trous cylindriques d'air en maille carrée dans une matrice de diélectrique. Un tel système est a priori difficilement homogénéisable, sa structuration étant typiquement de l'ordre du tiers de la longueur d'onde. De plus, ses propriétés, basées sur des phénomènes de diffraction, découlent de son caractère périodique.

Pour cet exemple nous choisirons une période a de 450 nm dans le plan (x, y), un diamètre de 300 nm pour les cylindres d'air et une permittivité de 11 pour la matrice diélectrique. D'après des études réalisées dans le groupe DOME sur les modes propres des cristaux photoniques [80, 81], nous

savons qu'un tel dimensionnement permet d'obtenir, dans la direction $\Gamma - X$ du réseau carré un indice effectif de -1 à 193 THz (soit $\lambda_0 = 1{,}55$ μm, ou encore, en utilisant la notation en fréquences normalisées $f_r = a/\lambda$, $f_r = 0{,}29$) en polarisation TM (champ magnétique hors plan H_z, voir figure 2.1).

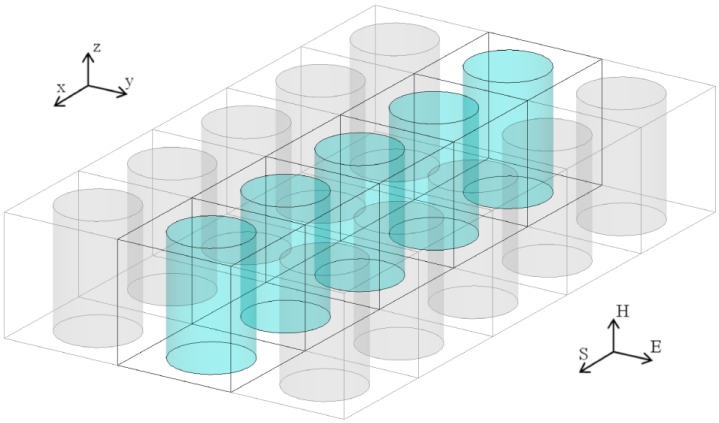

FIGURE 2.1 – Schéma du domaine de simulation pour le cristal photonique étudié, comportant cinq cellules dans la direction de propagation, et indiquant l'orientation du repère cartésien ainsi que le trièdre de polarisation. Les cellules grisées sur les côtés symbolisent la périodicité introduite par les conditions aux limites (conditions miroir de type PEC).

On peut appliquer la méthode d'extraction par inversion de Fresnel à différents domaines de simulation. Ici nous choisissons un domaine simple comprenant une seule cellule dans les directions transverses et un nombre n de cellules dans la direction de propagation. Des conditions aux limites de type miroir (PEC dans la direction du champ électrique et PMC dans la direction du champ magnétique) permettent de simuler le comportement d'un cristal d'étendue infinie dans les directions transverses. Dans la direction de propagation, on place directement les ports à la limite des cellules d'extrémité. Ces ports correspondent donc à une interface avec la matrice diélectrique dépourvue de trous, leur impédance est celle du diélectrique, c'est-à-dire 0,3 en valeur réduite (par rapport au vide).

La figure 2.2(a) montre le résultat de simulation en termes de dépendance fréquentielle de l'amplitude de la transmission, pour 1, 3 et 5 cellules dans la direction de propagation. On peut immédiatement noter l'ouverture d'une bande interdite entre les fréquences réduites 0,15 et 0,25 environ, lorsqu'il y a plus d'une cellule dans la direction de propagation. Dans la seconde bande passante (entre les fréquences réduites 0,25 et 0,35 environ), le niveau de transmission varie notablement en fonction du nombre de cellules, avec la formation de $(n-1)$ pics, annonçant la présence d'une cavité.

Sur les trois domaines considérés on peut appliquer la méthode d'inversion des relations de Fresnel. Le résultat en termes de spectre de la constante de propagation complexe (diagramme de dispersion) est présenté sur la figure 2.2(b). On peut constater un accord remarquable entre les trois simulations, indiquant que pour la direction de propagation et la situation considérée, l'indice effectif calculé par cette méthode ne dépend pas de la taille du cristal. Ce type de résultat incite

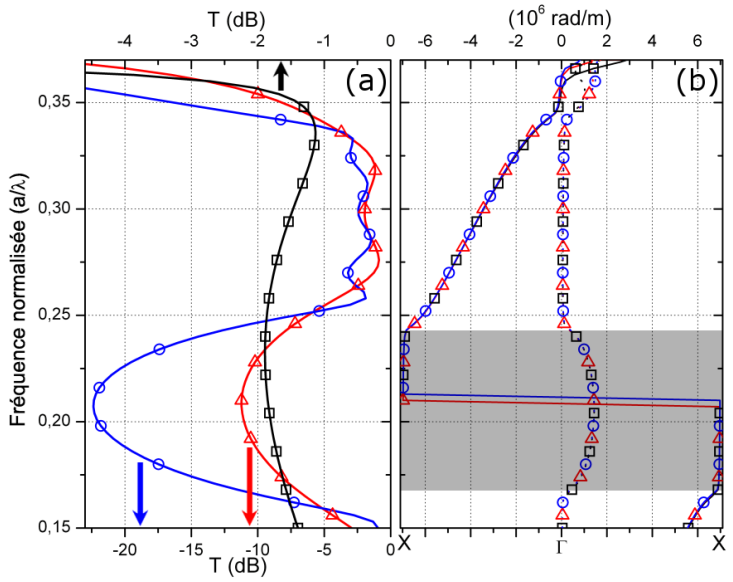

FIGURE 2.2 – (a) Dépendance fréquentielle de la transmission et (b) des parties réelle (pointillés) et imaginaire (traits continus) de la constante de propagation extraite par inversion de Fresnel pour une (carrés noirs), trois (triangles rouges) et cinq (cercles bleus) cellules dans la direction de propagation ($\Gamma - X$). La gamme de fréquences grisée correspond à la première bande interdite du cristal.

à penser que, dans une certaine mesure, le cristal photonique est homogénéisable. Par ailleurs, le résultat est cohérent avec le diagramme de dispersion extrait de l'étude des modes propres, dans les bandes passantes.

On notera que nous considérons ici un diagramme de dispersion « replié », dans le sens où la partie imaginaire de la constante de propagation est présentée entre $\beta a/\pi$ = -1 et $\beta a/\pi$ = 1 (première zone de Brillouin). Ainsi, à l'inverse de toutes les inversions de Fresnel qui seront présentées dans la suite de cette thèse, nous n'utilisons pas la condition de continuité explicitée dans la section précédente. Ici, on peut clairement voir la discontinuité introduite par ce repliement au milieu de la première bande interdite (fréquence réduite de 0,21), à la fréquence correspondant au maximum de la constante d'atténuation α.

Il est important de noter que le choix d'une branche de dispersion particulière – en l'occurence la branche repliée dans la première zone de Brillouin en seconde bande – est réducteur. En effet, nous verrons au 2.3.3.2, grâce à une méthode d'extraction différente, qu'à l'intérieur du cristal la propagation se fait à travers plusieurs modes de Bloch, correspondant aux différentes branches du diagramme de dispersion.

En ce qui concerne l'impédance extraite par inversion de Fresnel, la situation est plus simple puisqu'il n'y a pas d'ambiguïté concernant un choix de branche. La figure 2.3(b) montre le spectre d'impédance obtenu. Une nouvelle fois, il ne dépend pas du nombre de cellules considéré dans la direction de propagation. On constate que s'il existe un point d'adaptation d'impédance avec l'air en première bande (pour une fréquence réduite d'environ 0,16), ce n'est pas le cas en seconde bande, l'impédance étant toujours inférieure à celle de la matrice diélectrique. On peut rapprocher

ce résultat des cartes de champ magnétique obtenues dans les simulations de modes propres (voir figure 2.4) : dans les première et seconde bandes passantes, le champ magnétique est respectivement concentré dans les volumes d'air et de diélectrique, ce qui justifie leur appellation sous le terme de modes « d'air » et « de diélectrique ».

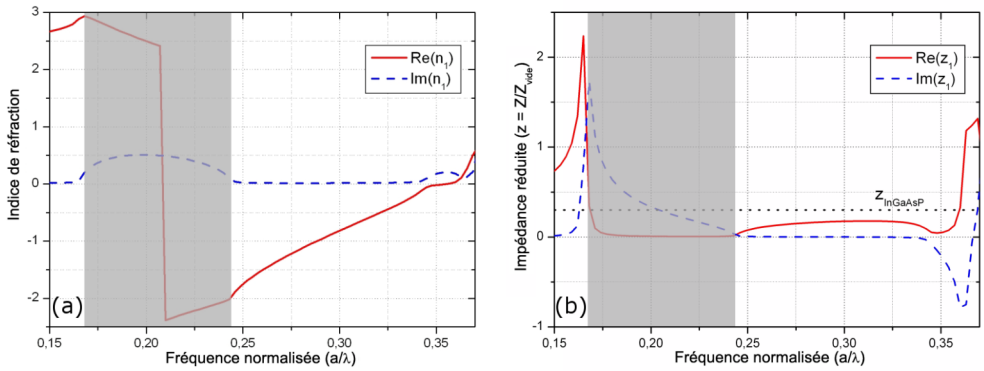

FIGURE 2.3 – Dépendances fréquentielles de l'indice (a) et de l'impédance (b) extraites par inversion de Fresnel pour le cristal considéré. Les résultats sont identiques pour 1, 3 et 5 cellules.

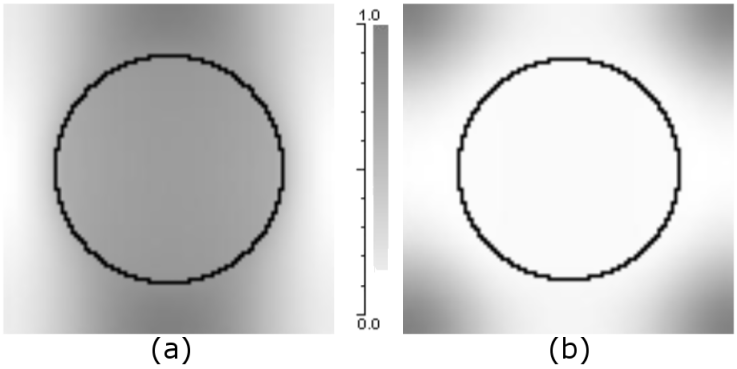

FIGURE 2.4 – Profils de champ magnétique normalisé dans les première (a) et seconde (b) bandes pour le cristal étudié, obtenus grâce au calcul de ses modes propres.

A partir des dépendances fréquentielles d'indice n_{eff} et d'impédance z_{eff}, il est possible d'obtenir les spectres de permittivité et de perméabilité effectives ϵ_{eff} et μ_{eff} grâce aux relations $\epsilon_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}/z_{\text{eff}}$ et $\mu_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}.z_{\text{eff}}$. Ces spectres, présentés sur la figure 2.5, mettent en évidence le caractère insuffisant de l'activité magnétique vis-à-vis de l'activité électrique dans le comportement effectif du cristal : dans la seconde bande, la permittivité acquiert un profil de type « Drude » avec des valeurs allant de -40 en début de bande à 0 en fin de bande, alors que la perméabilité ne dépasse jamais -0,2. A la fréquence de fonctionnement (celle pour laquelle l'indice effectif est de -1), la permittivité est de -5 alors que la perméabilité est de -0,2. Notons que ce résultat est pratiquement identique à celui obtenu dans la référence [82], où la détermination de l'impédance effective était effectuée grâce à une procédure de minimisation du coefficient de réflexion par variation de l'impédance du milieu extérieur.

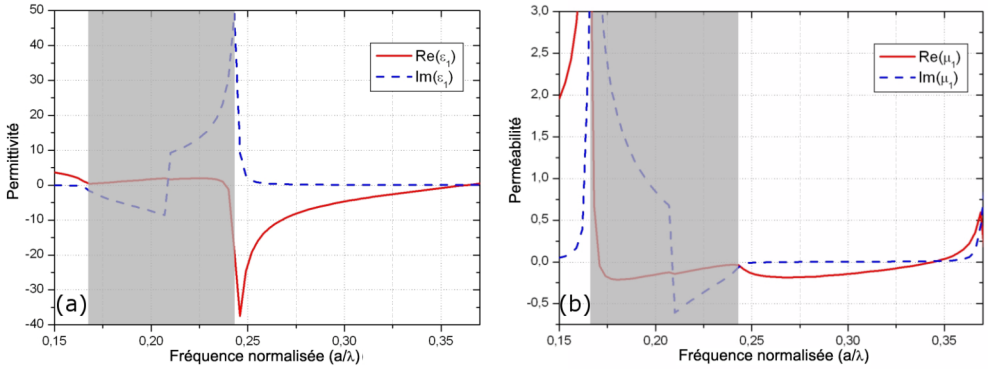

FIGURE 2.5 – Dépendances fréquentielles de la permittivité (a) et de la perméabilité (b) effectives extraites par inversion de Fresnel pour le cristal considéré. Les résultats sont identiques pour 1, 3 et 5 cellules.

La question de la signification réelle des paramètres extraits par cette méthode pour les cristaux photoniques est particulièrement complexe, le comportement de ces structures n'étant que partiellement modélisable sous la forme de paramètres effectifs (voir par exemple la présence de plusieurs modes de Bloch, due à la périodicité [83]). La validité de la valeur d'impédance extraite ici peut être vérifiée en observant l'amélioration de la transmission lorsque le cristal est plongé dans un milieu homogène possédant la même impédance [84]. Néanmoins, on peut également montrer que cette impédance dépend du « plan de coupe » correspondant à l'interface avec le milieu extérieur (typiquement on obtient des résultats différents en plaçant l'interface au niveau d'un plan passant par les centres des cylindres [85]). Enfin, si le problème de l'isotropie des caractéristiques de dispersion des cristaux photoniques a été largement étudié, celui de l'isotropie de leur impédance reste encore à explorer.

2.2.2 Extention à un cas de bianisotropie simple

Au premier abord, on pourrait penser que la méthode d'inversion décrite précédemment ne fonctionne pas en présence d'effets magnéto-électriques. Cependant, il a été démontré par Chen *et al.* [86] qu'elle continue d'être valable lorsqu'un des paramètres de bianisotropie est non nul, pourvu que l'on redéfinisse correctement l'indice et l'impédance d'onde.

À titre d'exemple, considérons le résonateur fendu de la figure 2.6, organisé en réseau cubique. On peut définir trois incidences principales suivant les trois directions x, y, z du réseau et pour chacune, deux polarisations. On notera qu'ici la séparation entre des polarisations transverses électriques (TE) et transverses magnétiques (TM) amène à définir les paramètres de diffraction S_{ij} respectivement sur la base des champs électriques et magnétiques. Avec les notations de la figure 2.6, l'équation 2.6 reste valable si l'on définit, suivant les relations de la table 2.1, un indice n et une grandeur z qui est une impédance pour les modes TE et une admittance pour les modes TM. Ces relations font intervenir le paramètre ξ_0, qui est le coefficient de bianisotropie correspondant à la réponse magnétique suivant z à une excitation électrique suivant x (ou réciproquement). Suivant le nombre d'incidences dont on dispose, il est alors possible d'extraire du système d'équations les

paramètres matériau, que ce soit de façon analytique (6 incidences) ou numérique (5 incidences).

Cas	n	z
TE1	$\sqrt{\epsilon_y \mu_x}$	$\sqrt{\mu_x/\epsilon_y}$
TM1	$\sqrt{\epsilon_x \mu_y - \epsilon_x/\epsilon_z {\xi_0}^2}$	$\dfrac{\epsilon_x}{\sqrt{\epsilon_x \mu_y - \epsilon_x/\epsilon_z {\xi_0}^2}}$
TE2	$\sqrt{\epsilon_z \mu_y - {\xi_0}^2}$	$\dfrac{\mu_y}{\sqrt{\epsilon_z \mu_y - {\xi_0}^2} + i\xi_0}$
TM2	$\sqrt{\epsilon_y \mu_z}$	$\sqrt{\epsilon_y/\mu_z}$
TE3	$\sqrt{\epsilon_x \mu_z}$	$\sqrt{\mu_z/\epsilon_x}$
TM3	$\sqrt{\epsilon_z \mu_x - \mu_x/\mu_y {\xi_0}^2}$	$\dfrac{\epsilon_z}{\sqrt{\epsilon_z \mu_x - \mu_x/\mu_y {\xi_0}^2}}$

TABLE 2.1 – Indice effectif et impédance redéfinis pour chaque cas d'incidence de la figure 2.6 (d'après [86]).

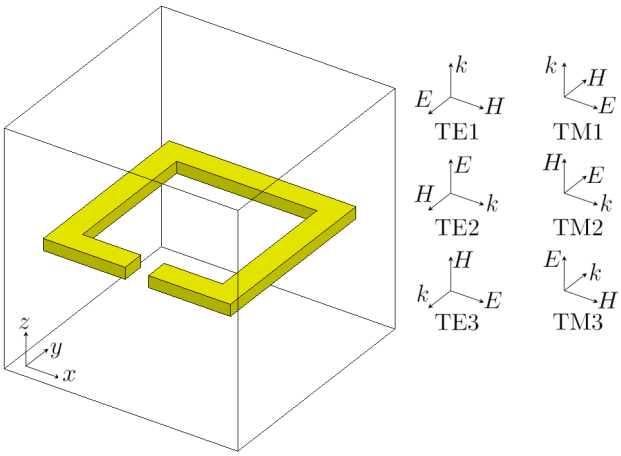

FIGURE 2.6 – Dénomination des six incidences permettant de caractériser entièrement un résonateur fendu simple (schéma d'après [86]).

2.2.3 Méthodes simplifiées

Suivant les systèmes de caractérisation expérimentale disponibles, il peut être difficile d'avoir accès à une mesure en réflexion, ou du moins d'obtenir cette réflexion avec une précision du même ordre que la précision de la mesure en transmission. Ainsi, il peut être intéressant de disposer de méthodes simplifiées reposant uniquement sur des mesures en transmission.

2.2.3.1 Méthode simplifiée en conditions de faibles pertes

Cette méthode, assez rarement employée, est issue d'une remarque dans l'article de Smith *et al.* paru en 2002 sur l'extraction des paramètres effectifs à partir des coefficients de transmission et de réflexion [79]. Elle est basée sur le développement du premier terme de la matrice chaîne suivant :

$$\cosh(\gamma a) = A = \frac{1 - r^2 + t^2}{2t} = \Re\left(\frac{1}{t}\right) - \frac{1}{2|t|^2}\left((r^* t + t^* r)\, r + \left(1 - |r|^2 - |t|^2\right) t\right) \tag{2.8}$$

avec u^* le conjugué de u et $\Re(u)$ sa partie réelle. Or, lorsque les pertes intrinsèques tendent vers zéro, on sait que la matrice des coefficients de diffraction S est telle que $(S^*)^T S$ tend vers la matrice unité, donc $1 - |r|^2 - |t|^2$ et $(r^* t + t^* r)$ tendent vers zéro et on en déduit :

$$\alpha \to 0 \Rightarrow \cosh(\gamma a) \to \Re\left(\frac{1}{t}\right) \tag{2.9}$$

Cette méthode est particulièrement intéressante puisqu'elle ne fait intervenir que le paramètre de transmission et qu'elle fonctionne quelque soit l'impédance du milieu. En contrepartie, l'erreur par rapport à une inversion de Fresnel classique va dépendre du niveau de pertes dans le métamatériau, et ce niveau est habituellement assez élevé.

2.2.3.2 Méthode du « $\Delta\phi$ »

Ecrivons les paramètres de transmission t_a et t_b de deux lames différant seulement par leurs épaisseurs d_a et d_b :

$$t_a = \frac{\left(1 - R^2\right) e^{-ink_0 d_a}}{1 - R^2 e^{-ink_0 d_a}} \quad , \quad t_b = \frac{\left(1 - R^2\right) e^{-ink_0 d_b}}{1 - R^2 e^{-ink_0 d_b}} \tag{2.10}$$

avec ici encore $R = \frac{z-1}{z+1}$ et k_0 le vecteur d'onde dans le vide.

La différence des déphasages à la transmission a alors pour expression :

$$\Delta\Phi = -\Re(n) k_0 \left(d_b - d_a\right) + \arg\left(\frac{1 - R^2 e^{-ink_0 d_a}}{1 - R^2 e^{-ink_0 d_b}}\right) \tag{2.11}$$

Lorsque z tend vers 1 (et donc R tend vers zéro), le second terme du membre de droite s'annule et on peut écrire :

$$\Re(n) = \frac{\Delta\Phi}{k_0 \left(d_b - d_a\right)} \tag{2.12}$$

Ainsi, lorsque l'impédance du matériau est proche de celle du milieu extérieur ($z = 1$ en impédance d'onde réduite), il est possible de calculer la partie réelle de l'indice optique directement à partir d'une mesure différentielle de phase entre deux lames d'épaisseurs différentes [28, 87]. Il faut cependant signaler que lorsque z s'éloigne de 1, l'erreur introduite par cette simplification

peut rapidement devenir rédhibitoire. Ainsi, la figure 2.7 montre que pour des valeurs d'indice et d'épaisseur usuelles, elle dépasse rapidement 50% pour des impédances de l'ordre de 0.5.

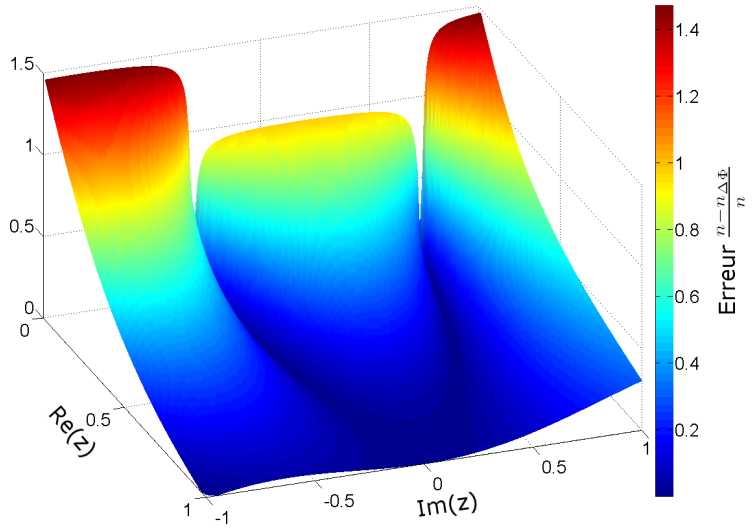

FIGURE 2.7 – Erreur relative générée par l'application de la méthode du « $\Delta\phi$ » sur deux lames de matériau d'indice $2 - 0.2i$ et d'épaisseurs respectives 0.2 et 0.4 λ, en fonction de l'impédance z

2.2.4 Méthode différentielle de Bianco et Parodi

Cette méthode, développée par B. Bianco et M. Parodi [88] avait initialement pour but d'extraire la constante de propagation pour le mode fondamental dans une ligne microruban. Ce type de mesure est habituellement rendu difficile par la présence de transitions coaxial-microruban en sortie d'analyseur de réseau, dont les fonctions de transfert sont mal connues et qui introduisent des modes supérieurs évanescents. Pour le même type de raisons, la méthode est également bien adaptée aux calcul des paramètres de lignes sur membranes (voir par exemple la référence [89]).

L'idée est d'exploiter des mesures sur deux lignes, ne différant que par leur longueur l_1 et l_2 ($l_1 < l_2$) (voir figure 2.8), chacune suffisamment longue pour que la propagation soit monomode au centre (les modes supérieurs évanescents générés aux extrémités ont disparu).

Considérons les matrices chaînes M_1 et M_2 correspondant respectivement aux paramètres en transmission et réflexion mesurés pour la ligne (a) de longueur l_1 et la ligne (b) de longueur l_2. M_1 peut être représentée sous la forme d'un produit de deux matrices A et B représentant chacune une partie de la ligne, la césure se faisant au niveau d'un plan (sur la figure le plan CC) où la propagation est monomode. La matrice M_2 peut alors s'exprimer sous la forme d'un produit de trois matrices A, M et B avec M un tronçon de ligne ($C'C'$-$C''C''$) de longueur $l_2 - l_1$ inséré au niveau de la césure précédente et dans lequel la propagation est donc monomode. Ecrivons maintenant le produit de M_2 et de l'inverse de M_1 :

$$M_2 {M_1}^{-1} = (AMB)\left(B^{-1}A^{-1}\right) = AMA^{-1} \tag{2.13}$$

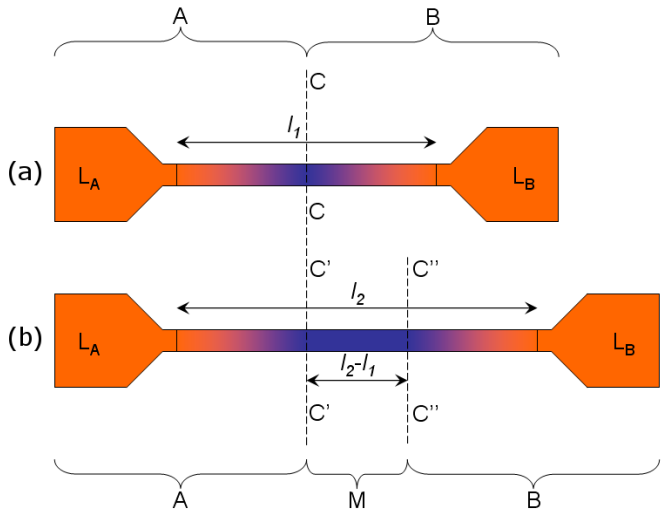

FIGURE 2.8 – Schéma des deux lignes microruban (a) et (b) utilisées pour la mesure différentielle. La propagation est monomode uniquement dans la zone bleue (schéma d'après [88]).

Ainsi, on sait que les matrices $M_2{M_1}^{-1}$ et M sont semblables et qu'elles ont par conséquent la même trace. La matrice M correspondant à une propagation monomode, ses termes sont donnés par l'équation 2.6 et on en déduit :

$$\mathrm{tr}\left(M_2{M_1}^{-1}\right) = \mathrm{tr}(M) = 2\cosh\left(\gamma\left(l_2 - l_1\right)\right) \tag{2.14}$$

qui donne, exprimé en fonction des matrices $S_{ij,1}$ et $S_{ij,2}$ des lignes de longueur l_1 et l_2, respectivement :

$$2\cosh\left(\gamma\left(l_2 - l_1\right)\right) = \frac{{S_{12,1}}^2 + {S_{12,2}}^2 + S_{11,1}S_{22,2} + S_{12,2}S_{22,1} - S_{12,1}S_{22,1} - S_{11,2}S_{22,2}}{S_{12,1}S_{12,2}} \tag{2.15}$$

Le principal intérêt de cette technique est qu'elle ne nécessite pas une propagation monomode sur la totalité de la longueur. Ainsi elle convient bien à l'extraction de l'indice effectif au coeur d'un métamatériau dans lequel le mode propagatif principal ne peut s'établir directement au niveau des interfaces. Nous étudierons un tel métamatériau au 4.3.

Cependant, on peut remarquer qu'une telle méthode différentielle ne peut permettre l'étude de l'impédance du métamatériau : en retirant l'effet des accès on supprime tout effet de l'impédance sur les paramètres de diffraction.

2.3 Techniques d'analyse exploitant les cartes de champs

2.3.1 Extraction des paramètres effectifs par sommation des champs

Au delà des méthodes exploitant les paramètres de transmission et de réflexion, il est également possible d'extraire les paramètres effectifs de métamatériaux à partir des valeurs locales des champs électromagnétiques à l'intérieur des cellules. Au coeur de la technique que nous allons présenter ici développée par O. Acher et al. [90–92] se trouve la définition des paramètres effectifs (ϵ, μ) :

$$\langle B \rangle = \mu_0 \bar{\mu} \langle H \rangle \tag{2.16}$$

$$\langle D \rangle = \epsilon_0 \bar{\epsilon} \langle E \rangle \tag{2.17}$$

avec $\langle\rangle$ la valeur moyenne sur une cellule pour le mode propagatif. En s'inspirant de ces définitions, O. Acher a démontré qu'on pouvait calculer les paramètres effectifs $\bar{\epsilon}$ et $\bar{\mu}$ d'une cellule d'un métamatériau en utilisant les valeurs locales des champs obtenues lorsque cette cellule est illuminée par une onde plane. Une fois encore, on se limite à des cas où les tenseurs de paramètres matériaux sont diagonaux dans un repère orthogonal (x, y, z). Si on suppose une propagation suivant z, avec pour l'onde incidente un champ électrique suivant x et un champ magnétique suivant y :

$$\begin{cases} \epsilon_{eff}^{xx} = \frac{\langle D_x \rangle_P}{\langle E_x \rangle_V} \\ \mu_{eff}^{yy} = \frac{\langle B_y \rangle_V}{\langle H_y \rangle_P} \end{cases} \qquad \text{avec} \quad \langle K_i \rangle_\Omega = \frac{1}{\Omega} \int_\Omega K_i \left(\vec{r}\right) d\vec{r} \tag{2.18}$$

la valeur moyenne d'une composante de champ K_i sur le domaine Ω ($\vec{r}$ étant le vecteur position dans ce domaine). V est le volume d'une cellule élémentaire et P un plan de la cellule perpendiculaire au champ électrique. De manière pratique on choisira un plan limite de la cellule. Par ailleurs, ce plan P doit contenir uniquement des matériaux diélectriques, l'intégration des champs négligeant les courants de conduction traversant le plan d'intégration. Il convient de signaler que la connaissance locale des valeurs des champs E et H est suffisante pour appliquer cette méthode puisque les valeurs locales des inductions D et B peuvent en être déduites par les relations *locales* $B = \mu_0 \mu H$ et $D = \epsilon_0 \epsilon E$ (avec ϵ et μ les paramètres matériau au point considéré).

Cette méthode présente la particularité de supprimer une grande partie des effets dus à l'augmentation de l'indice effectif en bande interdite (phénomène de bande interdite de cristal résonant décrit au 1.1.3). Nous reviendrons sur ce point au 3.1.

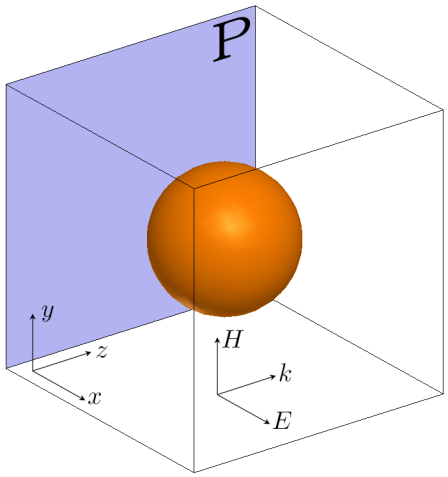

FIGURE 2.9 – Schéma présentant l'orientation du plan d'intégration P pour l'application de la méthode d'extraction des paramètres effectifs par intégration des champs à une cellule unitaire de volume V. À titre d'exemple, la cellule contient ici un résonateur sphérique.

2.3.2 Calcul local d'impédance d'onde

Plusieurs méthodes d'extraction se limitant à un calcul d'indice effectif (en particulier lorsque l'on exploite les modes propres), il peut être intéressant de disposer d'une méthode simple de calcul de l'impédance pour les compléter.

L'impédance pour un mode de propagation TEM dans un matériau donné peut être facilement calculée par intégration des champs dans un plan P transverse à cette propagation avec la formule :

$$Z_{eff}^{zz} = \frac{\int_P E_x(\vec{r})\, d\vec{r}}{\int_P H_y(\vec{r})\, d\vec{r}} \tag{2.19}$$

avec les mêmes orientations et notations que dans le paragraphe précédent. En toute rigueur il est ainsi possible, dans une structure périodique, de déterminer une valeur d'impédance effective dans chaque plan de symétrie du réseau. Si le métamatériau est homogénéisable, avec une propagation essentiellement TEM, ces valeurs doivent converger.

2.3.3 Etude du diagramme de dispersion par transformée de Fourier spatiale

2.3.3.1 Présentation de la méthode

Au delà des méthodes précédentes, essentiellement basées sur des considérations locales, on peut également envisager une méthode plus globale consistant à étudier les cartes de champs dans un volume de métamatériau d'étendue importante (vis-à-vis de la périodicité), illuminé par une source simple monofréquentielle (onde plane, onde cylindrique, etc.). A partir d'une certaine distance de la

source, la carte de champ correspond à la superposition de variations locales (dues aux structures présentes dans chaque cellule) et d'une onde « effective » de vecteur d'onde nk_0 avec k_0 le vecteur d'onde au niveau de la source et n l'indice effectif. Considérons maintenant la transformée de Fourier spatiale de cette carte de champs. Elle comporte des composantes de fréquence spatiale comparable à la périodicité, dues aux variations locales, ainsi qu'une composante dont la fréquence spatiale est précisément nk_0. La structuration étant en principe petite devant la longueur d'onde, la composante de fréquence spatiale nk_0 se détache nettement dans le spectre et on peut ainsi extraire l'indice effectif.

En pratique, pour une structure 2D, il suffit de calculer la transformée de Fourier spatiale de la carte de champs 2D et d'afficher le spectre sous forme d'un graphique 3D. L'abscisse et l'ordonnée donnent les fréquences spatiales suivant les deux directions du plan alors que l'élévation traduit l'amplitude des composantes. Les crêtes d'un tel graphique correspondent alors au contour isofréquence.

2.3.3.2 Exemple du cristal photonique à maille carrée

Pour mettre en lumière les particularités de cette méthode d'extraction, nous allons utiliser à nouveau le cristal photonique étudié au 2.2.1.2. La figure 2.10 montre la transformée de Fourier spatiale obtenue à partir du relevé du champ magnétique hors plan sur une ligne orientée suivant la direction de propagation Γ-X, mesurant 100 cellules de long et ne coupant pas les cylindres. Il s'agit donc d'une transformée de Fourier 1D et le diagramme obtenu est le diagramme de bandes dans la direction de propagation Γ-X.

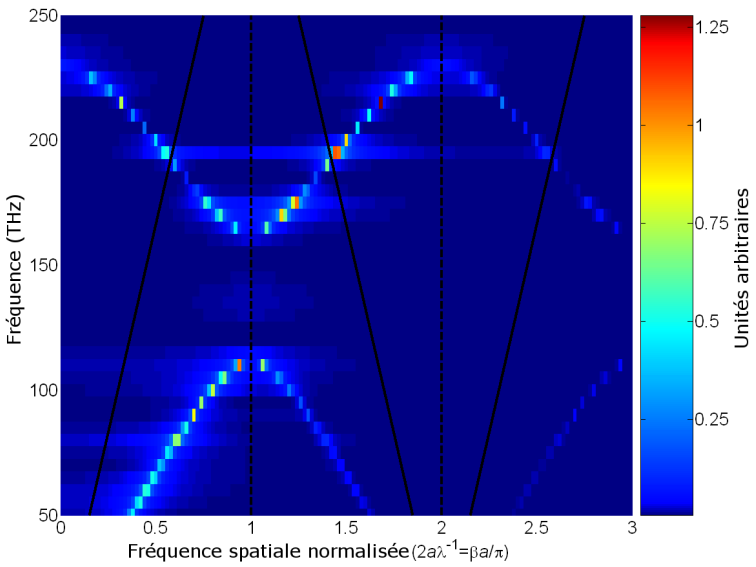

FIGURE 2.10 – Amplitude normalisée des composantes en fréquence spatiale de la transformée de Fourier d'un relevé de champ le long d'une ligne d'orientation Γ-X dans un cristal photonique à maille carrée, en fonction de la fréquence. Les lignes continues représentent les cônes de lumière et les pointillés les limites de zones de Brillouin

En premier lieu, on remarque que pour une fréquence donnée plusieurs pics sont présents dans le

spectre. Ils correspondent aux harmoniques de Bloch générées dans le cristal lors de la propagation. Il s'agit d'une particularité intéressante de cette méthode d'extraction : il n'est pas nécessaire de supposer une propagation monomode pour l'appliquer. La présence de plusieurs modes (ou ici plus précisément de plusieurs harmoniques) se traduira simplement par la présence de plusieurs pics dans le spectre spatial. Par ailleurs, il n'y a pas ici d'ambiguïté sur une définition modulo 2π du vecteur d'onde, contrairement aux résultats d'inversion de Fresnel. On peut remarquer sur la figure une autre caractéristique : la seconde bande semble avoir une vitesse de groupe négative dans la première zone de Brillouin. Il s'agit d'un artefact dû à la représentation en fréquences spatiales, cette bande étant en fait celle d'indice de réfraction négatif. Enfin, on notera la présence d'un faible pic dans la première bande interdite, au niveau du bord de la première zone de Brillouin, similaire à ce qu'on peut observer dans des résultats d'inversion de Fresnel.

La figure 2.11 montre l'extension de cette simulation à un cas 2D : on place une source ponctuelle au cœur d'un large cristal (entouré de PML) et on extrait les contours isofréquences de la carte de champs obtenue. Encore une fois, on peut constater que, dans le cristal, seule une faible partie de l'énergie est portée par l'harmonique en première zone de Brillouin ($k_x a/\pi < 1$ et $k_y a/\pi < 1$) et qu'il n'est pas modélisable sous la forme de tenseurs de paramètres matériaux (contours pratiquement carrés).

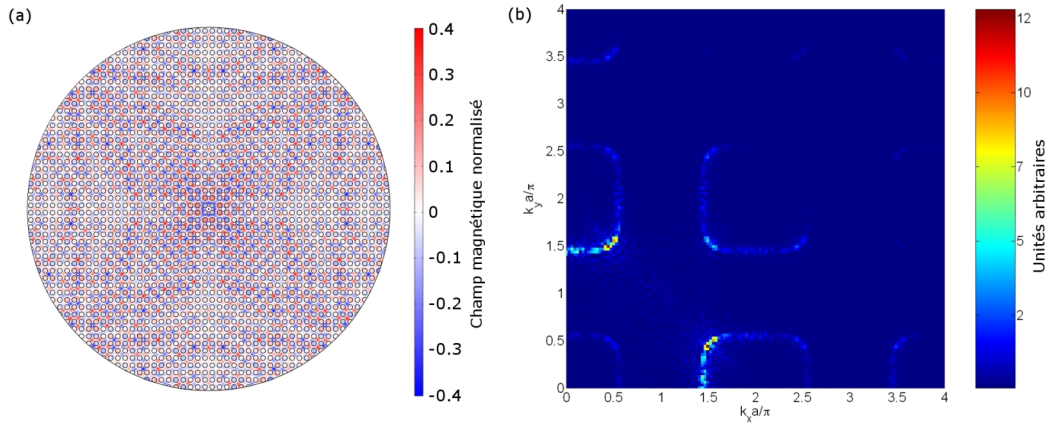

FIGURE 2.11 – (a) Carte de champ magnétique normalisé pour un cristal photonique 2D à maille carrée avec une source ponctuelle centrale. (b) Amplitude normalisée des composantes en fréquence spatiale correspondantes suivant les deux directions du plan.

Signalons par ailleurs que cette méthode ouvre d'intéressantes possibilités de filtrage des composantes des ondes. En effet, en sélectionnant certains pics de la carte en fréquences spatiales et en réalisant une opération de transformée de Fourier inverse, on peut obtenir la position de ces composantes dans le cristal. Cet aspect a notamment été exploité par De Leon *et al.* [93].

Enfin, il faut souligner que, même si l'exemple considéré ici est celui d'une structure parfaitement périodique, il ne s'agit pas d'une condition d'application de la méthode [94]. Ainsi, au 5.1.3.2 nous l'appliquerons pour vérifier la tolérance au désordre d'un métamatériau à base de résonateurs de Mie.

2.4 Méthode de synthèse des dispositifs à base de métamatériaux : l'optique de transformation

2.4.1 Description de la méthode

L'optique de transformation est une technique récemment développée [95] permettant de concevoir des dispositifs de contrôle de la propagation des ondes directement à partir des fonctions qui doivent leur être appliquées. Cette technique est étroitement liée au domaine des métamatériaux, étant donné que son application introduit, dans la majorité des cas, des paramètres matériaux anisotropes, présentant des gradients et des valeurs atypiques (proches de zéro par exemple).

L'idée de base est d'utiliser l'équivalence des équations de Maxwell dans un matériau donné situé dans un espace transformé non cartésien et dans un matériau transformé situé dans un espace cartésien [96].

Soit $1, 2, 3$ les coordonnées spatiales dans l'espace « plat » d'origine, $1', 2', 3'$ celles dans l'espace transformé non cartésien et soit la Jacobienne de la transformation

$$\Lambda_{\alpha}^{\alpha'} = \frac{\partial x^{\alpha'}}{\partial x^{\alpha}} \tag{2.20}$$

qui est la dérivée des coordonnées de l'espace transformé par rapport à celles de l'espace originel. Si on se limite aux transformations invariantes dans le temps et sans couplages magnétoélectriques, on peut relier les tenseurs de permittivité et de perméabilité du matériau dans les deux espaces par les expressions

$$\epsilon^{i'j'} = \left(\det\left(\Lambda_i^{i'}\right)\right)^{-1} \Lambda_i^{i'} \Lambda_j^{j'} \epsilon^{ij} \tag{2.21}$$

$$\mu^{i'j'} = \left(\det\left(\Lambda_i^{i'}\right)\right)^{-1} \Lambda_i^{i'} \Lambda_j^{j'} \mu^{ij} \tag{2.22}$$

avec i et j allant de 1 à 3. Il faut signaler que ces expressions diffèrent légèrement de celles utilisées dans [96] : la norme sur le déterminant a été retirée, en accord avec la remarque de U. Leonhardt [97] selon laquelle le signe des équations dépend de celui du produit des valeurs propres de la Jacobienne (ce qui revient à retirer la norme, pour des transformations réelles).

Les tenseurs de permittivité et de perméabilité des deux membres de ces équations peuvent être interprétés de deux façons, qui sont équivalentes en raison de certaines propriétés d'invariance des équations de Maxwell :

1. Interprétation *topologique* : ils représentent le même matériau dans des espaces différents. Ils diffèrent donc uniquement en raison du changement de topologie entre les deux espaces.
2. Interprétation *matériau* : ils représentent des matériaux *différents* dans un même espace « plat ».

Il faut souligner que pour la propagation des ondes, ces deux interprétations sont équivalentes. Ainsi, si on imagine un espace transformé de façon à réaliser une fonction spécifique sur la propagation des ondes, le matériau transformé équivalent réalisera exactement la même fonction.

Concrètement, la procédure de calcul comporte deux étapes principales :

1. Le calcul de la Jacobienne et de son déterminant exprimés en fonction des coordonnées $1, 2, 3$.
2. L'expression des coordonnées $1, 2, 3$ en fonction des coordonnées $1', 2', 3'$.

Du point de vue du calcul, la première étape de la procédure est la plupart du temps relativement simple alors que la seconde devient rapidement très complexe (les fonctions de transformation étant rarement linéaires). Cette seconde étape est par ailleurs essentielle car dans l'interprétation matériau, c'est le *second* système de coordonées qui est celui de l'espace réel. Ce point mérite d'être souligné : de façon pratique, il signifie que dans la suite de cette thèse, l'espace réel aura le plus souvent (x', y', z') pour système de coordonnées cartésien.

À ces deux étapes s'ajoute souvent une troisième qui n'a pas à proprement parler d'utilité sur le plan théorique mais a des conséquences importantes sur le plan pratique : la diagonalisation des tenseurs de paramètres matériaux. En effet, à l'issue de la procédure, ces tenseurs comportent le plus souvent des termes hors diagonale qui proviennent du fait que les directions principales de l'anisotropie dans le matériau ne sont, en règle générale, pas orientées suivant les vecteurs de base de l'espace transformé.

L'étape de diagonalisation consiste donc à trouver un repère cartésien *local* dont les vecteurs de base sont orientés suivant les directions de l'anisotropie du matériau. Dans le cas d'un problème 2D, ce repère (α, β) est uniquement défini par l'angle de rotation $\theta(x, y) = (x, \alpha)$. Il peut se déterminer grâce à la formule (dans le cas d'un problème TM) :

$$\begin{pmatrix} \epsilon^{\alpha\alpha} & 0 \\ 0 & \epsilon^{\beta\beta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon^{1'1'} & \epsilon^{1'2'} \\ \epsilon^{2'1'} & \epsilon^{2'2'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{2.23}$$

L'expression obtenue est alors :

$$\tan(2\theta) = \frac{2\epsilon^{1'2'}}{\epsilon^{1'1'} - \epsilon^{2'2'}} \tag{2.24}$$

2.4.2 Classes de dispositifs réalisables

2.4.2.1 Dispositifs invisibles et dispositifs imbriqués

En pratique, nous souhaitons réaliser des dispositifs d'étendue finie. Ainsi, on se limitera aux fonctions qui ne diffèrent de la fonction identité que sur un domaine limité. Ce domaine possède donc une interface avec le milieu extérieur.

La présence de cette interface permet de distinguer deux catégories parmi les fonctions pouvant être réalisées grâce à l'optique de transformation :

1. Les fonctions continues à l'interface avec une interface invariante par changement de coordonées : par définition, ces fonctions ne changent rien à la propagation des ondes en dehors du domaine fermé. Pour tout observateur extérieur, tout se passe comme si l'onde s'était propagée dans le milieu ambiant dépourvu de système à optique de transformation : le système est ainsi nécessairement « invisible » de l'extérieur.

2. Les fonctions discontinues à l'interface : ces fonctions sont typiquement définies sur un domaine *ouvert*. De façon schématique, tout se passe comme si on stoppait brusquement la transformation en l'interfaçant avec le milieu extérieur sans qu'elle tende vers la fonction identité à l'interface. Par analogie avec une approche utilisée dans le calcul du transport des électrons à travers des interfaces, ce type de transformation a été baptisé « transformation de coordonnées imbriquée » (*embedded coordinate transformation*) par M. Rahm *et al.* [98]. Ce type de transformation est plus difficile à appréhender étant donné que l'interface avec le milieu extérieur n'est pas forcément invariante par changement de coordonnées [99]. En contrepartie, il offre une liberté bien plus importante en termes de fonctions accessibles.

La figure 2.12 présente un exemple de transformation simple issu de la littérature [100] qui compresse un disque de rayon a en un disque de rayon ka ($k < 1$) et en contrepartie dilate l'anneau de rayon intérieur a et de rayon extérieur b en un anneau de rayon intérieur ka et de rayon extérieur b. La figure 2.12(a) permet de visualiser la transformation : elle présente la déformation d'une grille initialement carrée par la fonction de transformation (les cercles extérieur et intérieur sont respectivement de rayon b et ka). L'interface avec le milieu extérieur ne changeant pas lors de la transformation et la transformation étant continue au niveau de cette interface, il s'agit d'un dispositif de la première catégorie, invisible pour tout observateur extérieur comme le montre la simulation d'illumination par une onde plane de la figure 2.12(b).

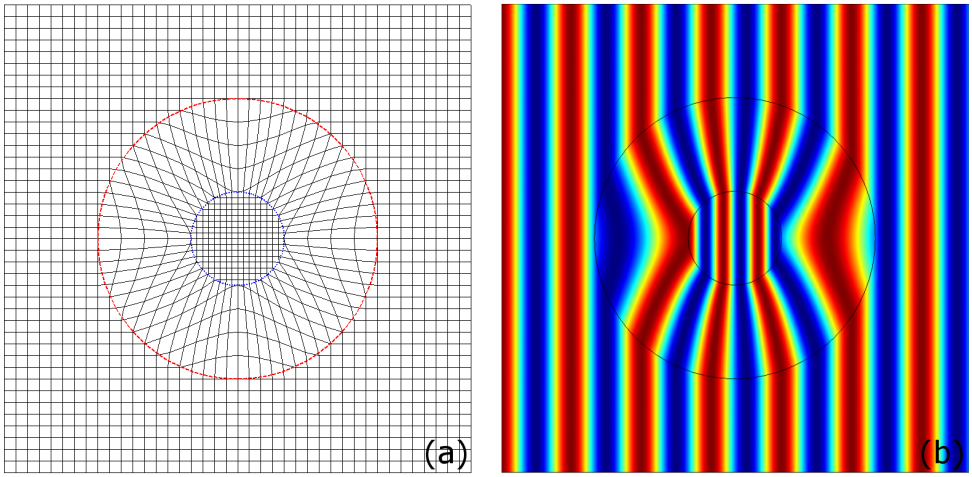

FIGURE 2.12 – Exemple de transformation simple : compression radiale d'une zone circulaire, compensée par une dilatation radiale d'une zone en anneau. (a) Déformation par la transformation d'une grille initialement carrée. (b) Champ magnétique hors plan obtenu par simulation du dispositif illuminé par une onde plane (d'après [100]).

La première catégorie dégagée ici comprend bien évidemment le dispositif d'invisibilité conçu par J. B. Pendry [95]. La seconde est plus large et comprend notamment divers dispositifs qui n'avaient pas été initialement conçus grâce à la procédure d'optique de transformation. Nous verrons par la suite qu'elle comprend en particulier tous les dispositifs apparentés aux hyperlentilles.

Une autre distinction importante peut être faite parmi les dispositifs issus de l'optique de transformation si l'on considère les changements de topologie introduits. En règle générale, tout

changement de topologie (transformation d'un point en contour fermé, d'une surface en volume, etc.) a pour conséquence des paramètres effectifs localement divergents.

2.4.2.2 Dispositifs à espace imaginaire

Jusqu'ici nous avons considéré des fonctions de transformation réelles. Or, rien dans la méthode présentée ne nous interdit d'utiliser des transformations complexes. L'intérêt de telles transformations est qu'elles traduisent un espace où les ondes purement propagatives deviennent évanescentes. En effet, dans l'interprétation topologique, tous les termes de propagation en e^{ikx} avec k un vecteur d'onde réel sont atténués si la coordonnnée x devient complexe (et même évanescents si elle devient purement imaginaire). Essayons par exemple la transformation suivante :

$$x >= 0 \Rightarrow \begin{cases} x' = (1+i)x \\ y' = y \\ z' = z \end{cases} \tag{2.25}$$

Les paramètres matériaux pertinents pour un cas 2D TM sont :

$$\begin{cases} \epsilon^{x'x'} = (1+i)\epsilon^{xx} \\ \epsilon^{x'y'} = \epsilon^{y'x'} = 0 \\ \epsilon^{y'y'} = \frac{1}{1+i}\epsilon^{yy} \\ \mu^{z'z'} = \frac{1}{1+i}\mu^{zz} \end{cases} \tag{2.26}$$

On notera que si le milieu extérieur est de l'air, la permittivité suivant x' n'est pas réalisable en pratique avec un matériau passif (partie imaginaire positive). Dans un tel matériau l'indice vu en incidence normale (c'est-à-dire suivant x') est $1/(1+i) = 0.5 - 0.5i$ ce qui correspond à des pertes suffisamment importantes pour considérer une transmission nulle au delà d'une certaine distance. Par ailleurs, la transformation est de première catégorie (voir 2.4.2.1) et l'interface est donc nécessairement invisible pour la propagation, ce qui se vérifie en calculant l'impédance du matériau. On constate donc que cette transformation nous a conduit à réaliser une couche absorbante parfaitement adaptée (*Perfectly Matched Layer*). Ceci peut être vérifié par une simple simulation 2D telle que celle de la figure 2.13 : la transformation imaginaire conduit à une atténuation de l'onde plane au delà de l'interface.

Il faut signaler que la transformation présentée ici est un simple exemple. Même si elles reposent sur le même principe, les PML effectivement utilisées (en particulier dans les logiciels de simulation commerciaux) comportent différents perfectionnements (insensibilité à la fréquence, évanescence dans plusieurs directions, etc.).

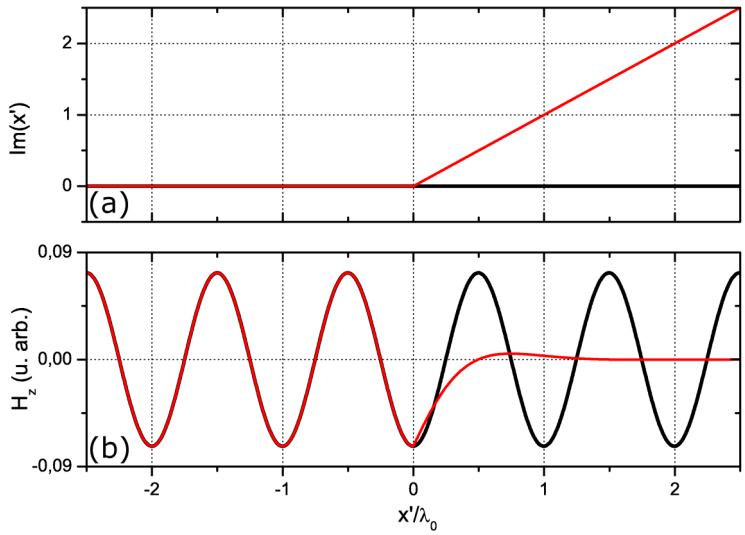

FIGURE 2.13 – (a) Partie imaginaire de la coordonnée x' dans l'interprétation topologique et (b) relevé correspondant du champ $H_{z'}$ dans la direction x' dans l'interprétation matériau, en l'absence de transformation (courbes noires) et avec la transformation de l'équation 2.25 (courbes rouges).

2.4.2.3 Dispositifs à espace négatif

Revenons une fois encore sur les deux étapes principales de la procédure. Nous avons absolument besoin de pouvoir calculer une valeur unique de paramètres matériaux en chaque point de l'espace réel. Dans l'interprétation topologique cela revient à dire qu'il existe une fonction f telle que $(1,2,3) = f(1',2',3')$. Par contre, il n'est pas nécessaire qu'il existe une fonction g telle que $(1',2',3') = g(1,2,3)$. Il suffit pour appliquer la méthode que l'on parvienne à définir sans ambiguïté la Jacobienne en tout point de l'espace *réel*.

Considérons par exemple la fonction suivante :

$$(x,y,z) = \begin{cases} (x',y',z') \quad \text{si} \quad x' < 0 \quad \text{(région I)} \\ (-x',-y',-z') \quad \text{si} \quad 0 <= x' < d \quad \text{(région II)} \\ (x'-2d, y'-2d, z'-2d) \quad \text{si} \quad x' >= d \quad \text{(région III)} \end{cases} \tag{2.27}$$

On notera qu'il ne s'agit *pas* de la fonction de transformation. Si elle était bijective la fonction de transformation serait sa fonction réciproque mais ce n'est pas le cas ici. Cependant, on peut remarquer qu'elle est bijective sur chaque région de l'espace réel prise séparément, ce qui nous permet de définir la fonction de transformation et donc sa Jacobienne de façon unique en tout point.

En appliquant la procédure décrite précédemment on obtient de l'air dans la région I (pas de transformation) et dans la région III (les espaces sont invariants par translation). Dans la région

II :

$$\bar{\bar{\epsilon}}(f) = \bar{\bar{\mu}} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{2.28}$$

Ainsi il apparaît que cet exemple correspond à une lentille plane à indice négatif unitaire située entre $x' = 0$ et $x' = d$. Cette représentation de la lentille plane comme un dispositif à optique de transformation, développée par U. Leonhardt [97], permet de mieux appréhender son fonctionnement, grâce à la représentation graphique de la figure 2.14 qui fait correspondre la transformation avec un schéma des rayons dans la lentille plane. Plaçons une source ponctuelle en $(-a, 0, 0)$. Dans l'espace transformé ce point correspond au point $(x, y, z) = (-a, 0, 0)$. Or, si $a < d/2$, ce point de l'espace transformé correspond à deux autres points de l'espace réel : $(a, 0, 0)$ et $(2d - a, 0, 0)$. Comme la propagation des ondes électromagnétiques est équivalente dans les deux espaces, on sait qu'une source ponctuelle placée en $(-a, 0, 0)$ génère nécessairement des copies parfaites en $(a, 0, 0)$ et $(2d - a, 0, 0)$.

Ce type de représentation permet également de mieux comprendre l'origine de l'amplification des ondes évanescentes dans les lentilles planes. De $x' = 0$ à $x' = a$ on réamplifie les composantes évanescentes pour revenir exactement au niveau d'origine. Dans l'espace transformé on a un point. De $x' = a$ à $x' = d$ on poursuit le même mouvement au-delà de la source d'origine : les composantes évanescentes sont supérieures à leur niveau au point source (c'est un peu comme si l'on réduisait la taille du point). De $x' = d$ à $x' = 2d - a$ l'atténuation est identique à l'amplification précédente et on obtient une image parfaite au deuxième point focal.

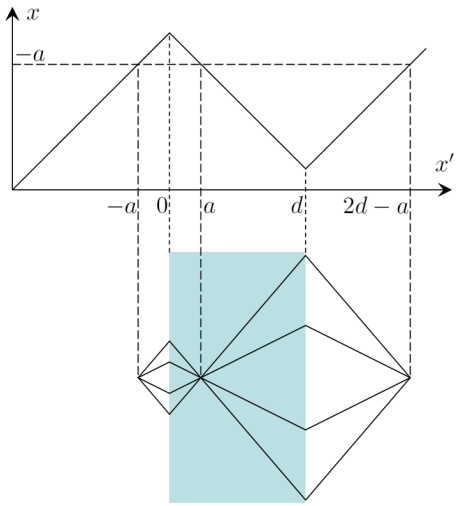

FIGURE 2.14 – Représentation de la lentille plane d'indice -1 sous la forme d'un dispositif à optique de transformation.

2.4.3 Notion d'impédance dans l'optique de transformation

Quelque soit la fonction utilisée, la procédure d'optique de transformation fixe la propagation à l'intérieur des dispositifs. On peut cependant se demander si elle fixe également le comportement aux interfaces. Dans l'interprétation matériau, ce comportement est dicté par les valeurs d'impédance. Ainsi, il est possible d'évaluer en fin de procédure l'adaptation du dispositif conçu.

Néanmoins, pour faciliter la conception des systèmes, il serait préférable de pouvoir évaluer cette adaptation en amont, lors du choix de la fonction de transformation. M. Rahm *et al.* ont avancé l'hypothèse [98] que l'adaptation parfaite du dispositif avec le milieu extérieur correspondait à la continuité des métriques au niveau des interfaces.

Le tenseur de métrique de la transformation peut se définir à partir de sa Jacobienne. Il représente les produits scalaires des vecteurs de base $e_{i'}$ de l'espace transformé.

$$g = \Lambda^T \Lambda = \langle e_{i'} | e_{j'} \rangle \tag{2.29}$$

Exprimons maintenant la norme des vecteurs de base de l'espace originel $|e_i| = \sqrt{\langle e_i | e_i \rangle}$ en fonction de ces produits scalaires de l'espace transformé. Pour celà on exploite simplement

$$e_i = \Lambda_i^{j'} e_{j'} \tag{2.30}$$

et on développe. L'hypothèse de continuité des métriques correspond à la continuité de la norme $|e_i|$ à l'interface. Par ailleurs, le milieu extérieur étant par définition un milieu non transformé, on sait déjà que $|e_i|$ y est égal à 1, et la condition peut donc s'écrire sous la forme :

$$\sqrt{\langle \Lambda_i^{j'} e_{j'} | \Lambda_i^{k'} e_{k'} \rangle} = 1 \tag{2.31}$$

L'étude de quelques cas simples montre qu'il s'agit sans doute d'une condition suffisante mais pas nécessaire. En fait, il semble que pour une illumination par une onde plane d'incidence donnée sur une interface, seule la métrique dans la direction parallèle à l'interface a une importance.

Nous présenterons ici un de ces cas simples : la « dilatation » linéaire. Considérons une interface entre l'air et un milieu transformé. Le système de coordonnées originel est (x, y, z) avec (x, y) le plan de l'interface. On choisira une onde incidente TM dans le plan (x, z) (H suivant y). La transformation $x' = ax$ avec a une constante donnera les paramètres matériaux $(\epsilon^{x'x'}, \mu^{y'y'}, \epsilon^{z'z'}) = (a, 1/a, 1/a)$ alors que la transformation $z' = az$ donnera $(\epsilon^{x'x'}, \mu^{y'y'}, \epsilon^{z'z'}) = (1/a, 1/a, a)$. La première transformation conserve uniquement la continuité de la métrique normale à l'interface tandis que la seconde conserve uniquement celle qui est parallèle à l'interface. Or, on sait qu'en polarisation TM le coefficient de réflexion est nul quelque soit l'angle d'incidence uniquement si $\epsilon^{z'z'} = 1/\epsilon^{x'x'}$ et $z^{z'} = \sqrt{\mu^{y'y'}/\epsilon^{x'x'}} = 1$, ce qui n'est le cas ici que pour la seconde transformation.

Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons passé en revue différentes méthodes d'extraction des paramètres effectifs des métamatériaux. Le choix d'une méthode dépend des résultats disponibles, qu'ils soient de simulation ou expérimentaux (transmission, réflexion, cartes de champs, etc.), mais aussi de caractères spécifiques aux structures étudiées (présence de modes de surface, arrangement périodique, etc.).

Pour un métamatériau homogénéisable, toutes ces méthodes sont censées donner des résultats identiques. Néanmoins, comme nous le verrons dans les chapitres suivants, la plupart des métamatériaux étudiés ne sont pas parfaitement homogénéisables et des différences apparaissent donc dans les résultats d'extraction. Nous montrerons qu'il est parfois possible de les exploiter pour approfondir la compréhension du fonctionnement du métamatériau.

Dans la dernière partie de ce chapitre nous avons également présenté une méthode de synthèse de dispositifs exploitant la grande diversité de paramètres matériaux accessibles grâce aux métamatériaux. Elle sera mise en œuvre au chapire 5.

CHAPITRE 3

MÉTAMATÉRIAUX MÉTALLO-DIÉLECTRIQUES SOUS INCIDENCE RASANTE

Comme nous l'avons vu au premier chapitre, les métamatériaux métallo-diélectriques sont des structures volumiques comportant dans une matrice diélectrique des inclusions métalliques très petites devant la longueur d'onde mais possédant des réponses électrique et/ou magnétique suffisamment fortes pour dominer l'effet de la matrice dans le comportement global. Cette définition fait apparaître les deux échelles qu'il s'agit de concilier dans la fabrication des métamatériaux : l'échelle du système (macroscopique), et celle des inclusions (microscopique). A l'échelle des inclusions une grande précision est requise dans la définition des motifs, dont la géométrie gouverne presque entièrement la réponse du métamatériau. Ainsi il est naturel de se tourner vers des technologies de microélectronique, essentiellement conçues dans l'optique de structures planaires ou quasi-planaires. Au contraire, à l'échelle du système, il s'agit de fabriquer une structure volumique, pour laquelle il est naturel de choisir des solutions de type mécanique ou même chimique (colloïde).

Cette tension entre les deux échelles de conception des métamatériaux est particulièrement visible lorsque les structures comportent des résonateurs en anneaux. En effet, ces résonateurs présentent leur réponse magnétique résonante lorsque le vecteur d'onde est dans le plan de l'anneau et le champ magnétique hors plan. Le plan de l'anneau correspondant, en technologie planaire, au plan du substrat, on parle de métamatériau en incidence rasante. Si la faible étendue d'un métamatériau dans la direction de propagation n'est pas forcément un handicap, celle dans les directions transverses est tout à fait critique. L'étendue hors plan des résonateurs doit donc être augmentée soit en utilisant des dépôts multicouches (ou des techniques de stéréolithographie), soit en réalisant un assemblage mécanique en empilant les substrats.

La première solution étant particulièrement difficile (compte-tenu des rapports de dimensions entre détails des inclusions et épaisseur totale, supérieurs à la centaine), nous allons nous intéresser dans ce chapitre à des structures exploitant la seconde solution. La fabrication des prototypes comportera donc systématiquement des étapes planaires (dépôts, lithographie, etc.) suivies par des étapes volumiques (découpes de lames, assemblages).

3.1 Réseaux de fils et de résonateurs à anneaux fendus à indice de réfraction négatif en bande W

Dans cette section, nous allons nous intéresser à un prototype conçu et fabriqué à l'Université de Bilkent (Ankara, Turquie) par l'équipe de E. Ozbay puis caractérisé à l'IEMN. Il repose sur une structure classique de fils et de résonateurs fendus. Nous verrons qu'il présente un indice de réfraction négatif autour de 105 GHz mais souffre de pertes importantes. Nous profiterons également de cette étude d'une structure classique pour mettre en évidence certains phénomènes annoncés au 1.1.3, par l'application des méthodes du chapitre 2. L'ensemble de cette étude a fait l'objet de la publication [101].

Signalons avant toute chose que le prototype présenté ici ainsi que tous ceux présentés dans la suite du chapitre, ont, malgré leur caractère volumique, un comportement essentiellement uniaxe, dans le sens où ils sont conçus pour un angle d'incidence et une polarisation spécifiques. Leur indice est donc anisotrope et négatif dans une direction uniquement.

3.1.1 Conception des réseaux

La conception d'un métamatériau incluant deux réseaux superposés de fils et de résonateurs fendus passe par deux étapes importantes : le dimensionnement approximatif des deux réseaux considérés indépendamment, et l'optimisation de leur dimensionnement lorsqu'ils sont superposés. Ces deux étapes sont rendues nécessaires par les effets de couplage entre réseaux évoqués au 1.1.3.

3.1.1.1 Prédimensionnement des deux réseaux

Dans un premier temps nous allons dimensionner le réseau de fils à l'origine de l'activité électrique (permittivité négative). Les formules analytiques de J. B. Pendry [12] peuvent ici être utilisées pour déterminer l'ordre de grandeur des dimensions, même si elles concernent des fils cylindriques et orientés suivant les trois directions du réseau. Considérons un fonctionnement autour de 100 GHz et un réseau cubique de période a de l'ordre de 300 μm (un dixième de la longueur d'onde dans le vide). Etant donné que nous allons dans un second temps ajouter au réseau des résonateurs fendus générant une perméabilité négative de l'ordre de l'unité, l'adaptation en impédance de la structure complète requiert une permittivité négative également de l'ordre de l'unité. Ainsi, la fréquence plasma électrique du réseau de fils doit être proche de la fréquence de fonctionnement. On peut ici utiliser la formule suivante [12] :

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 ln\left(\frac{a}{r}\right)} \tag{3.1}$$

Remarquons cependant que cette formule s'applique à un réseau dans une matrice d'air. Si l'on tient compte de la permittivité des substrats de quartz sur lesquels sont déposés les fils (qui est de 3,78), on obtient un rayon, pour des fils cylindriques, de l'ordre de 4,5 μm. Etant donné qu'il s'agit de métallisations plates, et en considérant une équivalence à périmètre constant, l'ordre de grandeur des largeurs de métallisations (d'épaisseur négligeable à ce stade) est de 14 μm.

Intéressons-nous maintenant aux dimensions du résonateur, qui est du type double anneau fendu avec couplage latéral (*Edge Coupled Split Ring Resonator*, *ECSRR*). Nous recherchons une fréquence de résonance autour de 100 GHz. Pour une cellule de 300 μm le rayon des résonateurs doit être inférieur à environ 100 μm pour limiter les risques de couplages avec les résonateurs voisins. Avec la formule [13]

$$\omega_0{}^2 = \frac{3dc_0{}^2}{\pi^2 r^3} \tag{3.2}$$

on obtient un gap d'environ 14 μm.

L'ECSRR présente naturellement un terme de bianisotropie [102] du même type que celui décrit au 2.2.2. Pour éviter cette complication, on peut l'orienter de manière à suivre la polarisation TM2 telle qu'elle est définie sur la figure 2.6. Le terme de bianisotropie n'intervient alors plus dans la propagation (voir table 2.1).

3.1.1.2 Optimisation du dimensionnement

Au delà de ce dimensionnement préliminaire, il reste nécessaire d'effectuer des études paramétriques pour fixer précisément les paramètres du réseau en tenant compte des contraintes de fabrication par lithographie optique. Une telle étude a été réalisée par l'équipe de C. Soukoulis [103] et a conduit notamment au choix d'une structure à fils plus larges (ce qui a tendance à rabaisser la fréquence plasma) mais à densité accrue (ce qui a tendance à l'augmenter). La figure 3.1 montre la technique employée pour augmenter cette densité : chaque cellule élémentaire de métamatériau comporte six fils répartis sur deux substrats d'épaisseur 150 μm. Un troisième substrat est inséré dans la cellule pour supporter le réseau de résonateurs à anneaux fendus. Son placement à distance égale des deux ensembles de fils a pour but de limiter leur interaction avec le réseau de fils. On peut simuler le comportement d'une telle cellule grâce à un logiciel tel qu'HFSS, basé sur la méthode des éléments finis. Dans les directions transverses les conditions aux limites sont de type conducteur parfait (électrique ou magnétique suivant qu'il s'agisse de la direction du champ électrique ou magnétique incident) pour traduire un réseau inifiniment étendu. Dans la direction de propagation les conditions aux limites sont du type « port », c'est-à-dire des plans adaptés en impédance au substrat et au niveau desquels on réalise les bilans de transmission et de réflexion (paramètres de diffraction) du mode fondamental TEM étudié. On tiendra compte de la conductivité finie de l'or (4,1 x 10^7 S/m). Remarquons qu'il ne s'agit pas à proprement parler d'une simulation du matériau massif mais plutôt d'une « plaque » de matériau d'une cellule d'épaisseur. Sur la figure 3.2 on peut voir le résultat de cette simulation en termes de paramètres de diffraction et en termes de permittivité effective pour le réseau de fils seul, extraite par inversion de Fresnel, la perméabilité effective étant pratiquement unitaire sur toute la bande étudiée.

La figure 3.3 montre le dimensionnement retenu pour le résonateur ECSRR. Une simulation de ce réseau seul, similaire à la précédente, met en évidence une réjection autour de 99 GHz, correspondant à une bande de perméabilité négative. En dessous de cette bande, dans le pic positif de perméabilité, la constante de propagation normalisée dépasse 0,8. Ceci signifie que nous nous rapprochons de la situation de bande interdite de cristal résonant décrite au 1.1.3 et explique donc la présence d'une antirésonance sur le paramètre de permittivité effective, accompagnée d'une partie imaginaire négative (non physique). Enfin, on peut également noter sur le spectre un mimimum de réflexion à 86 GHz, dû à l'adaptation de l'impédance de la structure avec celle du quartz.

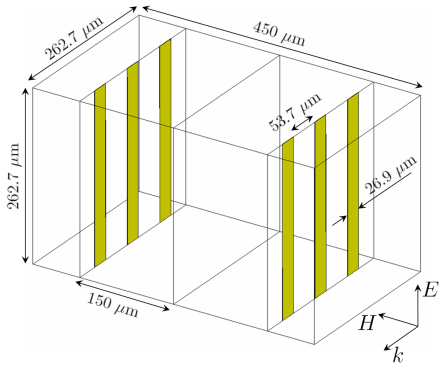

FIGURE 3.1 – Schéma du dimensionnement d'une cellule unitaire du réseau de fils inclus dans le prototype à 100 GHz. Les trois plans coupant la cellule indiquent les limites des substrats de quartz.

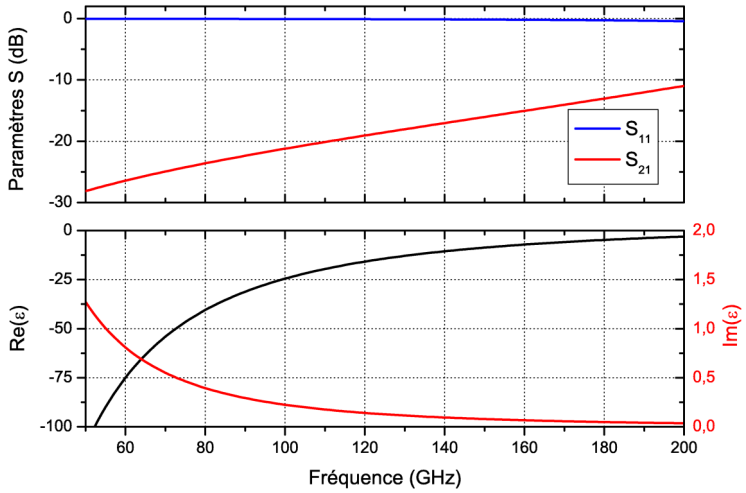

FIGURE 3.2 – Spectres de transmission de réflexion en amplitude obtenus pour la simulation d'une cellule du réseau de fils de la figure 3.1 et permittivité effective complexe correspondante, obtenue par inversion de Fresnel.

3.1.2 Etude de la cellule unitaire combinant les deux réseaux

3.1.2.1 Etude des paramètres extraits par inversion de Fresnel

De la même manière que sur les réseaux individuels, on peut réaliser une inversion de Fresnel sur des résultats de simulation de la cellule complète. La figure 3.5 présente les spectres d'indice et d'impédance obtenus, ainsi que ceux de permittivité et de perméabilité que l'on peut en déduire. En-dessous de 97 GHz le comportement est de type métallique, avec une perméabilité pratiquement unitaire et une permittivité négative dont la dispersion est de type Drude. La partie réelle de l'impédance étant nulle, il s'agit d'un matériau essentiellement réflecteur. A l'intérieur du matériau on a une atténuation très forte et une longueur d'onde infinie, ce qui correspond à un régime purement évanescent. A 97 GHz on remarque une antirésonance sur le spectre de transmission, liée

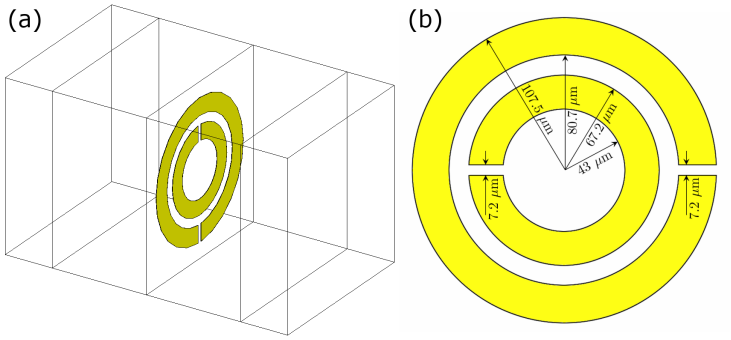

FIGURE 3.3 – (a) Schéma d'une cellule unitaire du réseau d'ECSRR inclus dans le prototype à 100 GHz. (b) Dimensionnement de l'ECSRR.

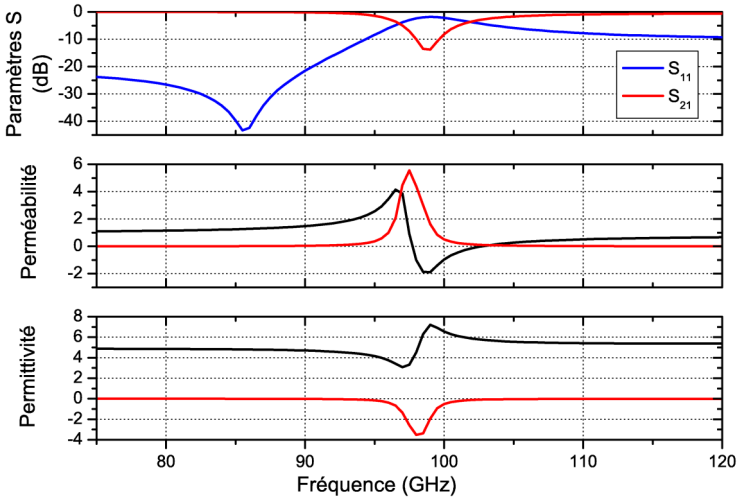

FIGURE 3.4 – Spectres de transmission de réflexion en amplitude obtenus pour la simulation d'une cellule du réseau de résonateurs ECSRR de la figure 3.3 et paramètres effectifs complexes correspondants (partie réelle en noir et partie imaginaire en rouge), obtenus par inversion de Fresnel.

à un pic de l'atténuation. Ce phénomène est dû à l'entrée en résonance du résonateur ECSRR qui se traduit par une dispersion anormale : la vitesse de groupe est négative et on atteint rapidement le bord de première zone de Brillouin (matérialisé par une ligne pointillée sur le spectre d'indice). De 98 à 106 GHz on observe une bande interdite de cristal résonant (RCBG) : la longueur d'onde effective devient comparable à la périodicité et le métamatériau acquiert un comportement similaire à un cristal photonique. Par conséquent, il n'est plus à proprement parler homogénéisable, ce qui explique pourquoi on constate notamment une partie imaginaire négative non physique sur la permittivité. De façon remarquable, une partie imaginaire négative plus faible subsiste autour de la bande interdite de cristal résonant, et en particulier dans la bande passante main gauche qui s'étend de 106 à 110 GHz. Au-delà, on retrouve le comportement essentiellement métallique des basses fréquences.

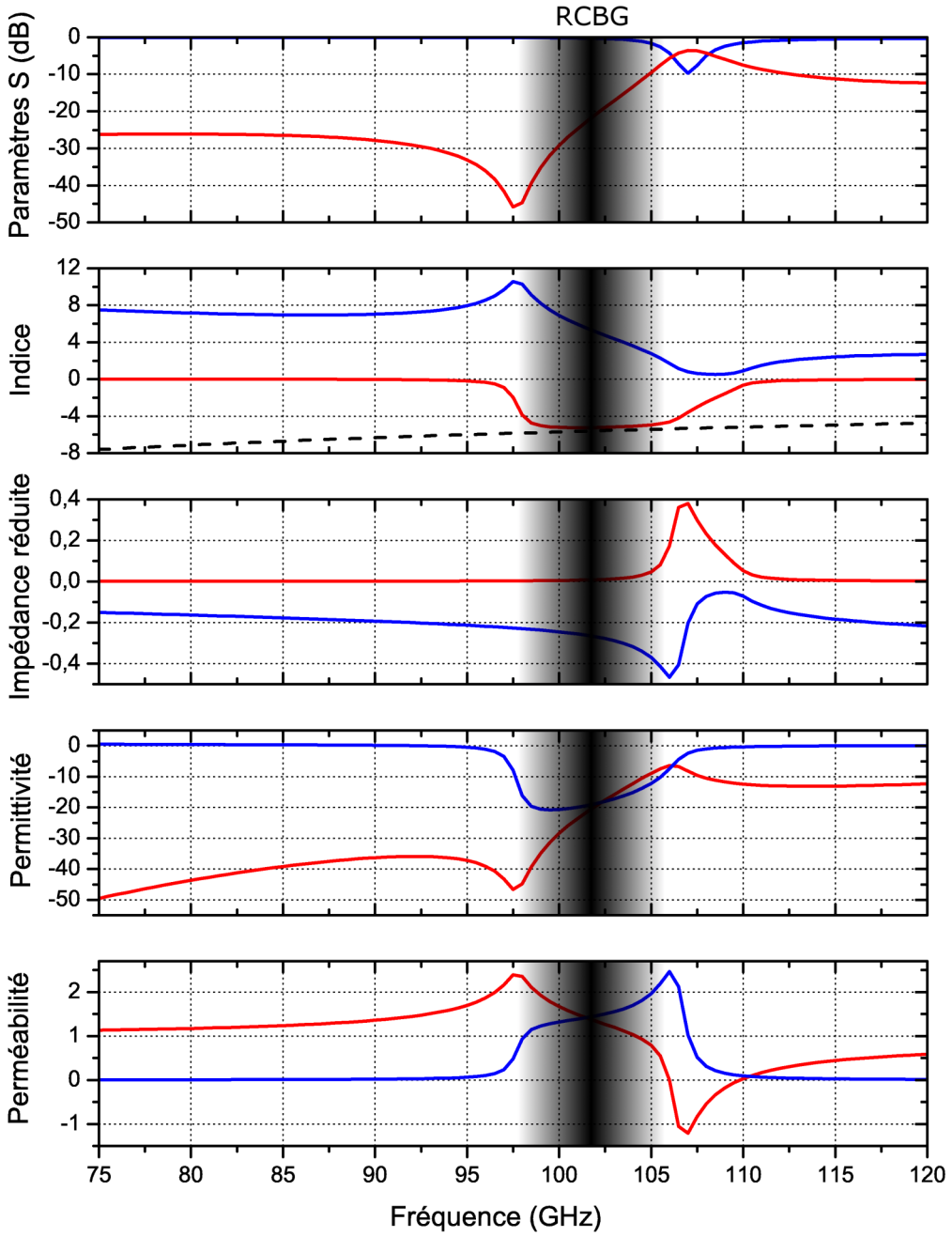

FIGURE 3.5 – Spectres de paramètres S en amplitude (transmission en rouge et réflexion en bleu) et spectres des valeurs complexes des paramètres effectifs (parties réelles en rouge et imaginaires en bleu) extraits par inversion de Fresnel sur la simulation d'une cellule de métamatériau.

3.1.2.2 Etude des paramètres extraits par intégration des champs

Même s'ils correspondent bien qualitativement au comportement attendu de la superposition des deux réseaux simplement négatifs, les paramètres extraits par inversion de Fresnel restent

entâchés d'une incertitude dûe à la présence d'une RCBG. Pour confirmer ces paramètres, nous allons donc appliquer une deuxième méthode d'extraction : la méthode d'intégration des champs décrite au 2.3.1.

L'application de cette méthode est ici rendue difficile par la présence du réseau de fils reliant chaque cellule à ses voisines dans la direction du champ électrique. Quelque soit le plan P choisi pour réaliser l'intégration surfacique, ce plan sera traversé par les fils métalliques. Ainsi, le comportement électrique n'y sera plus uniquement présent à travers des courants de déplacement mais aussi à travers des courants de conduction, dont ne tiendra pas compte une simple intégration du champ électrique dans le plan. En appliquant la méthode directement, on obtient une permittivité constante et proche de celle du substrat. Pour contourner ce problème, nous avons choisi de modifier légèrement la structure étudiée : en remplaçant les connexions entre cellules par des condensateurs plans de forte capacité, on remplace localement les courants de conduction par des courants de déplacement. De par leur forte capacité, les condensateurs plans choisis n'influencent pas le comportement de la structure complète (mis à part à basse fréquence, en-dehors du spectre étudié, où ils induisent une bande passante) mais permettent l'application de la méthode d'intégration des champs.

Le dimensionnement des capacités a été réalisé en plusieurs étapes jusqu'à retrouver les paramètres S de la structure non modifiée. Nous avons choisi de ne pas réduire excessivement la longueur de la coupure des fils pour accroître la capacité mais plutôt d'agrandir la surface des plans, de manière à alléger les contraintes de maillage dans cette région. La figure 3.6 montre la cellule unitaire effectivement simulée, avec ses coupures de 1 μm de long et ses plaques métalliques perpendiculaires de 50 par 50 μm.

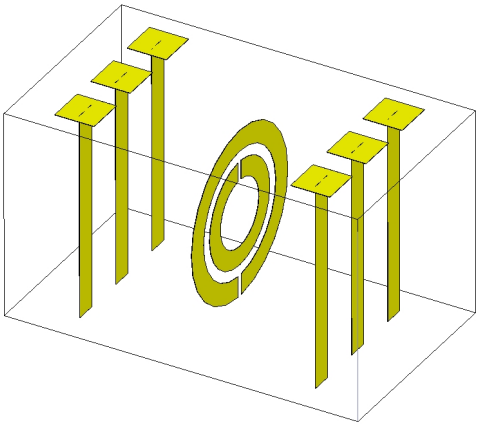

FIGURE 3.6 – Schéma de la structure modifiée pour permettre l'application de la méthode d'extraction par intégration des champs. Le plan d'intégration P est le plan supérieur.

La figure 3.7 permet de comparer le résultat de cette méthode avec celui précédemment extrait par inversion de Fresnel. On remarque immédiatement que l'intégration des champs ne tient pas compte de la proximité avec le bord de zone de Brillouin : l'indice effectif dépasse l'indice maximal (en tirets noirs) sans changement de pente. Intuitivement on peut expliquer ce phénomène de la façon suivante : la méthode d'intégration contient (entre autres) un moyennage suivant la direction

de propagation, susceptible de supprimer les effets liés à la longueur de la cellule. Ceci nous permet de discerner l'effet de la proximité de la RCBG sur les paramètres effectifs dans la bande main-gauche : l'indice n'est pratiquement pas affecté mais l'impédance est nettement inférieure. En ce qui concerne les paramètres de permittivité et de perméabilité, ceux extraits par intégation des champs suivent respectivement un modèle de Drude et de Lorentz et se rapprochent des paramètres extraits par FI lorsqu'on s'éloigne de la RCBG, que ce soit vers les basses ou les hautes fréquences.

Soulignons que les paramètres extraits par intégration des champs ne sont pas ici intrinsèquement supérieurs à ceux extraits par inversion de Fresnel. Si les paramètres extraits par FI traduisent exactement le comportement de la structure en termes de diffraction, ceux extraits par intégration des champs mettent en valeur l'origine physique de cette diffraction (permittivité de Drude et perméabilité de Lorentz). En toute rigueur, il faudrait considérer que le métamatériau étudié n'est pas homogénéisable, puisque nous avons constaté des parties imaginaires négatives en FI et un résultat différent suivant la méthode utilisée.

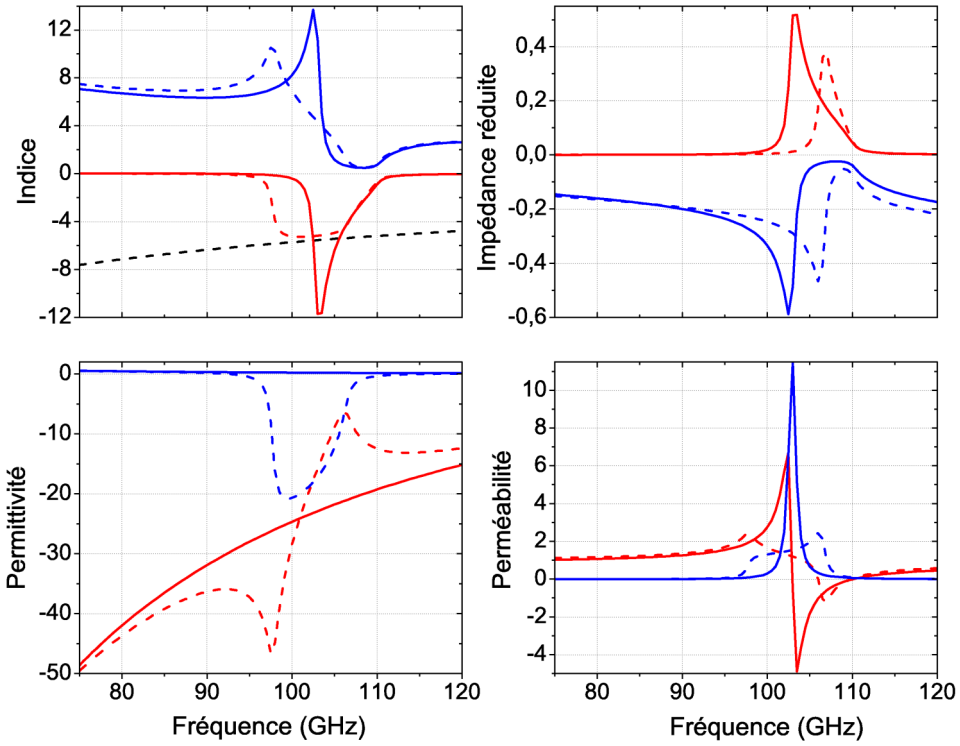

FIGURE 3.7 – Comparaison des spectres d'indice, d'impédance réduite, de permittivité et de perméabilité complexes (parties réelles en bleu et parties imaginaires en rouge) extraits par inversion de Fresnel (tirets) et par intégration des champs (lignes continues). La courbe en tirets noirs sur le spectre d'indice représente toujours la limite de première zone de Brillouin.

3.1.3 Etude en fonction du nombre de cellules dans la direction de propagation

Pour approfondir notre compréhension de ce métamatériau, et notamment des raisons qui font qu'il n'est pas parfaitement homogénéisable, nous allons réappliquer les deux méthodes exploitées précédemment à des domaines de simulation comportant plusieurs cellules dans la direction de propagation.

3.1.3.1 Etude des paramètres extraits par inversion de Fresnel

La méthode d'extraction par inversion de Fresnel est applicable quel que soit le nombre de cellules considéré dans la direction de propagation et, dans une situation idéale, son résultat n'est pas censé varier. Sur la figure 3.8 on peut voir les spectres obtenus et sur la figure 3.9 les résultats d'inversion pour une, trois et cinq cellules dans la direction de propagation. On remarque immédiatement que les paramètres s'éloignent encore de la superposition d'une résonance magnétique (Lorentz) et d'un comportement métallique (Drude). Plus précisément, la bande de type RCBG s'est transformée en une série de bandes dans lesquelles l'indice est proche d'un multiple de l'indice en bord de première zone de Brillouin divisé par le nombre de cellules (n). Si on considère la partie imaginaire β de la constante de propagation, cela revient à des sauts de $\pi/(an)$ avec a la périodicité. Or, $\pi/(an)$ est précisément l'étendue des zones de Brillouin du domaine de simulation complet. On peut supposer que ces sauts traduisent une réponse « collective » du domaine de simulation. L'hypothèse la plus vraisemblable à ce niveau est celle d'un comportement variable suivant la proximité avec les interfaces : les résonateurs proches des interfaces ont un environnement différent de ceux présents dans le cœur de la structure. En d'autres termes il existe des phénomènes de couplage entre cellules et ceux-ci varient suivant la position de la cellule. Ainsi, il n'est plus tout à fait exact de parler de structure homogénéisable et il faudrait plutôt modéliser le système comme deux couches d'accès encadrant un coeur homogénéisable et constituant une forme de cavité supportant des modes discrets.

En liaison avec cette interprétation, on peut remarquer que l'indice en bande main-gauche varie nettement entre les simulations à une et trois cellules alors qu'il varie très peu entre les simulations à trois et cinq cellules. Cette convergence est également visible sur le niveau de pertes d'insertion en fonction du nombre de cellules, visible sur l'insert de la figure 3.8.

3.1.3.2 Etude des paramètres extraits par intégration des champs

Dans cette partie nous allons exploiter une particularité de la méthode d'extraction par intégration des champs : elle permet d'obtenir des paramètres effectifs pour une sous-partie d'un domaine de simulation. Ici nous considérerons un domaine à trois cellules dans la direction de propagation et commencerons par réaliser des intégrations sur les trois cellules individuelles. Les figures 3.10(a) et 3.10(c) montrent les spectres de permittivité et de perméabilité obtenus. Le résultat le plus marquant est l'apparition de deux résonances sur chaque spectre, situées dans le domaine fréquentiel où apparaissaient les effets de « cavité » relevés grâce à l'inversion de Fresnel. Même s'il reste difficile d'expliquer leur positionnement fréquentiel exact, ces résonances corroborent l'interprétation

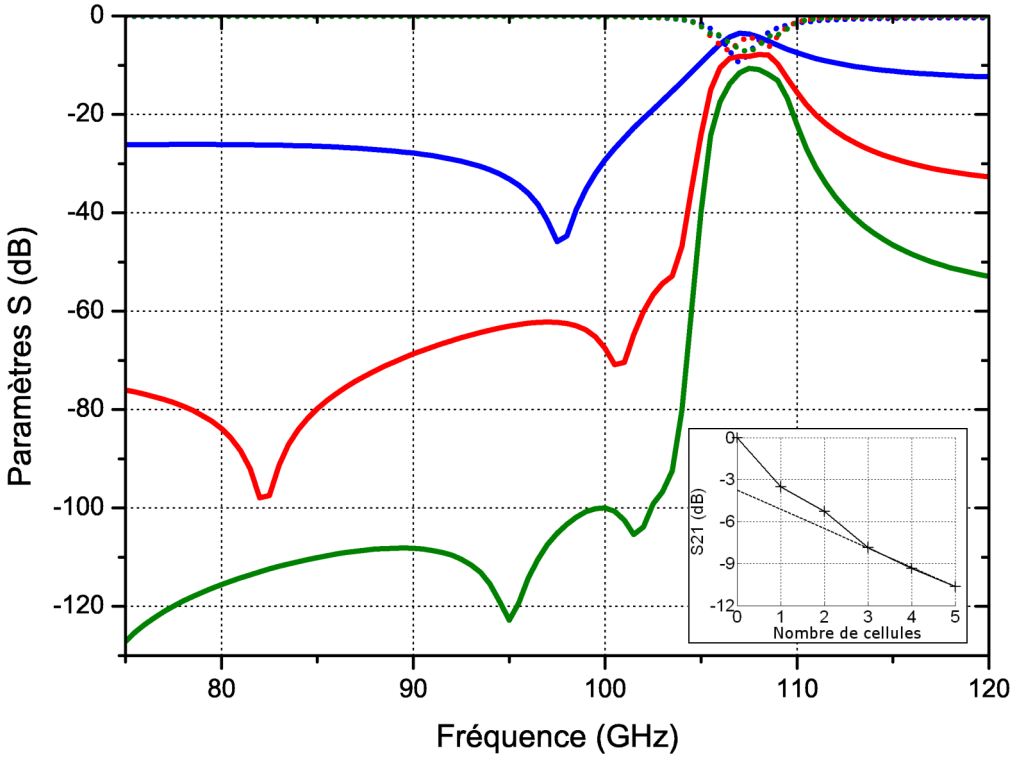

FIGURE 3.8 – Spectres de transmission (traits continus) et de réflexion (pointillés) en amplitude obtenus pour des simulations comportant une (bleu), trois (rouge) et cinq (vert) cellules dans la direction de propagation. En insert : évolution des pertes d'insertion au maximum de transmission en fonction du nombre de cellules.

précédente sur la présence de modes discrets dans l'ensemble de la structure : suivant la fréquence considérée, ces modes se concentrent dans une zone spécifique.

La figure 3.10(b) présente l'indice de réfraction déduit des deux figures précédentes. Cette représentation n'éclaircit pas les phénomènes présents en-dessous de 104 GHz mais permet cependant de mettre en valeur la variation de l'indice calculé dans la bande main-gauche : comme préssenti précédemment, on a bien un indice effectif proche dans les première et troisième cellules mais nettement différent dans la seconde, en raison des effets de proximité avec l'interface. Enfin, la figure 3.10(d) montre l'indice obtenu par moyennage des trois extractions locales et le compare au résultat par inversion de Fresnel. On peut vérifier ici que l'ensemble des résonances supplémentaires relevées sur l'intégration des champs est bien compris dans le domaine fréquentiel où apparaît l'effet de « cavité » et que les deux calculs sont cohérents à partir de 106 GHz.

3.1.4 Fabrication du prototype

La fabrication du prototype à l'Université de Bilkent a nécessité, comme annoncé en introduction, deux étapes principales : une étape de définition des motifs en technologie planaire et une

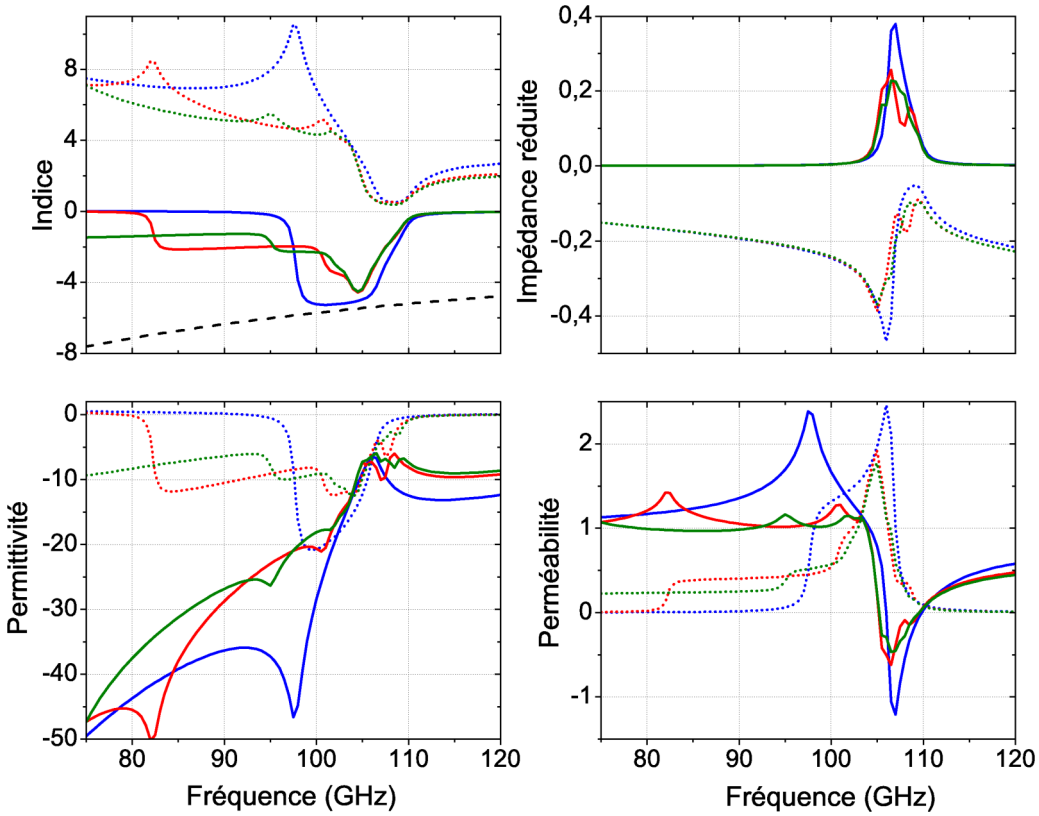

FIGURE 3.9 – Spectres d'indice, d'impédance, de permittivité et de perméabilité en partie réelle (traits continus) et imaginaire (pointillés) obtenus par inversion de Fresnel sur des simulations comportant une (bleu), trois (rouge) et cinq (vert) cellules dans la direction de propagation.

étape d'assemblage mécanique.

Le procédé de technologie planaire employé comporte une phase de photolithographie UV et un dépôt métallique (100 Å Ti/4500 Å Au) sur des substrats de quartz d'épaisseur 150 μm, de permittivité 3,78 et mesurant 2,5 x 2,5 cm. Les réseaux planaires s'étendent transversalement sur 2,5 cm mais ne comportent que 10 cellules dans la direction de propagation, de manière à limiter l'atténuation. Dans une seconde phase, ils sont empilés en insérant alternativement une plaque de SRR et deux plaques de fils (voir figure 3.11). Un empilement d'une centaine de plaques permet d'obtenir un prototype de 1,5 x 2,5 x 2,5 cm^3 qui est ensuite placé dans une boîte cubique de mica (avec une épaisseur de parois de l'ordre du millimètre). Enfin, pour maintenir les plaques en contact dans la direction de l'empilement, un fragment d'absorbant micro-onde (de type mousse) complète le volume de la boîte dans la direction transverse.

3.1.5 Caractérisation en espace libre

La caractérisation en termes de spectre de transmission complexe du prototype conçu et fabriqué en Turquie a été réalisée à l'IEMN. Elle faisait suite à une première caractérisation à l'Université

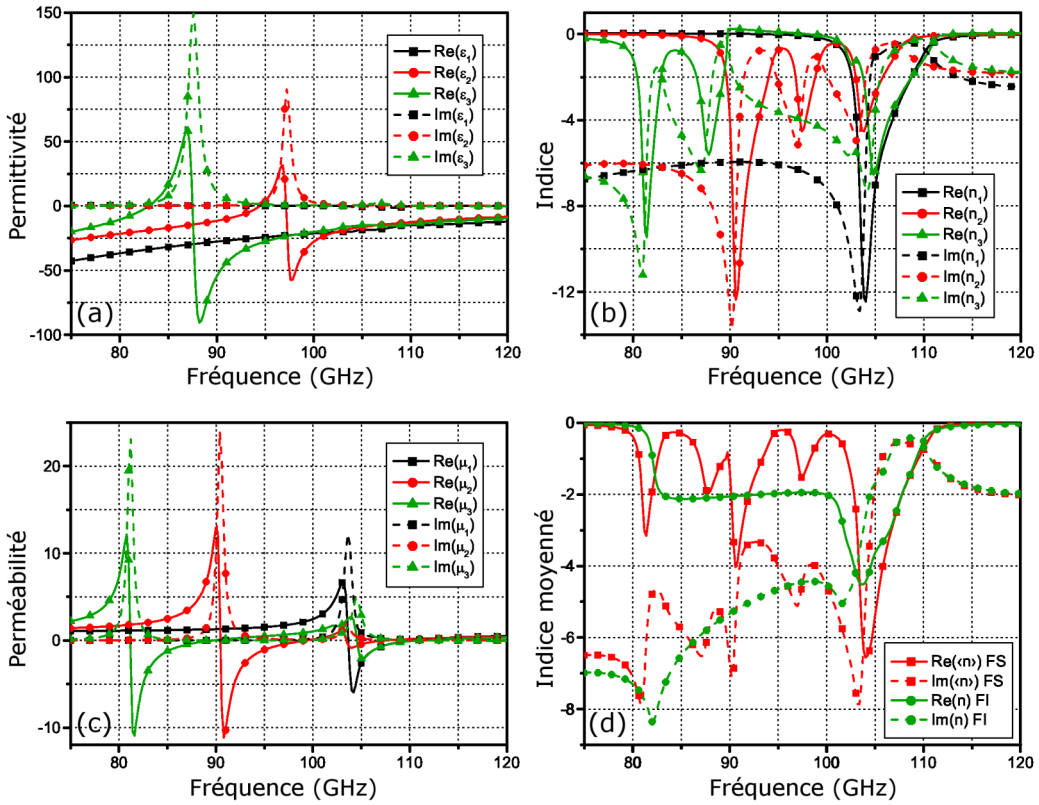

FIGURE 3.10 – Spectres de permittivité (a), de perméabilité (c) et d'indice (b) complexes obtenus par intégration des champs sur les cellules unitaires d'un domaine de simulation en comportant trois dans la direction propagation, et (d) comparaison du moyennage des trois indices obtenus avec celui extrait par inversion de Fresnel.

de Bilkent en amplitude uniquement [104]. Celle-ci avait permis de mettre en évidence une bande de transmission autour de 100 GHz avec un niveau maximal d'environ -25 dB. Son caractère doublement négatif avait simplement été démontré en observant sa disparition dans le spectre du même prototype avec des anneaux fermés (la fermeture des anneaux interdisant toute activité magnétique).

Le banc de caractérisation mis en place à l'IEMN est un banc d'espace libre basé sur un analyseur de réseau vectoriel HP 8510C. Sur les guides de bande W (75-110 GHz) des deux mélangeurs de l'analyseur (alignés et montés sur rails) nous avons connecté des transitions puis des antennes cornet pour la bande V (50-75 GHz), pour des raisons de disponibilité. La calibration du banc est réalisée avec une simple méthode TRL au niveau des guides, c'est-à-dire en retirant les cornets et en rapprochant les mélangeurs. Ceci permet d'éviter une calibration d'espace libre mais introduit une incertitude sur la phase, les plans de référence de phase se situant au niveau des guides. L'écartement des cornets est ensuite fixé à environ 5 cm. Pour limiter au maximum le passage des ondes autour du prototype, celui-ci est inséré dans l'ouverture d'un cadre entièrement recouvert d'absorbant (voir figure 3.12).

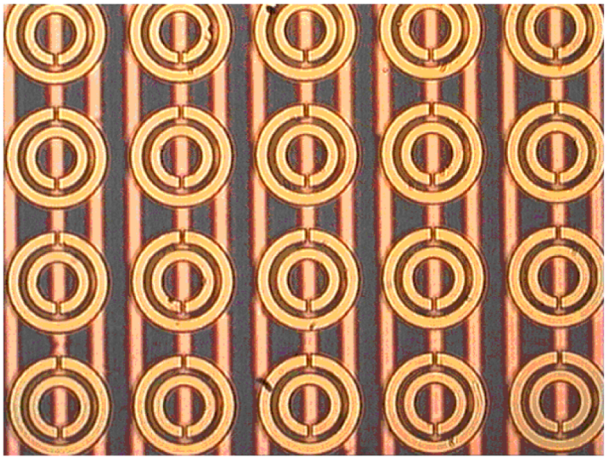

FIGURE 3.11 – Vue au microscope optique d'un détail du prototype. Au premier plan on a une plaque de résonateurs ECSRR. On peut voir par transparence à travers le substrat de quartz la plaque de fils située en dessous.

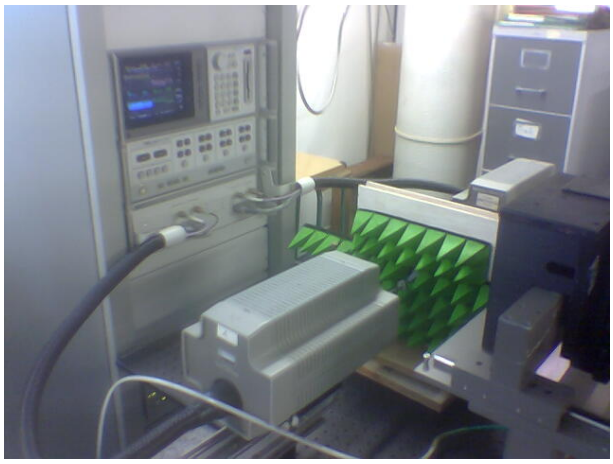

FIGURE 3.12 – Vue du banc de caractérisation mis en place à l'IEMN pour le prototype à base de fils et SRR à 100 GHz et basé sur un VNA HP 8510C (visible en arrière-plan). Le prototype, au centre dans l'ouverture du support, est masqué par les antennes cornet et l'absorbant micro-ondes (en vert).

La figure 3.13 montre le résultat obtenu en transmission en amplitude non normalisée (une mesure à vide donnant un niveau d'environ -9 dB sur tout le spectre). Elle présente également la phase à la transmission, ainsi que l'indice effectif extrait. Il s'agit ici d'une extraction de type « $\Delta\phi$ » (voir 2.2.3.2) réalisée à partir des mesures avec et sans prototype. Les parties des substrats ne comportant pas de motif induisent une différence de phase supplémentaire qui est corrigée en prenant une référence d'indice nulle en fin de bande main-gauche.

Cette caractérisation met en évidence une unique bande de transmission de 96 à 105 GHz, avec un niveau maximal de l'ordre de -51 dB. En dehors de cette bande la mesure est essentiellement une mesure de bruit, ce qui explique l'absence de cohérence de la phase. Dans la bande passante,

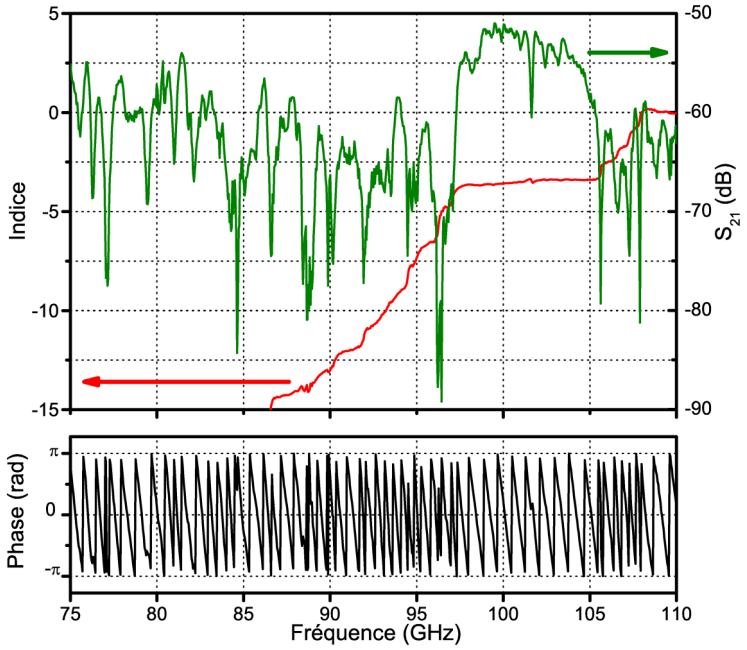

FIGURE 3.13 – Spectres de transmission en amplitude et en phase du prototype de l'Université de Bilkent caractérisé à l'IEMN et indice effectif extrait par la méthode du « $\Delta\phi$ ».

on remarque que l'indice extrait par différence de phase est de dispersion très faible.

Même si on retrouve le même type de spectre, il semble assez difficile de faire correspondre cette mesure à nos simulations sur le plan quantitatif. Plusieurs raisons peuvent expliquer ces écarts :

1. L'assemblage des plaques n'est pas suffisamment précis, ce qui introduit à la fois des épaisseurs d'air entre les motifs, des désalignements et une irrégularité des faces du prototype. En réalisant une mesure sur un cube comportant le même type d'assemblage de substrats mais sans motif métallique, on a pu mettre en évidence des pertes de l'ordre de 10 dB à 100 GHz.

2. Les cornets utilisés sont inadaptés. Néanmoins, nous avons essayé de limiter cet effet en les rapprochant au maximum du prototype.

3. Les zones sans motif sur chaque substrat introduisent un effet de cavité qui s'ajoute à celui à l'intérieur du métamatériau.

4. La méthode par différentielle de phase est ici mise en difficulté par l'absence d'adaptation d'impédance de la structure.

Dans la suite de ce chapitre nous étudierons des structures à base de résonateurs Omega réalisées à l'IEMN postérieurement à cette caractérisation du prototype de l'Université de Bilkent. Les difficultés rencontrées ici seront prises en compte dès leur conception.

3.2 Réseaux de résonateurs Omega interconnectés

Dans cette partie, après avoir rappelé brièvement le fonctionnement et les performances des réseaux de résonateurs Omega interconnectés à travers l'exemple d'un prototype à 10 GHz développé dans le groupe DOME et étudié en détails dans les thèses de G. Houzet et F. Zhang (en cours de préparation), nous présenterons les études de conception, la fabrication et la caractérisation d'un prototype de principe similaire conçu pour un fonctionnement en bande W (75-110 GHz). Ma contribution personnelle à ces travaux correspond aux étapes de conception et de dimensionnement.

3.2.1 Prototype en bande X

3.2.1.1 Principe de fonctionnement

L'idée de base des réseaux de résonateurs Omega est de se rapprocher le plus possible d'une ligne à avance de phase tout en conservant un fonctionnement en espace libre. Les inductances en shunt présentes dans les lignes à avance de phase étant relativement bien traduites en espace libre par les réseaux de fils continus, la difficulté se situe dans les résonateurs susceptibles de générer l'activité magnétique. Dans un système à deux réseaux superposés (tel que celui présenté dans la section précédente), ceux-ci sont totalement isolés dans la structure et n'interviennent dans la propagation que par des phénomènes de couplage, ce qui accroît fortement le facteur de qualité de la résonance. Le cas des lignes à avance de phase montre qu'un tel isolement n'est pas nécessaire ni même souhaitable : il est plus avantageux en termes de largeur de bande de placer des capacités série entre chaque réseau de fils.

Ce raisonnement permet d'aboutir à la géométrie des réseaux de résonateurs Omega interconnectés (voir figure 3.14) : les résonateurs sont en quelque sorte intégrés aux fils métalliques continus et on exploite le couplage entre leurs surfaces en regard pour réaliser la capacité dans la direction de propagation [105]. Soulignons qu'il ne s'agit ici que du principe de fonctionnement de base : en pratique, l'onde incidente va générer presque simultanément des courants dans les anneaux (par le champ magnétique) et dans les fils (par le champ électrique) et c'est l'ensemble du système qui, à certaines fréquences, se comporte comme une ligne à avance de phase. Il est donc préférable de parler d'une structure « hybride » entre ligne à avance de phase et double réseau d'anneaux et de fils.

Sur la base de ce schéma une optimisation a été réalisée par G. Houzet et F. Zhang. Elle a permis d'obtenir un comportement dit composite équilibré, c'est-à-dire une absence de bande interdite entre les bandes main-gauche et main-droite (due à une égalité des fréquences plasma électrique et magnétique) [106]. Avec les notations de la figure 3.14(a), les dimensions retenues sont $a = b = 3,9$ mm, $d = 0,8$ mm, $r_{int} = 1,1$ mm, $s = w = r_{ext} - r_{int} = 0,5$ mm.

3.2.1.2 Fabrication

Le dimensionnement retenu pour ce prototype permet une réalisation basée sur un procédé technologique de type circuit imprimé en utilisant des plaques métallisées d'epoxy (FR4) de 0,8 mm d'épaisseur. Après lithographie, chaque plaque est découpée aux dimensions du prototype (qui

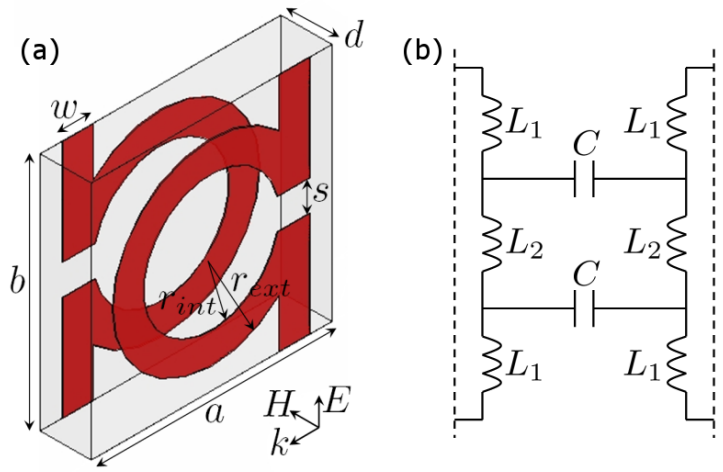

FIGURE 3.14 – (a) Schéma d'une cellule unitaire d'un réseau à résonateurs de type Omega interconnectés et polarisation requise. (b) Modélisation simple du réseau sous forme de schéma équivalent. C, L_1 et L_2 désignent respectivement la capacité entre les boucles en regard, l'inductance des bras et l'inductance des boucles.

correspondent à 10 cellules dans la direction de propagation et 18 dans la direction transverse) puis on réalise l'empilement des plaques pour créer le volume de métamatériau. Aux limites du prototype dans la direction des fils, on a ajouté sur chaque plaque une large bande métallique continue de manière à se rapprocher le plus possible d'une condition de type miroir électrique et ainsi limiter les effets de bord. Soulignons que chaque plaque comporte un unique plan de résonateurs. Il faut donc, lors de l'assemblage, disposer les plaques en alternant l'orientation des résonateurs (arrangement « tête-bêche ») ce qui impose une étape d'alignement des substrats. Cet alignement est réalisé en perçant un trou au centre de deux résonateurs sur chaque plaque et en faisant passer deux tiges plastiques à travers ces trous. Le prototype ainsi construit rassemble 120 plaques, soit 60 cellules dans la direction de l'empilement (voir figure 3.15(a)). Sur le même principe, un second prototype en forme de prisme a également été fabriqué (voir figure 3.15(b)) dans le but de réaliser une expérience de réfraction en espace libre [74].

3.2.1.3 Caractérisation

Pour la caractérisation des deux prototypes en bande X, un banc d'espace libre spécifique a été développé. Ce banc est basé sur un guide bi-plaque permettant de supprimer la divergence verticale des faisceaux en sortie d'antenne cornet et maintient une propagation TEM avec un champ électrique vertical jusqu'au prototype, pourvu qu'un « couloir » d'absorbant micro-onde soit réalisé jusqu'à celui ci. Ainsi, il n'est plus nécessaire de fonctionner en champ proche et on peut même réaliser une mesure d'angle de réfraction pour le prototype en prisme si on monte l'antenne cornet réceptrice sur un rail circulaire (voir figure 3.16). Notons que le caractère unidimensionnel du métamatériau n'est pas ici un handicap : la face avant du prisme étant perpendiculaire au vecteur d'onde incident, toute la propagation à l'intérieur du prisme a lieu dans la direction de l'indice négatif (si l'on néglige les réflexions internes). Au niveau de la face arrière formant l'angle du

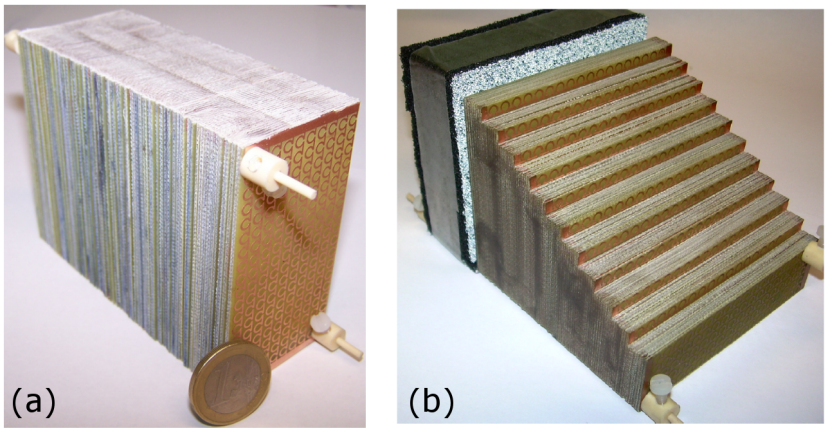

FIGURE 3.15 – Prototypes à base de réseaux de résonateurs Omega interconnectés réalisés dans le groupe DOME pour un fonctionnement en bande X, en forme de lame (a) et de prisme (b) (thèse de G. Houzet).

prisme, la réfraction suit donc une simple loi de Snell-Descartes, malgré l'anisotropie du matériau.

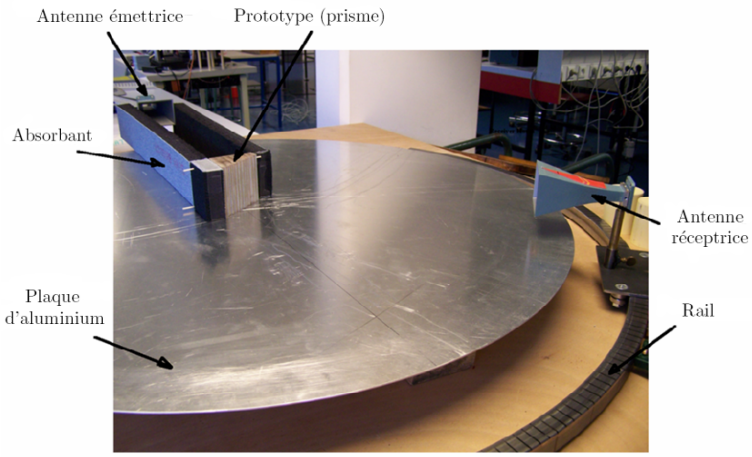

FIGURE 3.16 – Photographie du banc de caractérisation angulaire en bande X. Les transitions et cables coaxiaux reliant les antennes à l'analyseur sont ici déconnectés et la plaque d'aluminium supérieure constituant le guide bi-plaque retirée.

Les résultats de caractérisation obtenus sur les deux prototypes (figure 3.17) confirment le comportement composite équilibré avec une bande main-gauche s'étendant de 8 à 13,6 GHz et une bande main-droite allant de 13,6 jusqu'au delà de 18 GHz. Remarquons en particulier la caractérisation angulaire à 13,6 GHz qui présente un pic bien défini à $\theta = 0^{\circ}$, traduisant le caractère passant du métamatériau malgré une valeur nulle de l'indice effectif (longueur d'onde infinie).

Les bonnes performances obtenues sur ce prototype, en termes de niveau de transmission et de largeur de bande main-gauche, mais aussi son caractère composite équilibré, nous ont poussé à entreprendre la conception d'un réseau similaire en bande W.

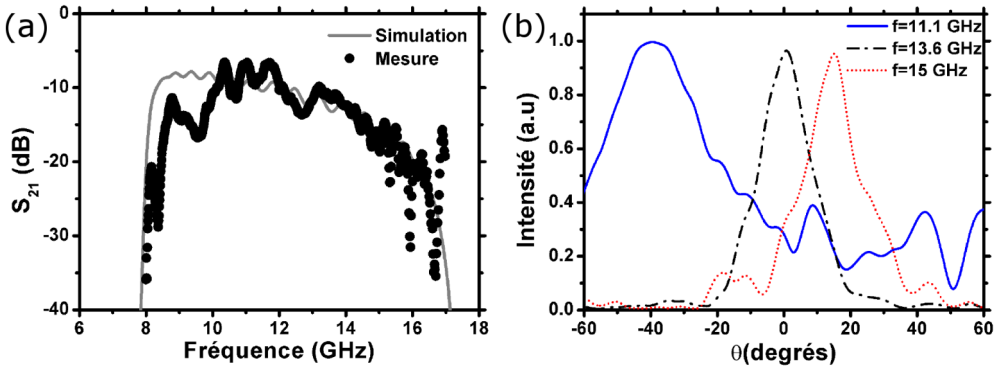

FIGURE 3.17 – (a) Spectre de transmission en amplitude du prototype en forme de lame. Les deux bandes main-gauche et main-droite ne sont pas séparées. (b) Intensité mesurée en fonction de l'angle entre le cornet récepteur et la face inclinée du prisme, pour trois fréquences.

3.2.2 Prototype en bande W

3.2.2.1 Conception et dimensionnement

La structure retenue pour le prototype en bande W est basée sur une mise à l'échelle du prototype en bande X. Cette mise à l'échelle passe tout d'abord par une réduction d'un facteur de l'ordre de 10 de toutes les dimensions géométriques des résonateurs, c'est-à-dire leur rayon, leur gap et les largeurs de métallisation, ainsi que des dimensions de la cellule élémentaire dans le plan. Ce type de réduction n'introduit pas de difficulté majeure : on obtient des dimensions minimales de l'ordre de quelques dizaines de microns, compatibles avec des procédés de lithographie optique standard. La réduction des dimensions dans la direction perpendiculaire aux motifs est nettement plus problématique puisqu'elle conduit à rechercher des substrats de quelques dizaines de microns d'épaisseur.

Ce problème peut être résolu en remarquant que le bon fonctionnement du métamatériau ne requiert pas un faible écartement entre tous les résonateurs mais simplement la constitution de paires de résonateurs couplés. Ceci permet d'imaginer une structure où chaque substrat d'épaisseur standard est recouvert par deux niveaux de métallisation comportant chacun un réseau de résonateurs Omega et séparés par une couche mince de diélectrique. Par rapport à la structure précédente, nous aurons simplement une dilution plus importante des motifs dans le volume. En raison de leurs pertes faibles en bande W, les matériaux choisis seront ici du quartz ($\epsilon = 3.794 + 0.003i$) pour les substrats et du benzocyclobutène (BCB) pour les couches minces. La permittivité du BCB étant assez faible ($\epsilon = 2.6 + 0.002i$) par rapport à celle de l'epoxy utilisé précédemment, une étape d'optimisation des dimensions géométriques des résonateurs est nécessaire au-delà de la simple mise à l'échelle.

A l'issue de cette optimisation on aboutit au dimensionnement présenté sur la figure 3.18 [107]. À ce dimensionnement correspondent les paramètres effectifs (obtenus par inversion de Fresnel) présentés figure 3.19. On peut remarquer que le caractère composite équilibré de la structure en bande X a pu être conservé. Par ailleurs, l'impédance du métamatériau est très proche de celle de

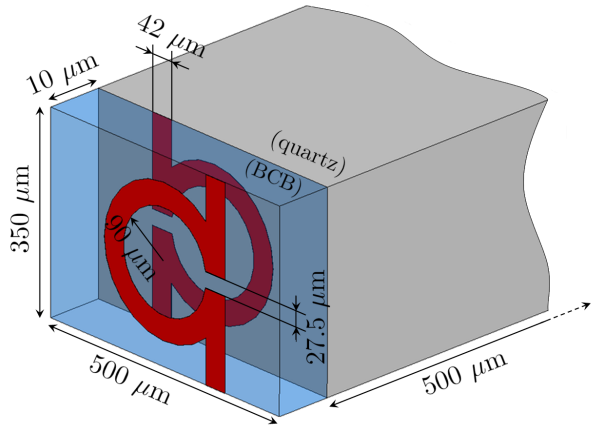

FIGURE 3.18 – Schéma d'une cellule unitaire du prototype à base de résonateurs Omega interconnectés en bande W. La dimension dans la direction normale aux motifs est ici dilatée pour permettre de distinguer les deux motifs.

l'air (impédance réduite unitaire) dans la majeure partie des bandes passantes, et en particulier au voisinage de la fréquence où l'indice est nul.

Remarquons enfin que, globalement, ces paramètres effectifs sont de même nature que ceux du prototype à base de fils et anneaux fendus étudié dans la première partie de ce chapitre. On retrouve le même phénomène de RCBG très prononcé dans la bande 82-86 GHz, qui se superpose à une réponse de type Drude pour la permittivité et Lorentz pour la perméabilité. Cette observation peut être reliée à la remarque du 3.2.1.1 sur le caractère hybride de la structure à base de résonateurs Omega : elle hérite de la largeur de bande due au caractère faiblement résonant des lignes à avance de phase, même si elle continue de présenter des paramètres effectifs de type Drude-Lorentz.

3.2.2.2 Fabrication

La fabrication du prototype en bande W a été effectuée par É. Lheurette, X. Mélique et D. Gaillot. La première étape consistait à réaliser les plaques de quartz recouvertes de motifs métalliques. De manière à limiter le nombre de plaques à traiter en parallèle pour la réalisation du volume de métamatériau, il a été décidé d'utiliser des substrats de 2 pouces de diamètre et de 500 μm d'épaisseur de quartz poli double face, sur lesquels 6 réseaux pouvaient être déposés simultanément. En prévision d'une mesure de phase différentielle, chaque substrat portait 3 réseaux de 10 cellules de longueur dans la direction de propagation et 3 réseaux de 14. Ce type de répartition des deux prototypes sur des subtrats communs a pour but de limiter les différences qui sont souvent dues à la reproductibilité imparfaite des procédés technologiques employés. De la même manière que pour le prototype en bande X et pour les mêmes raisons, chaque plaque est bordée, dans la direction des fils, par une bande métallique continue.

On peut résumer les étapes du procédé technologique employé de la façon suivante :

1. Une première étape de photolithographie permet de définir la géométrie du premier niveau de résonateurs en négatif dans une résine photosensible.

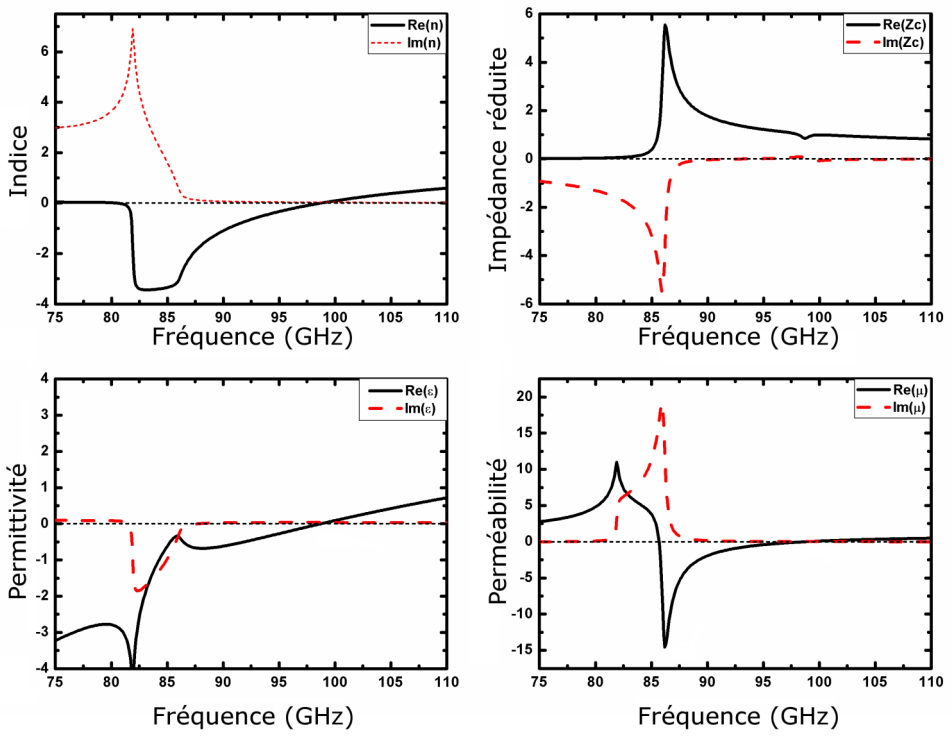

FIGURE 3.19 – Paramètres effectifs obtenus par inversion de Fresnel sur une simulation d'une cellule unitaire de métamatériau à base de résonateurs Omega suivant le dimensionnement de la figure 3.18.

2. On procède à une métallisation par évaporation sous vide. On choisit ici une couche d'accrochage de titane de 500 Å suivie d'une couche d'or de 4000 Å. Cette étape est suivie d'un lift-off dégageant les motifs métalliques.
3. Une couche de 10 μm d'épaisseur de BCB photosensible est déposée uniformément sur toute la surface, à la tournette puis recuite.
4. Une étape de photolithographie intermédiaire, suivie d'un second recuit de polymérisation, permet de définir des « tranchées » dans le BCB aux limites de chaque plaque, de manière à préparer le découpage.
5. Les étapes 1 et 2 sont répétées avec un nouveau masque comportant des résonateurs Omega d'orientation opposée.
6. Enfin, on procède au découpage des substrats de quartz en utilisant les tranchées pour le prépositionnement de la lame de découpe.

La figure 3.20 présente les trois masques de lithographie optique utilisés lors de ces étapes, visualisés à l'aide du logiciel de création de masques Wavemaker. Ce procédé technologique s'est révélé être suffisamment reproductible pour traiter successivement 10 substrats de 2 pouces sans variation notable des paramètres géométriques planaires. Néanmoins, suite à une mauvaise évaluation de la contraction des couches de BCB lors des recuits successifs (en particulier les recuits supplémentaires nécessaires à la réalisation de la seconde couche de résonateurs), l'ensemble des

substrats obtenus présente une épaisseur de BCB de 7 μm au lieu de 10. Nous verrons au 3.2.2.3 que cet écart avec les dimensions visées détruit le caractère composite équilibré de la structure.

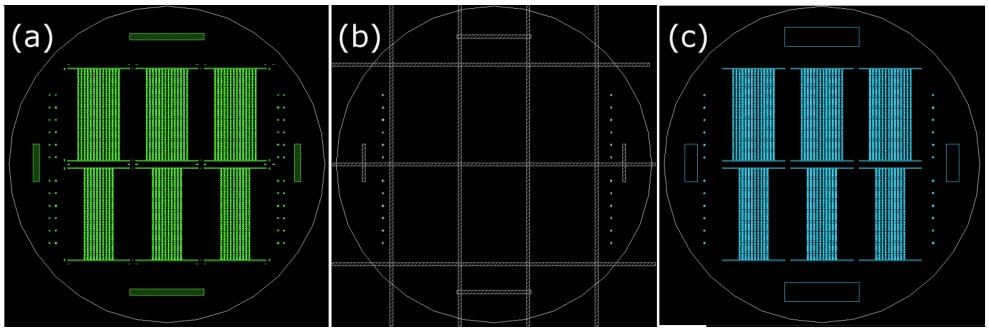

FIGURE 3.20 – Schémas d'ensemble des trois masques de lithographie optiques utilisés pour la fabrication du prototype en bande W. Les masques (a) et (c) comportent les motifs Omega d'orientation opposée alors que le masque (b) sert à définir les tranchées de découpe des plaques dans la couche de BCB.

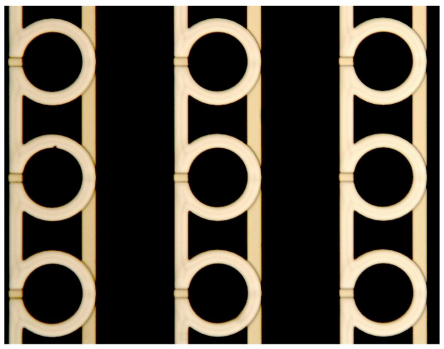

FIGURE 3.21 – Vue au microscope optique d'un détail d'un des substrats après dépôt des résonateurs.

A ce stade on dispose de 30 plaques d'environ 500 μm d'épaisseur pour chacun des deux prototypes, chaque plaque mesurant 15 mm sur 10 mm (voir figure 3.22). Dans la direction transverse les motifs (ou plus précisément la bande métallique bordant les motifs) atteignent pratiquement le bord de la plaque, ce qui correspond à 42 cellules. Dans la direction de propagation on a deux longueurs de quartz sans motif de chaque côté et 10 ou 14 cellules au centre. L'assemblage des plaques s'inspire du prototype réalisé à l'Université de Bilkent et présenté précédemment, puisque les plaques sont simplement insérées dans un cube plastique de dimensions adéquates (voir figure 3.23). On notera toutefois que les imperfections d'alignement des substrats semblent ici être un paramètre moins critique, chaque cellule étant entièrement constituée à l'issue des étapes de lithographie (en d'autres termes chaque cellule est portée par un unique substrat et non trois).

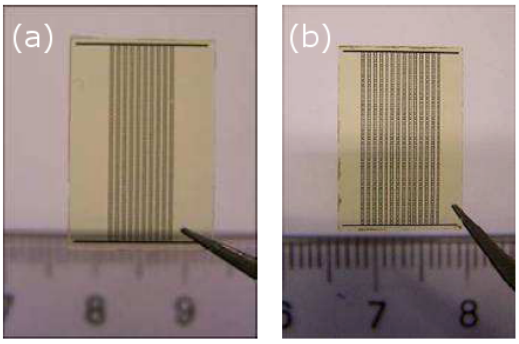

FIGURE 3.22 – Vues des plaques constituant les deux prototypes en bande W à 10 (a) et 14 (b) cellules dans la direction de propagation.

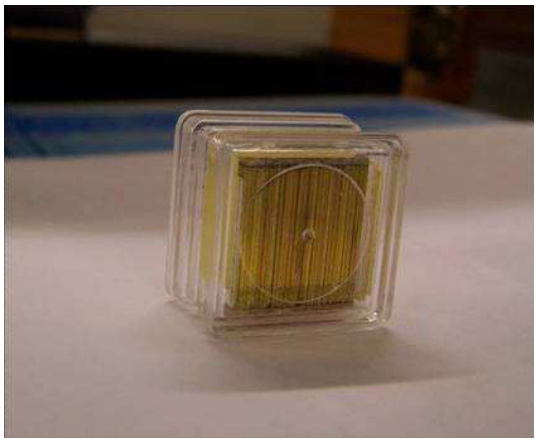

FIGURE 3.23 – Vue d'un des deux prototypes en bande W après assemblage.

3.2.2.3 Caractérisation

La caractérisation de ce prototype a été réalisée dans le cadre de la thèse de F. Zhang. Le banc d'espace libre mis en place reprend certaines caractéristiques de celui conçu précédemment pour le prototype de l'Université de Bilkent et est basé sur le même analyseur de réseau vectoriel HP 8510C. Une différence importante vient du fait qu'ici des antennes cornet en bande W étaient disponibles, ce qui a permis d'éviter l'introduction d'une transition en amont. Ici encore, la calibration TRL a été réalisée au niveau des guides et on a cherché à se rapprocher d'une condition de champ proche en rapprochant les antennes à environ 1 cm de la surface du prototype (voir figure 3.24). Celui-ci a été inséré dans une ouverture carrée découpée dans un volume d'absorbant micro-ondes (Ecosorb AN-75).

La figure 3.25 montre le spectre de transmission en amplitude mesuré sur ce banc pour le prototype à 10 motifs dans la direction de propagation. La transmission est ici normalisée par rapport à une mesure sans prototype. On constate un bon accord qualitatif mais aussi quantitatif sur la position et le niveau des bandes passantes si on prend en compte l'erreur sur l'épaisseur de BCB évoquée précédemment. Les pertes d'insertion peuvent être évaluées à 0,5 dB par cellule

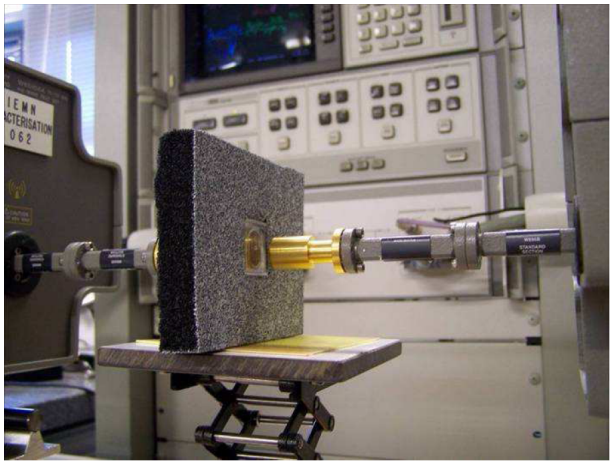

FIGURE 3.24 – Vue du banc de caractérisation d'espace libre conçu pour les prototypes en bande W.

environ, ce qui se situe, à notre connaissance, à l'état de l'art actuel pour cette gamme de fréquences. La courbe d'indice simulé reproduite sur la figure rappelle qu'un comportement main-gauche est prévu en première bande, entre 75 et 85 GHz.

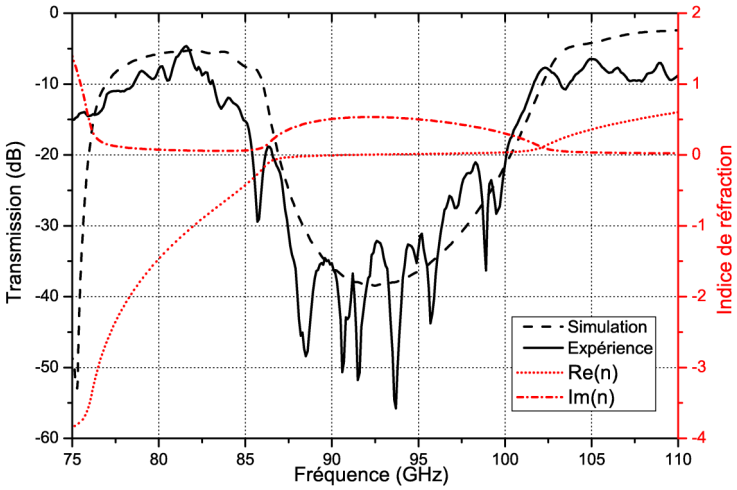

FIGURE 3.25 – Comparaison du spectre simulé (tirets noirs) et du spectre expérimental (trait continu noir) en amplitude de transmission pour le prototype en bande W. En rouge : indice extrait par inversion de Fresnel d'une simulation d'une cellule en tenant compte du changement d'épaisseur de BCB.

Sur la figure 3.26 on peut voir la confirmation expérimentale de ce caractère main-gauche. Ici, il s'agit d'une simple mesure par différentielle de phase (voir 2.2.3.2). En effet, comme au 3.1.5 la calibration au niveau des guides rend difficile l'application des méthodes basées sur le déphasage absolu ou requérant une mesure en réflexion précise. Néanmoins, on peut constater que la différence de phase dans la première bande traduit bien en comportement main-gauche (le prototype le plus

épais est en avance de phase) alors que celle dans la seconde bande traduit un comportement main-droit (le prototype le plus épais est en retard de phase).

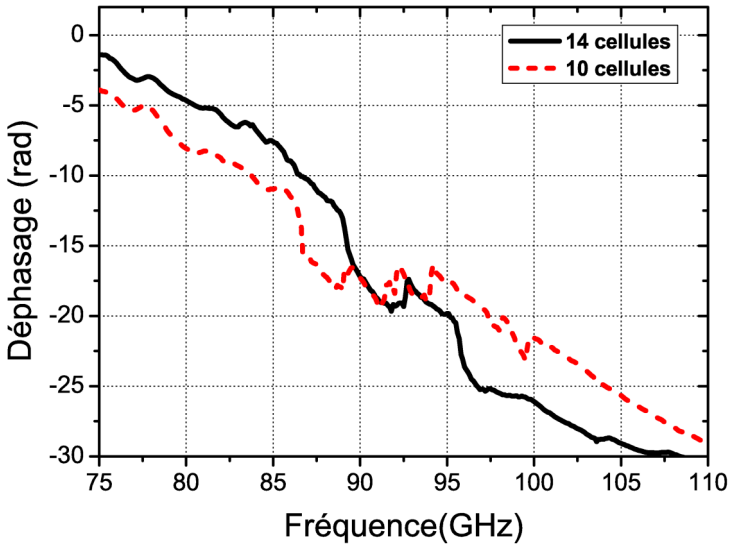

FIGURE 3.26 – Déphasages à la transmission relevés expérimentalement pour les deux prototypes de longueur différente. Les mesures brutes sont corrigées par soustraction du déphasage en l'absence de prototype.

Pour vérifier que ce caractère main-gauche résulte bien de la réponse des résonateurs individuels, on peut mesurer l'évolution des bandes passantes lorsque l'on fait varier l'angle d'incidence en pivotant le prototype autour de l'axe vertical (c'est-à-dire l'axe des fils, voir figure 3.27(a)). En effet, lorsque l'incidence n'est plus normale, la direction du champ magnétique n'est plus perpendiculaire aux boucles de courant, ce qui affaiblit la réponse magnétique et empêche donc l'obtention d'un indice négatif. La figure 3.27(b) montre le résultat de cette expérience pour six angles d'incidence. On constate que la première bande passante chute rapidement en niveau, alors que la seconde est très peu affectée, en accord avec l'interprétation de deux bandes successivement main-gauche et main-droite.

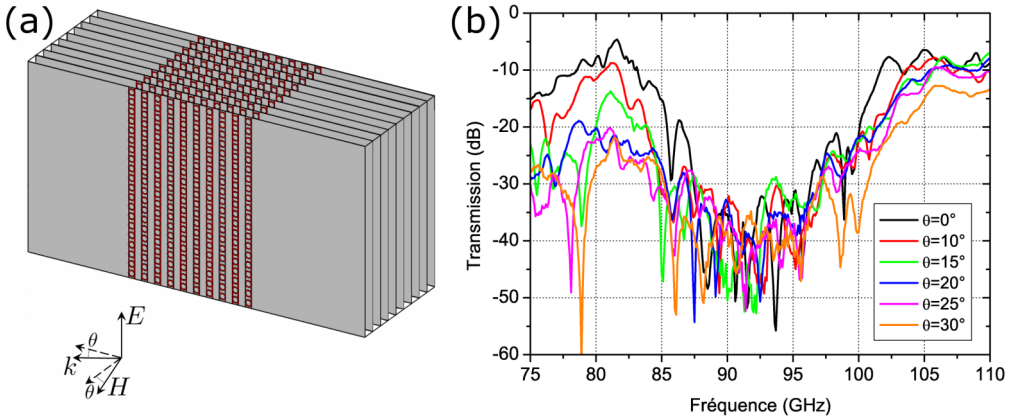

FIGURE 3.27 – (a) Schéma du prototype en bande W montrant l'angle d'incidence θ et (b) spectres de transmission en amplitude mesurés, en fonction de cet angle. La flèche indique le sens des angles d'incidence croissants (de 0 à 30° par pas de 5°).

Conclusion

Trois métamatériaux métallo-diélectriques ont été présentés dans ce chapitre, dans l'ordre chronologique de leur réalisation. Pour la première structure, réalisée à l'Université de Bilkent et basée sur des réseaux superposés de fils et d'anneaux fendus, un indice négatif autour de 100 GHz a pu être démontré expérimentalement, malgré une faible qualité des performances, notamment en termes de niveau de transmission. Par la suite, le développement de structures à base de résonateurs Omega interconnectés aux performances bien supérieures a permis la réalisation d'un prototype à 10 GHz, sur lequel il a été possible de réaliser une expérience de réfraction, démontrant ainsi sans ambiguïté l'existence d'une bande de transmission main-gauche et d'un comportement composite équilibré.

Enfin, en combinant certaines solutions technologiques présentes sur le premier prototype avec la géométrie de résonateurs du second, un prototype à indice négatif en bande W a pu être réalisé puis caractérisé en espace libre. Ses performances en termes de bande passante et de niveau de transmission en bande main-gauche se situent à l'état de l'art actuel pour cette gamme de fréquences.

CHAPITRE 4

MÉTAMATÉRIAUX MÉTALLO-DIÉLECTRIQUES SOUS INCIDENCE NORMALE

Au cours de ce chapitre nous allons étudier différents métamatériaux avec une fréquence de fonctionnement dans les gammes Térahertz et infrarouge. Si les solutions technologiques détaillées au chapitre précédent restent relativement bien adaptées dans toute la gamme micro-onde, elles deviennent irréalistes à l'approche de la gamme Térahertz. Le point de blocage se situe dans l'étape d'assemblage mécanique des substrats. En effet, à 1 THz, les cellules unitaires du métamatériau doivent être de dimensions comparables à 30 μm de côté. Même en intégrant une cellule complète en épaisseur sur chaque substrat (cf. 3.2.2), le taux de dilution important dû à l'épaisseur de ces derniers (quelques centaines de microns au minimum) rend très problématique l'obtention d'une activité électromagnétique significative.

Par conséquent, il devient nécessaire de se tourner vers d'autres types de structurations ne requérant pas d'étape d'assemblage mécanique. L'objectif est donc de travailler sur un unique substrat. L'épaisseur totale des structures déposables en technologie planaire dépassant difficilement quelques centaines de microns, une illumination par la tranche n'est pas envisageable et nous devons donc concevoir des résonateurs utilisables en incidence normale.

*Après une première partie décrivant le principe des métamatériaux à nano-barreaux couplés individuels ou interconnectés (*fishnets*), la seconde partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude, la fabrication et la caractérisation de plans de résonateurs à anneaux fendus en incidence normale fonctionnant en gamme infrarouge. À l'issue de cette partie nous aborderons les perspectives d'empilement de ces résonateurs à travers deux exemples.*

La dernière partie de ce chapitre présentera une structure en incidence normale conçue et fabriquée à l'IEMN et pour laquelle un indice de réfraction négatif a pu être démontré expérimentalement dans la bande 460-480 GHz par spectroscopie Térahertz [108]. Cette structure, dite à réseaux d'ouvertures sous-longueur d'onde, a été imaginée sur la base des travaux sur les phénomènes de transmission extraordinaire en optique, mais nous pourrons voir qu'elle est finalement assez proche d'un fishnet *dans son principe de fonctionnement.*

4.1 Réseaux de nano-barreaux et « filets de pêche »

4.1.1 Principe de fonctionnement des métamatériaux à nano-barreaux

L'idée de base des métamatériaux à paires de nano-barreaux, élaborée par V. M. Shalaev [109, 110], est d'utiliser une même particule comme résonateur électrique et magnétique, en incidence normale. On peut se représenter le fonctionnement d'une paire de nano-barreaux en imaginant un résonateur à anneau fendu à deux fentes opposées. En première approximation, on peut réduire sa géométrie à deux barres métalliques parallèles qui peuvent être déposées sur un substrat, l'une en dessous de l'autre, séparées par une couche de diélectrique (voir figure 4.1). De la même façon qu'un résonateur à anneau fendu classique, cette structure présente différents modes de résonance (nous reviendrons sur ce point plus en détail au 4.2). Le premier correspond à des courants antiparallèles dans les deux barres, le second à des courants parallèles. Alors que le premier est caractérisé par une activité magnétique (boucle de courant) et pas d'activité électrique, la situation est inverse pour le second (segments métalliques résonants).

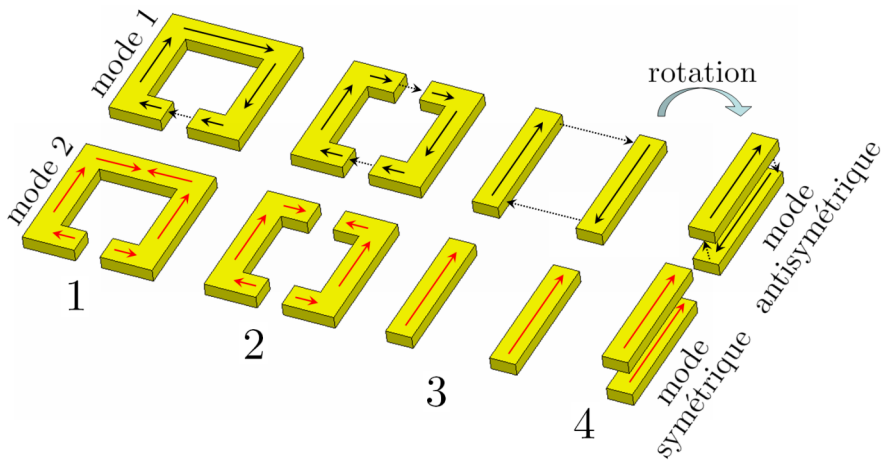

FIGURE 4.1 – Principe de fonctionnement d'une paire de nano-barreaux par analogie avec un résonateur à anneau fendu. Les étapes de 2 à 4 correspondent respectivement à l'introduction d'un second gap, la simplification sous forme de deux barreaux et la rotation du motif. Les flèches en traits continus représentent les courants de conduction à la surface du métal et les flèches en pointillés les courants de déplacement.

Intuitivement, il semble difficile d'obtenir un indice négatif avec une telle structure, les deux modes apparaissant logiquement à des fréquences différentes. En pratique, une procédure d'optimisation des dimensions peut permettre d'aboutir à une partie réelle négative pour l'indice de réfraction dans une bande de fréquences [24]. En effet, les concentrations de champs dans le diélectrique varient suivant le mode considéré, ce qui permet de s'éloigner considérablement d'une situation avec un second mode à une fréquence double du premier. Il faut cependant signaler que dans de nombreux cas, il demeure impossible de superposer les deux bandes où les parties réelles des paramètres sont négatives et les parties imaginaires faibles. Ainsi, même si on peut obtenir une partie réelle négative pour l'indice (il suffit pour cela de respecter la condition $\Re(\epsilon)\Im(\mu)+\Re(\mu)\Im(\epsilon) < 0$

[111]), sa partie imaginaire reste importante, et le facteur de mérite est par conséquent médiocre (inférieur à 1).

4.1.2 Structures évoluées et « filets de pêche »

Pour dépasser les performances des métamatériaux à paires de nano-barreaux, plusieurs solutions ont été proposées. Il est par exemple possible de faciliter la superposition des bandes en cassant la symétrie verticale des nano-barreaux [112] (les couplages latéraux modulant alors la capacité du circuit équivalent de la particule). D'autres propositions combinent des nano-barreaux et des bandes métalliques continues [113] (voir figure 4.2 schéma 1). Dans ces structures, l'activité électrique non résonante est assurée par les bandes, alors que les nano-barreaux sont uniquement utilisés pour leur résonance magnétique. Ainsi, on obtient plus facilement une bande doublement négative avec un meilleur facteur de mérite.

En 2005, une version nettement plus compacte de cette structure a été conçue en connectant nano-barreaux et bandes métalliques dans la direction transverse aux bandes. La structure résultante se présente sous la forme de grilles 2D de bandes métalliques séparées par une couche diélectrique (voir figure 4.2) et elle est le plus souvent désignée sous le terme de « filet de pêche » (*fishnet*). La figure 4.3 montre que ce nouveau type de structure compacte a permis, dès 2006 [114–118], d'augmenter très fortement les performances en termes de facteur de mérite et de fréquence maximale accessible [1, 119]. Récemment, un tel prototype taillé en prisme a permis une expérience de réfraction à 1,5 μm [120].

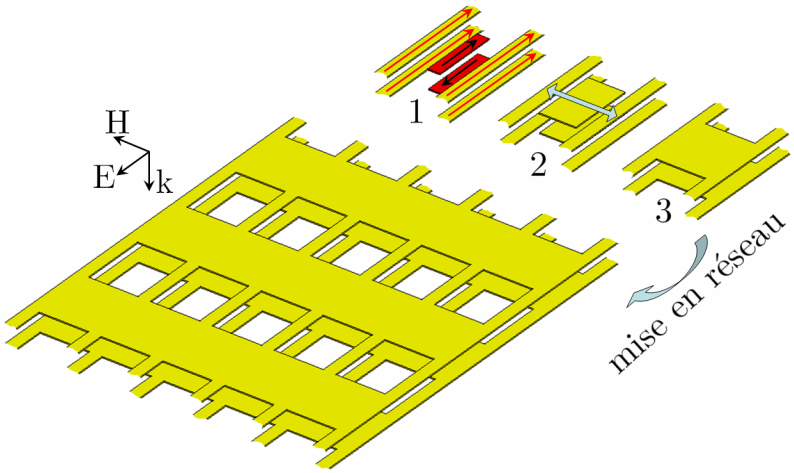

FIGURE 4.2 – Schéma montrant le passage des structures combinant nano-barreaux et bandes métalliques (1) aux *fishnets* (3). Le trièdre de polarisation est rappelé sur le schéma de la structure finale mise en réseau.

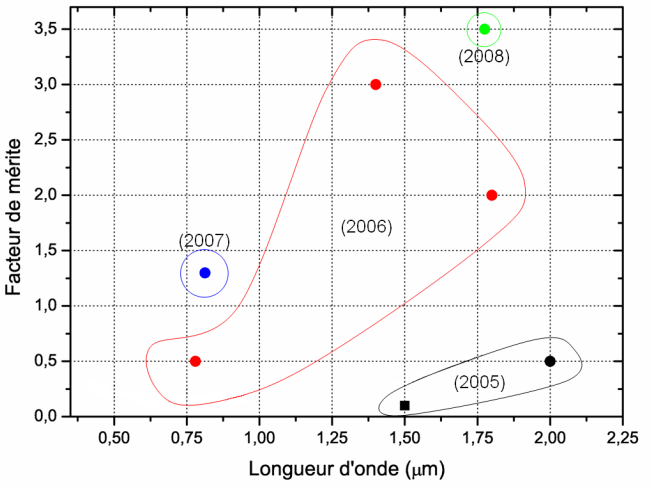

FIGURE 4.3 – Graphique montrant les performances obtenues expérimentalement ces dernières années pour des structures à indice de réfraction négatif à base de nano-barreaux (carré) ou de *fishnets* (ronds) dans les gammes de l'infrarouge proche et de l'optique. Le facteur de mérite est ici le maximum du ratio entre la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice effectif dans la bande main-gauche.

4.2 Réseaux de résonateurs à anneaux fendus en infrarouge proche et moyen

Comme annoncé en introduction, nous allons d'abord, dans le cadre de cette thèse, étudier la montée en fréquences de réseaux planaires de résonateurs à anneaux fendus. Bien que ces structures soient très proches de surfaces sélectives en fréquence, elles nous permettront d'étudier différents phénomènes importants dans toute structure comportant des résonateurs en incidence normale, tels que les modes de résonance supérieurs, les dépendances angulaires, les dégénérescences de modes et la bianisotropie. Rappelons que dans de tels résonateurs, en incidence normale, les modes résonants sont excités par le champ *électrique* incident, ce champ introduisant une différence de potentiel entre différentes parties de l'anneau.

4.2.1 Règles de dessin

Même si, en première approximation, on peut considérer que les règles de dessin des résonateurs métalliques dans la gamme infrarouge sont les mêmes qu'en micro-ondes, nous devons prendre en compte deux paramètres nouveaux dans cette gamme de fréquences : les limitations des procédés de lithographie électronique, et les effets d'inertie dûs au caractère non-négligeable de la profondeur de peau dans les métaux en infrarouge.

4.2.1.1 Géométrie des résonateurs

La figure 4.4(a) reproduit la géométrie de résonateurs ECSRR utilisés dans le prototype étudié au 3.1. Ce type de résonateur, très compact en raison de l'imbrication des deux anneaux couplés capacitivement, est difficilement adaptable pour la gamme infrarouge. En effet, si l'on considère une simple mise à l'échelle du motif, on obtient des dimensions de fentes de l'ordre de 25 nm pour une fréquence de résonance de l'ordre de 30 THz.

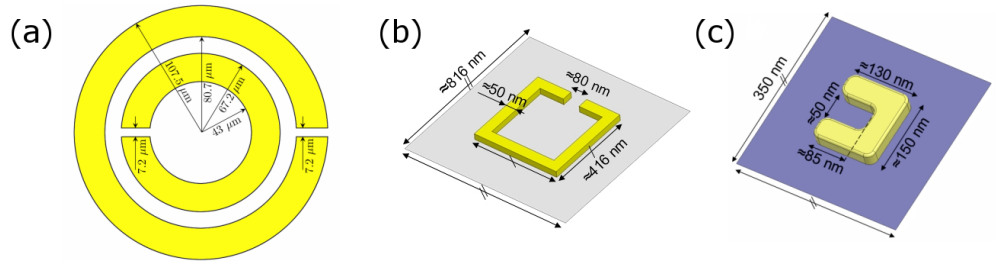

FIGURE 4.4 – Dimensionnements (a) du ECSRR résonant à 100 GHz vu au 3.1, (b) du SRR simple retenu pour un fonctionnement autour de 36 THz et (c) du résonateur en U choisi pour un fonctionnement autour de 150 THz.

La montée en fréquence de résonance nécessite donc une simplification du motif. La figure 4.4(b) présente la géométrie de SRR simple retenue pour un fonctionnement à 36 THz, c'est-à-dire en infrarouge moyen. La périodicité de 816 nm dans le plan des résonateurs est proche d'une simple mise à l'échelle de celle du prototype à 100 GHz (qui conduirait à une valeur de 730 nm) et reste donc petite devant la longueur d'onde (périodicité transverse en $\lambda/10$ à la fréquence de résonance) malgré la simplification du motif. Nous sommes ici avantagés par le choix d'un substrat d'arseniure de gallium dont la permittivité importante (12,9) fait chuter la fréquence de résonance. Signalons que ce substrat n'a pas été choisi pour cette raison mais de manière à faciliter la mise en place du procédé de fabrication (nous reviendrons sur ce point au 4.2.3).

Le passage à l'infrarouge proche requiert une nouvelle simplification du motif qui prend la forme d'une lettre « U ». Dans un tel motif la capacité à l'origine du caractère résonant n'est plus localisée dans le quatrième bras mais distribuée le long des bras latéraux. Ce type de structure extrême a fait l'objet d'études en vue d'optimiser son dimensionnement [121].

4.2.1.2 Effets d'inertie et saturation de la fréquence de résonance

Mises à part les simplifications évoquées précédemment, les motifs retenus pour la gamme infrarouge reposent sur des mises à l'échelle rendues possibles par l'invariance des équations de Maxwell lorsque l'on divise toutes les longueurs par un même facteur (y compris la longueur d'onde correspondant à la fréquence de fonctionnement). Cependant, ce type de raisonnement ne tient pas compte de la dispersion fréquentielle des paramètres des matériaux mis en jeu (nous reviendrons plus en détail sur les problèmes de mise à l'échelle au 5.1.3.4, dans un autre contexte). Pour le substrat cet effet reste faible dans toute la gamme infrarouge, mais la situation est différente pour le métal des résonateurs : en gamme infrarouge, les métaux, y compris l'or et l'argent, ne peuvent plus être considérés comme des conducteurs parfaits : le champ électromagnétique pénètre dans les

volumes métalliques, et cette profondeur de peau est comparable aux épaisseurs des métallisations (30 nm dans notre cas). Un calcul du champ magnétique à l'intérieur des métallisations conduit alors à une expression de la fréquence de résonance qui inclut une nouvelle inductance L_i dite inductance d'inertie s'ajoutant à l'inductance géométrique L_g de l'anneau [122]. Cette inductance additionnelle est directement reliable à la fréquence plasma ω_p du matériau considéré (ou de manière équivalente à la masse effective finie des électrons dans le métal). Pour l'or utilisé dans ces études, on considère que la fréquence plasma est de 2175 THz et la fréquence de collision de 10 THz.

Considérons la géométrie de SRR simple carré de la figure 4.4(b). Soit a le côté de l'ouverture centrale (carrée), d la largeur des métallisations, t leur épaisseur et d_c la largeur du gap, l'inductance d'inertie peut être approximée par l'expression suivante :

$$L_i = \frac{4a}{\epsilon_0 \omega_p^2 S'} \tag{4.1}$$

S' représente ici la section des bras métalliques vue par le champ. Nous considérerons qu'elle est égale à dt mais elle peut être de valeur plus réduite si les métallisations sont plus épaisses que la profondeur de peau ou si le champ se concentre plus particulièrement dans une partie de l'anneau (typiquement sur les faces entourant l'ouverture centrale).

Plusieurs modèles [122, 123] ont été proposés pour L_g. Nous choisirons ici l'expression simple $L_g = \mu_0 a^2/t$. La capacité du gap est en première approximation une capacité plan donc $C = \frac{\epsilon_{eff} dt}{d_c}$ avec ϵ_{eff} une permittivité moyenne entre l'air et le substrat d'AsGa, de l'ordre de 6. Pour le SRR de la figure 4.4(b) la fréquence obtenue avec ces formules approximatives est de 54 THz, ce qui n'est pas très éloigné des 36 THz obtenus par simulation.

Considérons maintenant que d et d_c sont définis proportionnellement à a par les relations $d = c_1 a$ et $d_c = c_2 a$ (c_1 et c_2 étant deux constantes). Changer a revient donc à changer l'échelle de l'anneau sans modifier sa géométrie (mis à part l'épaisseur t qui reste toujours de 30 nm). On peut alors dégager la dépendance en a de la fréquence de résonance :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(L_g + L_i)C}} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(\mu_0 a^2 + 4/(\epsilon_0 \omega_p^2 c_1))\epsilon_{eff} c_1/c_2}} \tag{4.2}$$

On constate que le terme provenant de l'inductance d'inertie ne dépend pas de a et que lorsque $a >> \frac{2c_0}{\omega_p c_1}$ (avec c_0 la vitesse de la lumière) il peut être négligé. La fréquence de résonance est alors proportionnelle à $1/a$. Quand a diminue ce terme cesse d'être négligeable et limite la montée en fréquence de résonance, avec une asymptote à $f = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{L_i C}}$. La figure 4.5 montre le résultat obtenu dans notre cas (voir figure 4.4(b)), en fonction de 1/a. La fréquence de résonance asymptotique est de 187 THz.

Pour contrer l'effet de saturation, on peut penser augmenter le rapport c_1 entre la largeur de métallisation d et l'ouverture centrale a. Une autre solution consiste à diminuer la capacité en multipliant le nombre de gaps, ou en élargissant le gap unique. On notera qu'en augmentant à la fois le gap et les largeurs de métallisation on aboutit rapidement à la géométrie en « U » retenue pour le prototype en infrarouge proche.

Par ailleurs, l'effet de saturation s'accompagne d'un amortissement de l'amplitude de la résonance, dû à l'élévation des pertes ohmiques liées à la pénétration des champs dans le métal. Il ne

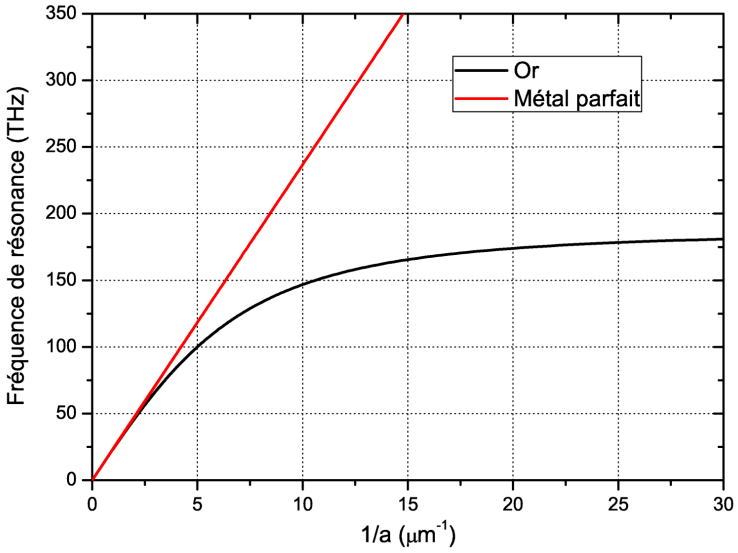

FIGURE 4.5 – Evolution théorique de la fréquence de résonance fondamentale d'un SRR, selon la formule 4.2, pour une métallisation d'or (en noir) et de métal parfait (en rouge).

devient alors plus possible d'obtenir un paramètre matériau effectif négatif au voisinage de cette résonance [124].

4.2.2 Mise en évidence d'effets de dégénérescence de modes à travers l'étude d'un réseau micro-onde

Lors des calculs de dimensionnement précédents, nous nous sommes intéressés uniquement au premier mode résonant des anneaux fendus. Pour ce premier mode, la circonférence de l'anneau supporte une demi-longueur d'onde d'un mode statique (son noeud dans le gap ne bouge pas et l'ensemble de la circonférence est en accord de phase). On peut parler ici de premier mode de résonance « plasmonique » du SRR [125]. En pratique il existe une infinité de modes supérieurs du même type, chacun comportant un nombre entier de demi-longueurs d'onde sur la circonférence de l'anneau. La fréquence à laquelle ils apparaissent est en première approximation un multiple de la première fréquence de résonance.

Dans un schéma d'excitation en incidence normale avec une polarisation du champ E suivant un des bras de l'anneau, l'ensemble des modes n'est pas excité en raison des propriétés de symétrie du résonateur [6] : un champ E perpendiculaire à l'axe de symétrie et donc parallèle au gap (respectivement parallèle à l'axe de symétrie et donc perpendiculaire au gap) permet uniquement l'excitation des modes impairs (respectivement pairs).

Pour mettre en évidence cet effet, nous allons exploiter un prototype de réseau planaire de résonateurs ECSRR réalisé dans le groupe DOME lors de la thèse de T. Akalin [126] (voir figure 4.6(b)). Initialement prévu pour être intégré dans un prototype volumique à indice négatif à 10 GHz, il a été réassemblé pour constituer un unique réseau planaire de résonateurs fendus, d'environ 13 par 20 cm de côté (voir figure 4.6(a)). Il a ensuite été placé sur un cadre rotatif entre deux

cornets rectangulaires séparés d'environ 45 cm, de manière à permettre des rotations importantes du réseau, et reliés par des câbles coaxiaux à l'analyseur de réseau vectoriel HP 8510C déjà utilisé précédemment (voir 3.1.5). Pour explorer les modes supérieurs nous avons eu recours à quatre jeux différents d'antennes cornet correspondant aux quatre bandes X (8–12 GHz), Ku (12–18 GHz), K (18–26 GHz) et Ka (26–40 GHz). De manière à vérifier la continuité des valeurs de transmission mesurées nous avons choisi de dépasser légèrement la bande autorisée pour les deux premiers cornets, réalisant ainsi des mesures dans les bandes 8–15 GHz et 12–20 GHz. Comme pour les mesures précédentes, on utilise une simple calibration TRL au niveau des guides en amont des cornets. Par ailleurs, les trois premières bandes utilisent la même calibration. De manière à limiter les effets de cavité entre les antennes et le plan de résonateurs, qui se traduisent par des oscillations sur les spectres fréquentiels, on réalise plusieurs mesures en décalant le réseau de quelques millimètres dans la direction de propagation et en moyennant les spectres obtenus. Enfin, il faut souligner que même pour les angles d'incidence importants, la largeur apparente du réseaux reste supérieure à celle du faisceau émis par les cornets, dont l'étendue à pu être vérifiée en insérant progressivement un absorbant micro-ondes entre les antennes.

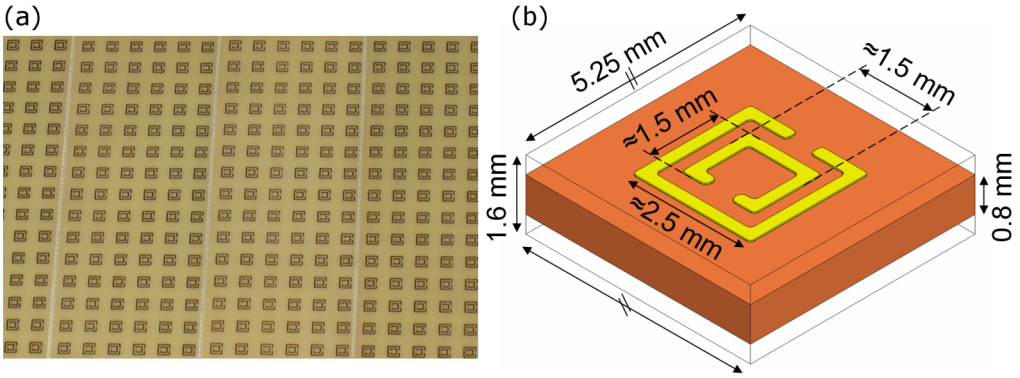

FIGURE 4.6 – Paramètres géométriques de la cellule unitaire du réseau de SRR fonctionnant à 10 GHz. La largeur des deux gaps, la largeur des métallisations et leur épaisseur sont respectivement de 500 μm, 250 μm et 30 μm

La figure 4.7 présente les spectres mesurés pour différentes situations. Dans tous les cas l'incidence est de type TE (puisque la rotation d'angle α du substrat est une rotation autour d'un axe parallèle à la direction du champ électrique incident) mais on a deux orientations possibles du réseau : on peut orienter les bras portant les gaps soit suivant la direction du champ électrique, soit perpendiculairement. Ces deux orientations seront dénommées $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 90^\circ$ dans la suite de ce chapitre. Sur tous les spectres expérimentaux nous avons obtenu une excellente continuité entre les trois premières bandes, ce qui a permis de les intégrer dans un spectre unique. La quatrième bande, probablement en raison de l'utilisation d'une autre calibration, présente un léger décalage. Le raccord est ici représenté par une barre verticale noire.

Pour interpréter ces résultats, nous nous sommes basés sur des simulations en éléments finis (Ansoft HFSS) du réseau. Dans ces simulations nous avons cherché à nous rapprocher au maximum de la structure réalisée en introduisant des imperfections de géométrie observées au microscope. En particulier, des chanfreins ont été introduits aux angles des résonateurs, le résonateur intérieur

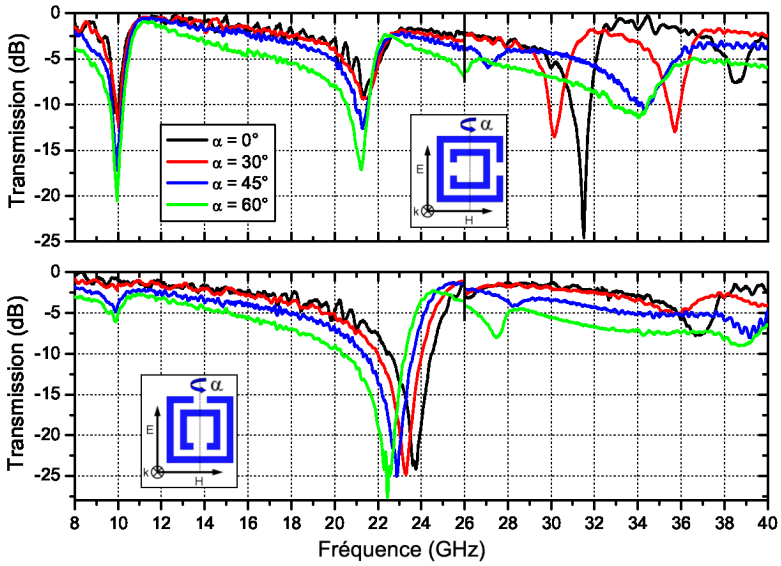

FIGURE 4.7 – Spectres expérimentaux de l'amplitude de la transmission à travers le réseau planaire de ECSRR entre 8 et 40 GHz, en polarisation TE, pour différents angles d'incidence α et pour deux orientations du réseau par rapport au champ électrique (en insert).

est légèrement rectangulaire et son gap est plus important. La figure 4.8 présente les spectres en transmission de ces simulations, pour les mêmes situations d'orientation et d'incidence que les mesures. On constate tout d'abord un bon accord global, aussi bien en ce qui concerne les positions fréquentielles des résonances, leurs décalages en fonction de l'angle d'incidence ainsi que leurs niveaux de réjection.

En étudiant les cartes de champ aux résonances, et en particulier celles de champ électrique et de courant surfacique dans le plan des résonateurs, on peut tout d'abord remarquer que l'utilisation de deux anneaux imbriqués n'a pas permis ici d'obtenir de modes « quasi-statiques » [127] se développant dans les deux anneaux avec un maximum de champ électrique entre les anneaux, mais bien des paires de modes séparés situés essentiellement soit dans l'anneau extérieur, soit dans l'anneau intérieur. Dans la suite nous utiliserons la dénomination I (*inner*) pour les modes de l'anneau intérieur et O (*outer*) pour ceux de l'anneaux extérieur. Cette séparation de modes est probablement due à l'importante différence d'échelle entre les deux anneaux, qui ne leur permet pas de présenter un mode de résonance commun.

Conformément aux règles de symétrie évoquées précédemment, en incidence normale, les cartes de champ (voir figure 4.9) montrent que tous les modes résonants sont impairs lorsque le champ électrique est orienté suivant les bras portant les gaps ($\phi = 0^\circ$), et pairs lorsqu'il est orienté perpendiculairement ($\phi = 90^\circ$). Notons que lorsque l'angle d'incidence est particulièrement important, on a une faible excitation du mode *1O* pour $\phi = 90^\circ$, due à la présence d'une composante de champ magnétique hors plan. On se rapproche dans ce cas d'une situation d'excitation du premier mode en incidence rasante.

Au-delà de ces premières observations, on peut remarquer que les mesures dans l'orientation

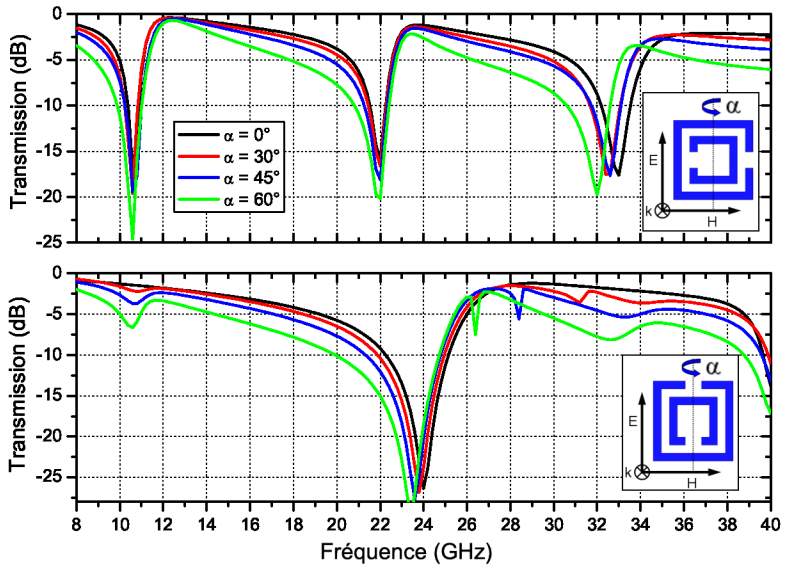

FIGURE 4.8 – Spectres obtenus par simulation pour les mêmes cas d'incidence et d'orientation que la figure 4.7.

$\phi = 0^{\circ}$ entre 26 et 40 GHz correspondent à un comportement nettement plus complexe que ce qu'on peut voir sur le résultat de simulation. Si en incidence normale on a bien une résonance *3O* à 31,6 GHz, dès que l'incidence devient légèrement oblique, cette résonance se divise en deux résonances dont la séparation varie rapidement avec l'angle. Ce phénomène de dégénérescence de mode semble être directement relié aux détails fins de la géométrie des résonateurs. En effet, parmi nos séries de simulations sur cette structure, lors de l'introduction de certaines imperfections de la géométrie des résonateurs, une dégénérescence similaire est apparue sur un résultat de simulation en orientation TM (voir figure 4.11). L'observation des cartes de champs aux deux fréquences de résonance confirme qu'il s'agit bien d'un mode dégénéré puisqu'elles sont pratiquement identiques (voir figure 4.11).

4.2.3 Technologie de fabrication pour la gamme infrarouge

La fabrication des deux prototypes MIR (*Mid InfraRed*, infrarouge moyen) et NIR (*Near InfraRed*, infrarouge proche) a été réalisée à l'IEMN par Xavier Mélique. Le dimensionnement et la fabrication du prototype NIR ont par ailleurs été conduits dans le cadre du stage de Master d'Alan Vitrey.

En premier lieu, on peut remarquer que les dimensions retenues pour les métallisations, inférieures à la centaine de nanomètres, requièrent l'utilisation d'un procédé de lithographie électronique. Une difficulté inhérente à ce type de procédé réside dans la nécessité d'une évacuation facile des électrons utilisés pour insoler la résine. En effet, si ceux-ci ne sont pas évacués, ils chargent la surface du substrat et diffusent dans la résine environnante, détruisant ainsi la résolution de l'écri-

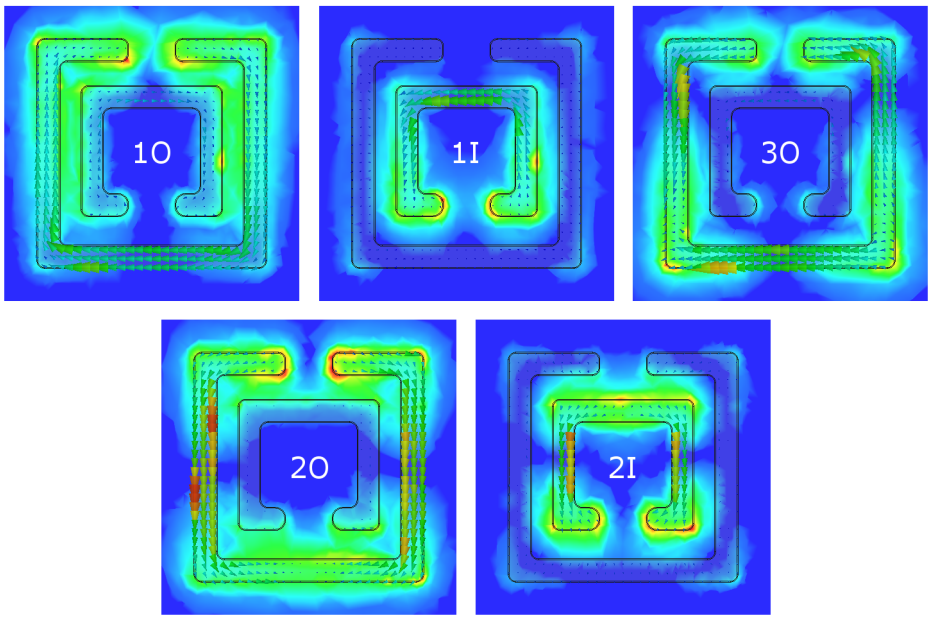

FIGURE 4.9 – Cartes de l'amplitude du champ électrique (couleurs) et des courants surfaciques (flèches) pour les cinq modes résonants présents dans la bande de fréquences étudiée. Les fréquences des modes *1O*, *1I*, *2O*, *3O*, *2I* sont respectivement de 10,6 GHz, 20,2 GHz, 23,8 GHz, 32,4 GHz et environ 40 GHz. L'angle d'incidence est ici de 30°, la polarisation TE et l'orientation $\phi = 0^\circ$ pour les modes impairs et $\phi = 90^\circ$ pour les modes pairs.

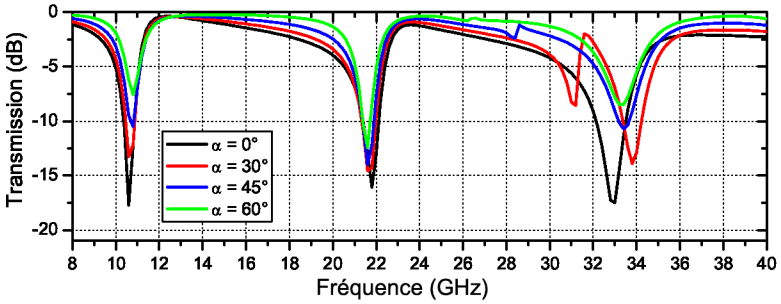

FIGURE 4.10 – Spectres obtenus pour une série de simulations avec une polarisation TM et une orientation du réseau pour laquelle le champ électrique est suivant les bras portant les gaps, montrant un phénomène de dégénérescence de mode.

ture. Pour éviter cela, plusieurs solutions existent, telles que l'ajout d'une couche conductrice sur le substrat ou au-dessus de la résine. Ces techniques nécessitant une optimisation préalable, nous avons ici choisi de changer le substrat, substituant au quartz conventionnellement utilisé pour les dispositifs optiques de l'arseniure de gallium semi-isolant. Notons que les deux faces des substrats ont été polies pour minimiser les effets de diffusion de la lumière.

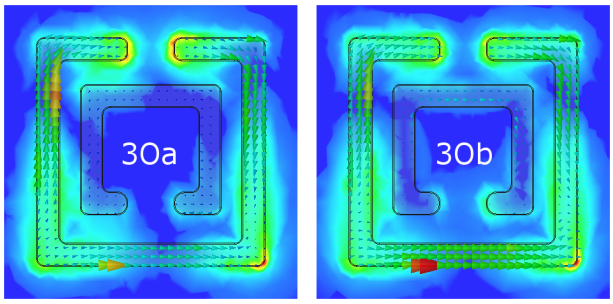

FIGURE 4.11 – Cartes de l'amplitude du champ électrique (couleurs) et des courants surfaciques (flèches) pour les deux modes dégénérés relevés sur une simulation en orientation $\phi = 0^\circ$ et en polarisation TM avec un angle d'incidence de 30°. Les deux fréquences de résonance sont ici 31,2 et 33,8 GHz.

Par ailleurs, le recours à une lithographie électronique contraint également la géométrie des résonateurs : le faisceau d'électrons balaie en effet la surface par « lignes » successives et il est donc nettement préférable d'utiliser des géométries basées sur des rectangles plutôt que sur des cercles.

Pour dimensionner l'étendue des réseaux, nous devons considérer l'étendue de la tache focale du banc de caractérisation FTIR que nous allons utiliser pour les caractériser. Dans notre cas, en l'absence de tout dispositif de focalisation, elle est de l'ordre de 1,2 cm de diamètre. Par conséquent, si nous souhaitons, comme pour le prototype précédent, obtenir une étendue latérale des réseaux supérieure à celle du rayon illuminant la surface, nous devons écrire 170 millions de résonateurs pour le prototype MIR et plus de 920 millions pour le prototype NIR, ce qui représente un coût prohibitif en termes de temps d'écriture au masqueur électronique. Ainsi, nous avons fait le choix de travailler avec un réseau de 5 x 5 mm pour le prototype MIR et de 3 x 3,5 mm pour le NIR (respectivement 38 et 85 millions de résonateurs), entourés d'une métallisation d'or formant un diaphragme métallique.

La première étape technologique consiste donc à réaliser ce diaphragme. On utilise ici un procédé classique comprenant une lithographie optique, un dépôt d'une séquence métallique titane / or (de respectivement 1000 et 4000 Å d'épaisseur) par évaporation sous vide et d'un lift-off. À l'issue de cette première étape on réalise une mesure par FTIR qui servira de référence pour la mesure ultérieure des réseaux.

La réalisation des réseaux proprement dits commence par un dépôt d'un film de 100 nm de résine PMMA 950K, suivie de l'écriture des résonateurs au masqueur électronique, avec des tensions d'accélération de 50 et 100 kV pour les prototypes MIR et NIR. Le temps d'écriture pour ces deux prototypes a été de 2 et 4 jours, respectivement. Signalons que pour le prototype NIR, cette écriture, proche de la limite ultime de résolution du masqueur (de l'ordre de 10 nm), introduit nécéssairement un écart important entre les cotes initiales et celles effectivement obtenues après lift-off. Ainsi, il a fallu réaliser une série de réseaux de 10 x 10 résonateurs pour optimiser les doses électroniques ainsi que les cotes nominales. À l'issue de cette optimisation notre choix s'est porté sur une dose de 2850 μC/cm^2 et des largeurs de métallisation nominales de 20 nm pour un résultat proche de 50 nm. Après écriture, on réalise un dépôt de 30 nm d'or par évaporation sous vide, suivi

d'un lift-off de la résine.

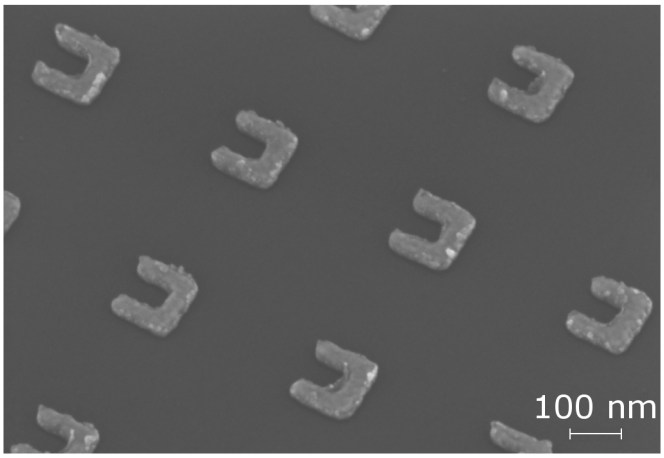

FIGURE 4.12 – Vue en perspective d'un détail d'un des réseaux de 10 x 10 résonateurs utilisés pour optimiser le procédé technologique de fabrication du prototype NIR.

Les clichés 4.13 et 4.14 pris au microscope électronique à balayage (MEB) montrent des détails des deux réseaux fabriqués. On peut constater que si les motifs du prototype MIR présentent une grande homogénéité, c'est beaucoup moins vrai pour le prototype NIR. Par ailleurs, on peut remarquer qu'un certain nombre de motifs de ce dernier présentent des micro-coupures (en noir) ou des « collerettes » métalliques (en blanc) qui donnent aux résonateurs un profil en « feuille de nénuphar ». Ces défauts ont pour origine des imperfections dans la procédure de lift-off.

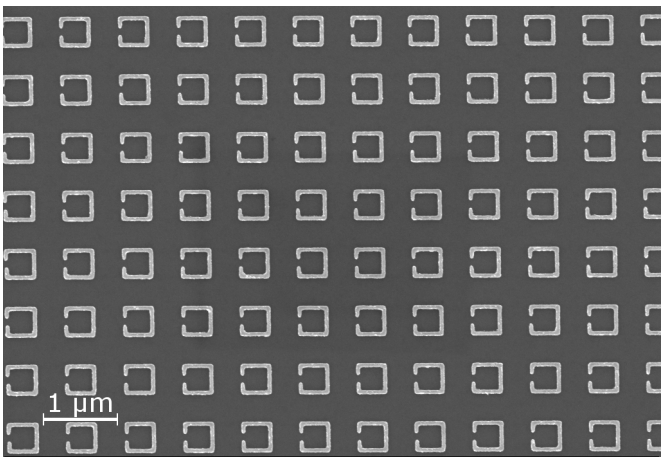

FIGURE 4.13 – Vue au microscope électronique d'un détail du prototype MIR.

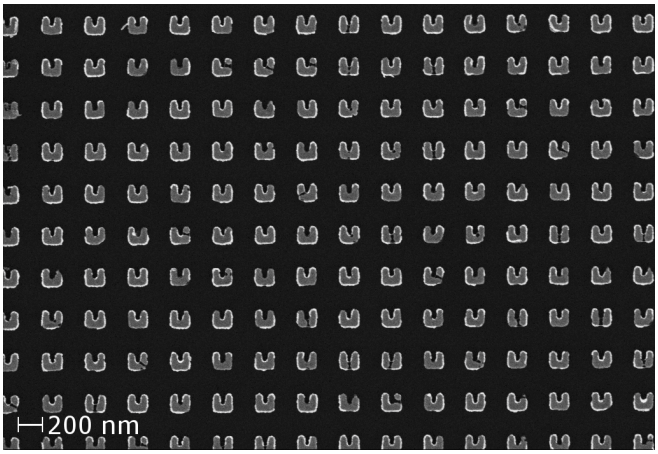

FIGURE 4.14 – Vue au microscope électronique d'un détail du prototype NIR.

4.2.4 Mesures par FTIR et identification des modes par cartographie des champs

Les deux prototypes fabriqués ont été caractérisés en amplitude de transmission à l'IEMN au moyen d'un interféromètre FTIR Perkin-Elmer Spectrum GX. Cet interféromètre dispose de deux sources, présentant une émission maximum respectivement autour de 70 THz (source MIR) et de 130 THz (source NIR). L'étendue spectrale de chacune des sources permet une mesure avec une dynamique significative de 20 à 230 THz environ. Par ailleurs, des polariseurs peuvent être insérés dans le chemin optique du FTIR et il est également possible de faire pivoter le support d'échantillon pour réaliser des mesures à angle d'incidence variable.

La figure présente les résultats obtenus, en caractérisation expérimentale et par simulation, en incidence normale pour les deux orientations de réseau $\phi = 0^\circ$ (courbes en bleu) et $\phi = 90^\circ$ (courbes en pointillés noirs), suivant les notations définies au 4.2.2 pour le prototype à 10 GHz. De même que pour ce dernier, il est facile de distinguer les trois premiers modes résonants, à 38, 80 et 105 THz, pour lesquels on constate un bon accord entre les simulations et la caractérisation expérimentale. Une représentation du champ électrique sur la surface du substrat (voir figure 4.16) permet de vérifier qu'il s'agit respectivement des modes 1, 2 et 3 du résonateur. L'importante différence de facteur de qualité des résonances mesurées par rapport aux résultats de simulation s'explique par la variation des paramètres géométriques des résonateurs du prototype, bien visible sur le cliché MEB de la figure 4.13.

Dans la gamme infrarouge proche, les simulations prédisent un phénomène de dégénérescence de mode du même type que celui observé pour le prototype à 10 GHz : pour l'orientation $\phi = 0^\circ$, on a quatre résonances qui peuvent être identifiées comme des modes 5 du résonateur grâce aux cartes de champs. Chacune de ces résonances étant nettement moins prononcée et plus étroite, ceci pourrait expliquer la difficulté de discerner les résonances sur les spectres expérimentaux en NIR, compte-tenu, une fois encore, de la dispersion des paramètres géométriques du prototype. On peut toutefois noter que le maximum de transmission en bande NIR, autour de 160 THz pour les deux orientations, correspond bien à une gamme de fréquences où la simulation ne prévoit aucun mode

résonant. A l'inverse, la chute de transmission autour de 190 THz semble correspondre à un mode 7 non dégénéré pour l'orientation $\phi = 0^{\circ}$

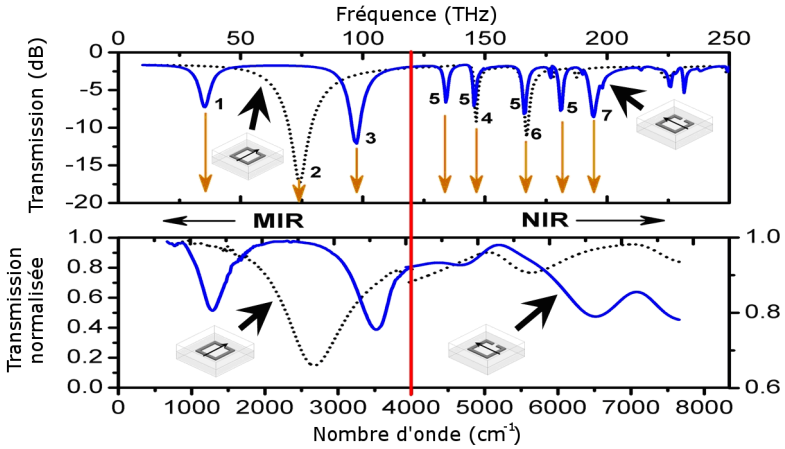

FIGURE 4.15 – Spectres de transmission en amplitude pour le réseau de résonateurs MIR, simulés (en haut) et mesurés par FTIR (en bas). Les courbes en traits continus bleus correspondent à l'orientation $\phi = 0^{\circ}$ alors que celles en pointillés noirs correspondent à l'orientation $\phi = 90^{\circ}$ (voir inserts). La barre verticale rouge représente la fréquence de raccord entre les mesures utilisant les deux sources différentes (MIR et NIR).

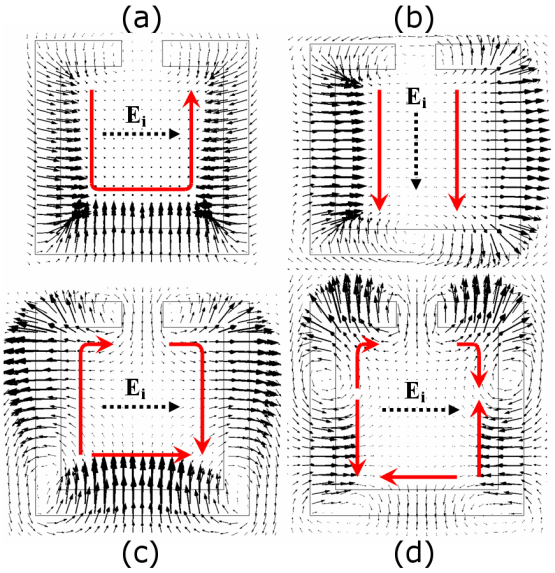

FIGURE 4.16 – Cartes des champs électriques simulés, sur la surface du substrat, à quatre fréquences correspondant à des maximum de réjection. On peut identifier des modes 1 (a), 2 (b), 3(c) et 5 (d). Les flèches en pointillés indiquent la direction du champ électrique dans chaque cas, alors que les flèches rouges indiquent le lieu et l'orientation des courants dans les bras du SRR.

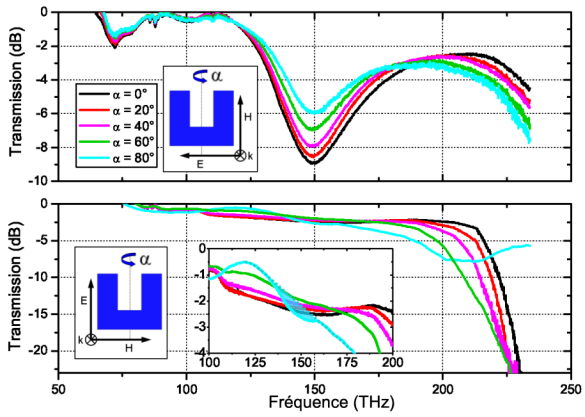

FIGURE 4.17 – Spectres de transmission en amplitude pour le réseau de résonateurs NIR, mesurés par FTIR pour les orientations $\phi = 0^\circ$ (en haut) et $\phi = 90^\circ$ (en bas) pour différents angles d'incidence α (voir légende). L'insert montre un détail des spectres pour $\phi = 90^\circ$, mettant en évidence le léger changement de pente correspondant à l'excitation du premier mode par le champ magnétique.

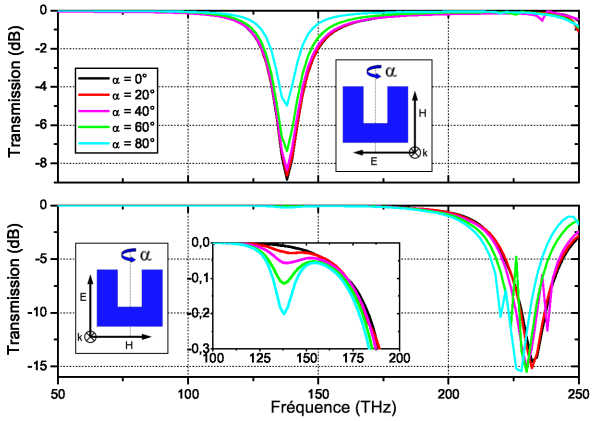

FIGURE 4.18 – Spectres de transmission en amplitude pour le réseau de résonateurs NIR, obtenus par simulation pour les cas présentés sur la figure 4.17.

4.2.5 Analyse électromagnétique par extraction des paramètres effectifs

Il est possible d'appronfondir la compréhension des résonances observées sur le spectre en transmission du prototype MIR en appliquant la méthode d'extraction des paramètres effectifs présentée au 2.3.1. Ici nous allons exploiter les simulations des deux orientations du champ électrique par rapport au réseau, en incidence normale. Ces deux orientations correspondent aux angles $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 90^\circ$ en suivant les notations du 4.2.2 ou encore TM1 et TE1 en suivant celles de la figure 2.6. Avec le repère présenté sur la figure 4.19 nous obtenons logiquement les couples de paramètres effectifs $(\epsilon_{yy}, \mu_{xx})$ et $(\epsilon_{xx}, \mu_{yy})$, respectivement. Par ailleurs, nous allons tenter d'étendre la méthode par intégration des champs au calcul des coefficients de bianisotropie. Cette extension trouve son

origine dans l'écriture des équations reliant B, H, D et E dans le cas du SRR considéré, en tenant compte de ses symétries :

$$\begin{cases} \overline{D} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon^{xx}(f) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon^{yy}(f) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon^{zz}(f) \end{pmatrix} \overline{E} + \dfrac{1}{c_0} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i\zeta^{zx}(f) \\ 0 & 0 & -i\zeta^{zy}(f) \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \overline{H} \\ \overline{B} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu^{xx}(f) & 0 & 0 \\ 0 & \mu^{yy}(f) & 0 \\ 0 & 0 & \mu^{zz}(f) \end{pmatrix} \overline{H} + \dfrac{1}{c_0} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ i\zeta^{zx}(f) & i\zeta^{zy}(f) & 0 \end{pmatrix} \overline{E} \end{cases} \tag{4.3}$$

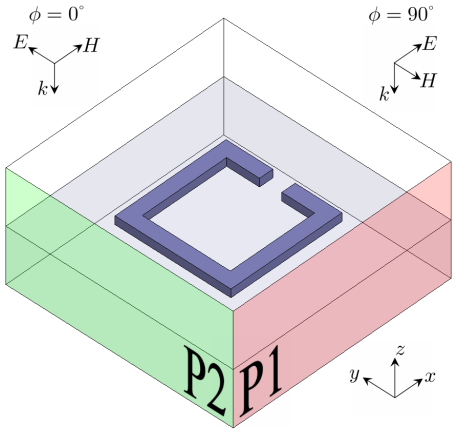

FIGURE 4.19 – Schéma de la cellule unitaire du réseau de SRR MIR, indiquant le trièdre de polarisation pour les deux orientations possibles du champ électrique par rapport au réseau $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 90^\circ$ ainsi que les plans d'intégration $P1$ et $P2$ correspondants.

En toute rigueur on pourrait directement considérer $\zeta_{xz} = 0$ en raison des symétries du résonateur, mais nous laisserons ce paramètre libre ici pour vérifier la validité du calcul.

On remarque qu'en l'absence de champ magnétique incident hors plan (incidence normale), la réponse magnétique hors plan B_z a pour unique origine le champ électrique incident E_x ou E_y, suivant l'orientation du réseau. On peut alors considérer les équations d'intégration suivantes :

$$\begin{cases} \zeta_{eff}^{zy} = -ic_0 \dfrac{\langle B_z \rangle_V}{\langle E_y \rangle_V} & \text{pour} \quad \phi = 0^\circ \\ \zeta_{eff}^{zx} = -ic_0 \dfrac{\langle B_z \rangle_V}{\langle E_x \rangle_V} & \text{pour} \quad \phi = 90^\circ \end{cases} \tag{4.4}$$

La figure 4.20 présente les dépendances fréquentielles obtenues pour les six paramètres qui peuvent être extraits en utilisant la méthode d'intégration des champs classique et son extension présentée ci-dessus. En premier lieu, on peut constater que l'essentiel de l'activité des résonateurs se traduit par des résonances de permittivité, situées aux fréquences des réjections des spectres de transmission. En raison de la présence d'une grande quantité d'AsGa dans la cellule de simulation, on a une ligne de base de permittivité de l'ordre de 8 et en conséquence, aucune résonance n'est

d'amplitude suffisante pour obtenir une permittivité négative. Par ailleurs, on peut remarquer que c'est le second mode qui présente l'activité électrique la plus forte, ce qui est cohérent avec la comparaison des niveaux de réjection pour les différents modes, simulés ou mesurés. En ce qui concerne l'activité magnétique, elle reste très faible pour tous les modes de résonance considérés ici. Comme prévu, le paramètre de bianisotropie ζ_{zx} extrait grâce à notre méthode étendue est pratiquement nul sur tout le spectre, alors que le paramètre ζ_{zy} présente deux résonances non négligeables pour les modes 1 et 3. Cependant, il faut souligner que l'absence de bianisotropie pour l'orientation $\phi = 90^\circ$ ne correspond pas à une absence de champ magnétique hors plan mais bien à une compensation de ces champs autour des deux bras latéraux du SRR.

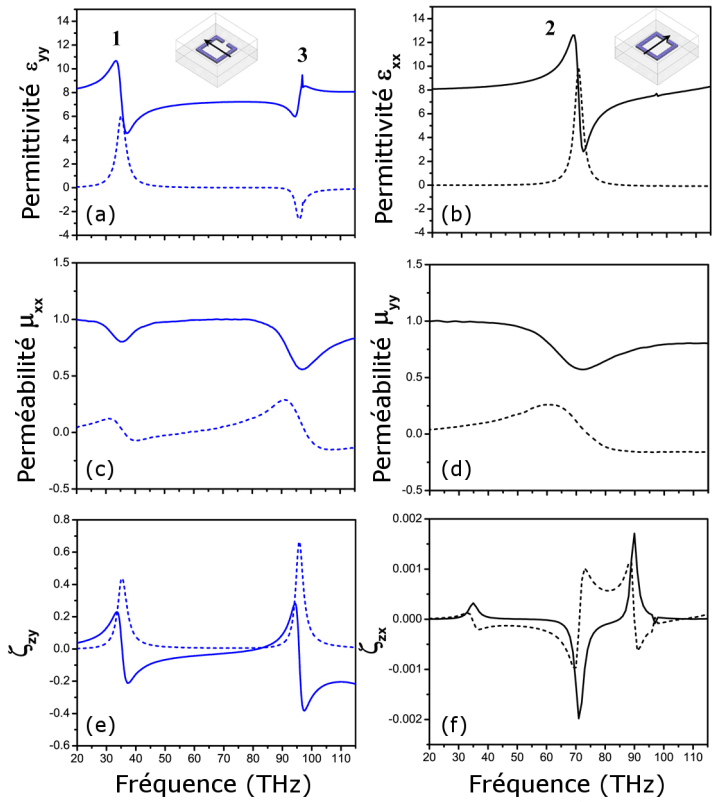

FIGURE 4.20 – Evolutions fréquentielles des paramètres effectifs de permittivité (a-b), de perméabilité (c-d) et de bianisotropie (e-f) d'une cellule du réseau MIR, obtenues par intégration des champs à partir deux simulations d'orientation $\phi = 0^\circ$ (a,c,e) et $\phi = 90^\circ$ (b,d,f). Les traits continus et les pointillés représentent respectivement les parties réelles et imaginaires des paramètres.

Au delà de ces premières observations, on notera que des problèmes subsistent concernant cette extraction de paramètres effectifs : en particulier, la résonance de permittivité du mode 3 se présente sous la forme d'un Lorentz inversé, avec une partie imaginaire négative, et on note des domaines fréquentiels où la partie imaginaire de la perméabilité est également négative, même si elle reste très faible.

4.2.6 Perspectives d'extension à des réseaux de résonateurs empilés

Dans la section précédente, nous avons pu voir que des réseaux de résonateurs de type SRR peuvent présenter des réponses significatives jusque dans la gamme infrarouge. Cependant, comme nous l'avions annoncé en introduction, il ne s'agit que de réponses électriques étant donnée l'incidence utilisée. Nous avons pu constater sur les caractérisations en incidence oblique que les excitations par le champ magnétique restent très limitées.

Ainsi, les réseaux de nano-barreaux présentés dans la première partie de ce chapitre semblent être les meilleurs candidats pour obtenir une activité magnétique significative. Nous avons pu voir que, fondamentalement, le fonctionnement de ces structures repose sur des modes de résonance symétriques et antisymétriques susceptibles de se développer dans des motifs métalliques proches. Ce type de résonance est un phénomène relativement général, également présent dans des structures de type nano-coquilles imbriquées (*nanoshells*), dénommé « hybridation de mode plasmon » [128]. On peut se demander si des empilements de réseaux de résonateurs tels que ceux présentés dans la seconde partie de ce chapitre pourraient, grâce à ces hybridations de modes, présenter une activité non seulement électrique mais aussi magnétique non négligeable dans la gamme infrarouge.

Par ailleurs, au delà de ces considérations sur les particules individuelles du réseau, on peut étudier les effets introduits par la réduction de la périodicité transverse dans des réseaux denses de SRR empilés. Intuitivement, on peut discerner une parenté entre de tels réseaux et des structures *fishnet*, et on peut donc s'attendre à des effets beaucoup plus marqués sur la propagation.

4.2.6.1 Empilements de réseaux nanométriques de résonateurs en U

Un travail important a été réalisé dans ce domaine par l'équipe de H. Giessen et a conduit à la fabrication d'un prototype présentant un empilement de quatre réseaux nanométriques de résonateurs en U [129] (ainsi que, plus récemment, de prototypes similaires incluant une variation de l'orientation des résonateurs [130]). Pour mieux comprendre le fonctionnement d'une telle structure ainsi que ses performances en termes d'activité magnétique, nous allons reproduire les simulations effectuées par l'équipe de H. Giessen et leur appliquer deux techniques d'extraction des paramètres effectifs (l'inversion de Fresnel et l'intégration des champs).

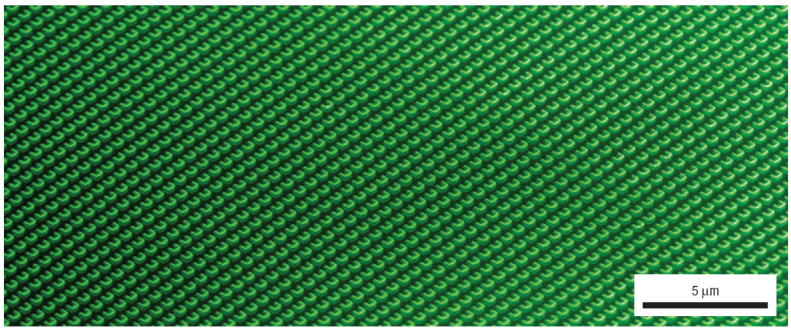

FIGURE 4.21 – Vue au microscope électronique (FESEM) du prototype à empilement de quatre réseaux de SRR (d'après [129]).

La figure 4.22 présente le dimensionnement de la cellule unitaire du réseau. On remarque tout d'abord que nous restons dans une situation de type « surface sélective en fréquence » dans le sens où la structure n'est pas à proprement parler périodique dans la direction normale au substrat : on a une seule « cellule » composée de quatre résonateurs, encadrée d'un côté par de l'air et de l'autre par le substrat. Ce type de dissymétrie peut poser différents problèmes. Du point de vue du comportement de la structure, la différence d'environnement entre le résonateur du haut (proche de l'air) et celui du bas (proche du substrat) peut provoquer une séparation de leurs fréquences de résonances. Du point de vue de l'interprétation des résultats, la brisure de la symétrie de la cellule rend difficile l'application des méthodes d'extraction usuelles, même si des adaptations ont été proposées [24, 131]. Nous avons fait le choix ici d'écarter ces deux problèmes en étudiant une structure entièrement « noyée » dans la résine diélectrique, sans interface avec un substrat ni avec l'air. En comparant les spectres obtenus (voir figure 4.23) avec ceux présentés dans la référence [129], on peut constater que l'écart est en réalité minime, ce qui peut s'expliquer par le faible écart d'indice entre l'air, le substrat (du verre d'indice 1,5) et la résine utilisée (résine PC403 d'indice 1,55).

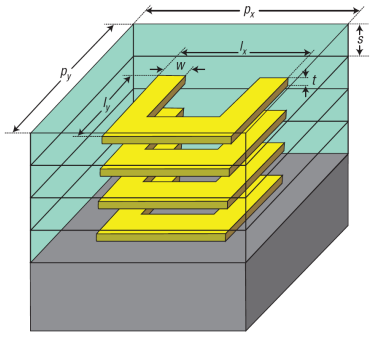

FIGURE 4.22 – Schéma d'une cellule unitaire de l'empilement de quatre réseaux de SRR. Le substrat de verre est représenté en gris, la résine qui « noie » l'ensemble de la structure en vert et les résonateurs d'or en jaune. Les paramètres géométriques indiqués ont pour valeurs : $l_x = 430nm$, $l_y = 380nm$, $w = 80nm$, $t = 20nm$, $s = 70nm$, $p_x = 700nm$ et $p_y = 700nm$. Les lignes noires sur le pourtour de la cellule indiquent les plans sur lesquels sont placés les résonateurs (d'après [129]).

La figure 4.24 montre le résultat de l'extraction des paramètres effectifs de la cellule unitaire symétrisée par la méthode d'inversion des relations de Fresnel. En première approximation on retrouve un comportement similaire à celui du réseau à un seul niveau de résonateurs étudié au 4.2.5 : on peut relever trois modes de résonance successifs, le premier et le troisième étant excitables dans l'orientation $\phi = 0^\circ$, alors que le second est excitable dans l'orientation $\phi = 90^\circ$. Pour chacun de ces modes de résonance, on a une réponse majoritairement électrique, et on atteint des valeurs négatives de permittivité effective.

Si on étudie plus en détails les spectres obtenus, on peut remarquer que chaque résonance présente un enchaînement de trois fréquences caractéristiques : un minimum de réflexion suivi de deux minimums de transmission. Entre le minimum de réflexion et le premier minimum de transmission on retrouve à chaque fois une faible activité magnétique avec une résonance de type Lorentz, immédiatement suivie par la résonance de permittivité déjà évoquée. Notons que pour chaque résonance

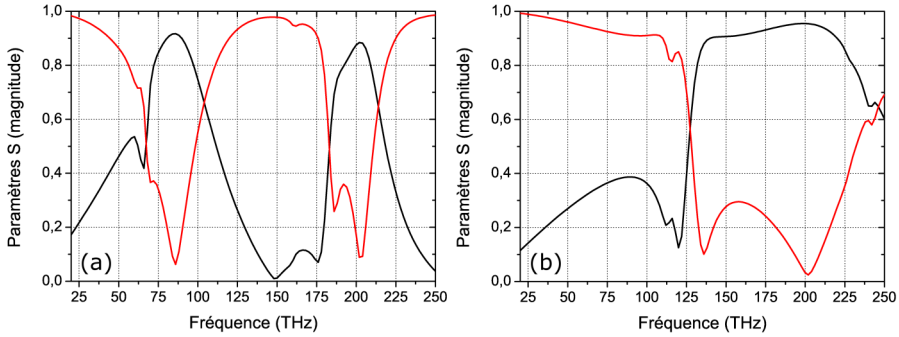

FIGURE 4.23 – Spectres de transmission (en rouge) et de réflexion (en noir) en amplitude, obtenus par simulation de la cellule unitaire de la figure 4.22, en retirant l'interface avec le substrat (les 4 résonateurs sont noyés dans un volume de résine de 390 nm de haut), pour les orientations de réseau $\phi = 0^\circ$ (a) et $\phi = 90^\circ$ (b), telles qu'elles ont été définies au 4.2.2.

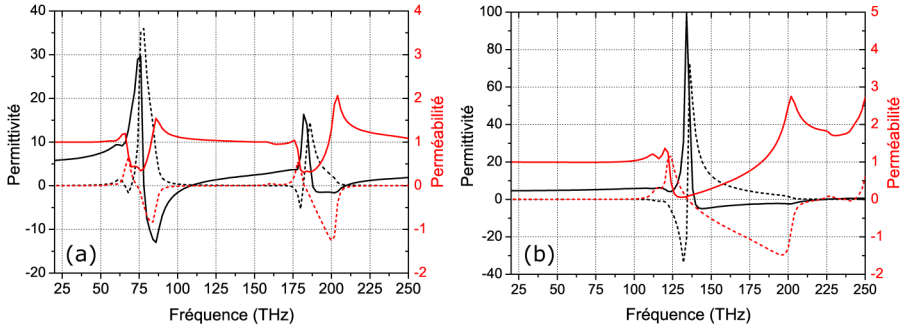

FIGURE 4.24 – Spectres de permittivité (en noir) et de perméabilité (en rouge) complexes (partie réelle et partie imaginaire respectivement en traits continus et en pointillés, extraits par inversion de Fresnel pour la cellule de la figure 4.22 symétrisée (voir légende de la figure 4.23), pour les orientations de réseau $\phi = 0^\circ$ (a) et $\phi = 90^\circ$ (b), telles qu'elles ont été définies au 4.2.2.

d'un paramètre, on observe une partie imaginaire négative et une résonance inversée pour l'autre paramètre. Une fois encore on peut imputer ce type de résultat au caractère partiellement homogénéisable d'une telle structure au voisinage des résonances, mais il faut également souligner que l'inversion de Fresnel utilisée ici néglige l'effet de la bianisotropie de la particule. En effet, contrairement à la méthode décrite au 2.2.2 nous « intégrons » ici l'effet du coefficient de bianisotropie dans les deux seuls paramètres de permittivité et de perméabilité effectives.

Ces résultats sont cohérents avec ceux présentés dans la référence [129] : comme annoncé plus haut, dans une structure à résonateurs empilés, on observe un phénomène d'hybridation de mode plasmon. En pratique, chaque mode de résonance d'un anneau unique se sépare en deux modes dits symétrique et antisymétrique, pour lesquels on a soit un accord de phase, soit une opposition de phase entre les résonateurs d'une même « pile ». Dans la configuration étudiée ici, le mode antisymétrique apparaît à une fréquence légèrement inférieure à celle du mode symétrique. La figure 4.25 présente ainsi les modes antisymétrique et symétrique pour le premier mode de résonance de l'anneau, observés à 66 et 86 THz, respectivement. Si les modes symétriques se traduisent par une

activité électrique (et une activité de bianisotropie), seuls les modes antisymétriques peuvent générer une activité magnétique. En effet, avec des courants de sens opposés dans les bras superposés des résonateurs, on retrouve des boucles de courant du même type que celles exploitées dans les empilements de nano-barreaux.

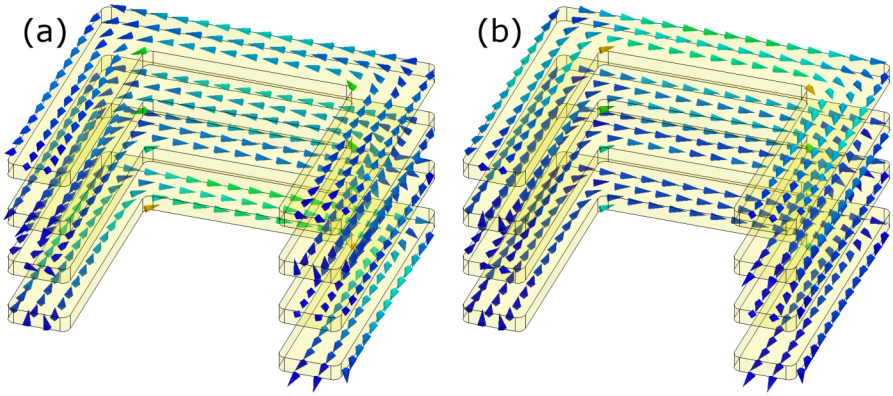

FIGURE 4.25 – Cartes de courants volumiques à l'intérieur des métallisations, (a) à la fréquence du mode antisymétrique (66 THz) et (b) à celle du mode symétrique (86 THz) pour le premier mode de résonance des anneaux.

Même si ce raisonnement donne une explication qualitative des spectres de paramètres effectifs obtenus, nous restons limités par notre méthode d'extraction, sensible à la fois au caractère imparfaitement homogénéisable de la structure et à la présence d'une bianisotropie. Pour tenter de clarifier le fonctionnement du réseau nous allons donc appliquer la méthode d'intégration des champs, en suivant la même procédure qu'au paragraphe 4.2.5.

La figure 4.26 montre les résultats obtenus pour les deux orientations du réseau. On peut constater que les spectres sont ici nettement plus clairs, avec pour chaque mode résonant principal une résonance purement magnétique immédiatement suivie par une résonance purement électrique. Par ailleurs, les fréquences centrales de ces résonances correspondent bien aux fréquences où peuvent être observés les modes antisymétriques et symétriques des résonateurs.

Les valeurs de bianisotropie obtenues par cette même méthode d'intégration des champs sont pour cette structure tout à fait négligeables. Ce phénomène pourrait avoir pour origine la symétrisation de la cellule de simulation (par rapport à celle étudiée au 4.2.5).

Ces spectres obtenus par intégration des champs, s'ils éclaircissent le fonctionnement des résonateurs empilés, démontrent également que nous sommes très loin d'une structure susceptible de présenter une perméabilité négative. En effet, les valeurs minimales de perméabilité restent de l'ordre de 0,8.

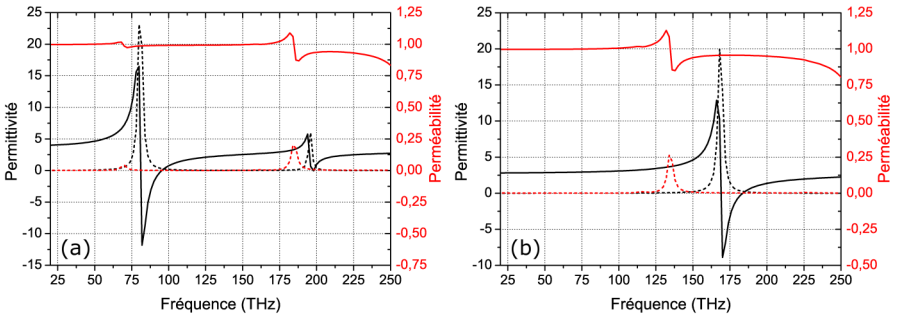

FIGURE 4.26 – Spectres de permittivité (en noir) et de perméabilité (en rouge) complexes (partie réelle et partie imaginaire respectivement en traits continus et en pointillés, extraits par intégration des champs pour la cellule de la figure 4.22 symétrisée (voir légende de la figure 4.23), pour les orientations de réseau $\phi = 0^{\circ}$ (a) et $\phi = 90^{\circ}$ (b), telles qu'elles ont été définies au 4.2.2.

4.2.6.2 Empilement de réseaux denses de SRR millimétriques

L'étude que nous allons présenter dans cette section a été réalisée par J. Carbonell, à l'Université Polytechnique de Valence (Espagne) [132], en collaboration avec le groupe DOME de l'IEMN. L'idée de base est d'explorer les possibilités offertes par la combinaison des phénomènes de couplage entre résonateurs dans la direction de propagation et dans les directions transverses.

Pour cela, un réseau de résonateurs SRR carrés simples présentant un premier mode à 12,2 GHz a été conçu (voir figure 4.28(a)). Les métallisations de cuivre, définies par un procédé de fraisage d'une surface uniforme de cuivre déposée sur un substrat de 0,508 mm d'épaisseur (Neltec N9220, pour lequel $\epsilon_r = 2,2$ et $\tan\delta = 9.10^{-4}$ à 10 GHz), ont pour dimensions géométriques $l = 3,5mm$, $w = 0,6mm$ et $g = 0,6mm$ avec l, w et g respectivement le côté externe, la largeur des bras et la largeur du gap du SRR. La figure 4.27(a) montre le diagramme de bandes obtenu par simulation pour une incidence normale sur le réseau, avec deux périodicités transverses différentes (4 et 6 mm). La variation de l'étendue du gap dû au premier mode résonant permet ici de mettre en évidence un fort effet de couplage dans les directions transverses. On peut traduire un tel couplage sous la forme d'une onde statique dite magnéto-inductive à la surface du réseau [133].

Lorsqu'on empile des substrats comportant de tels réseaux, les ondes magnéto-inductives présentes sur chaque plan de SRR peuvent se coupler de manière à générer un nouveau mode de propagation à l'intérieur de l'empilement, dans la direction normale. La figure 4.27(b) montre un tel mode, se développant à l'intérieur du gap généré par les résonateurs individuels. Bien qu'il soit extrêmement plat, on remarquera que ce mode a un caractère main-gauche, les vitesses de groupe et de phase étant opposées.

Des empilements de un à quatre réseaux superposés ont été caractérisés à l'Université de Valence grâce au banc représenté sur la figure 4.28(b). Il s'agit d'un banc permettant une mesure en amplitude de transmission de 4 à 40 GHz, relativement proche de celui décrit au 4.2.2. La figure 4.29 montre les résultats obtenus expérimentalement et les compare aux résultats de simulation. On constate un bon accord qualitatif. En particulier, on retrouve sur la mesure pour des empilements de 2, 3 et 4 réseaux des pics de transmission situés dans la gamme de fréquences où se développe

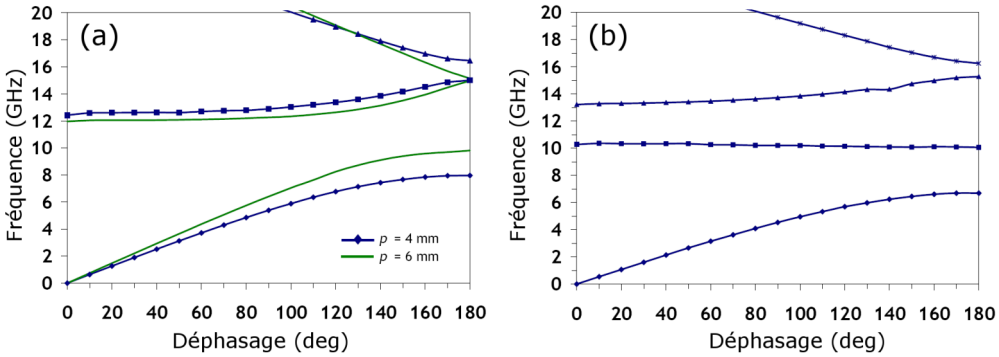

FIGURE 4.27 – Diagrammes de bandes des réseaux de SRR denses en incidence normale, pour un réseau unique (a) et pour deux réseaux empilés (b), obtenus par simulation des modes propres. Pour le réseau unique, deux périodicités dans le plan de SRR sont considérées.

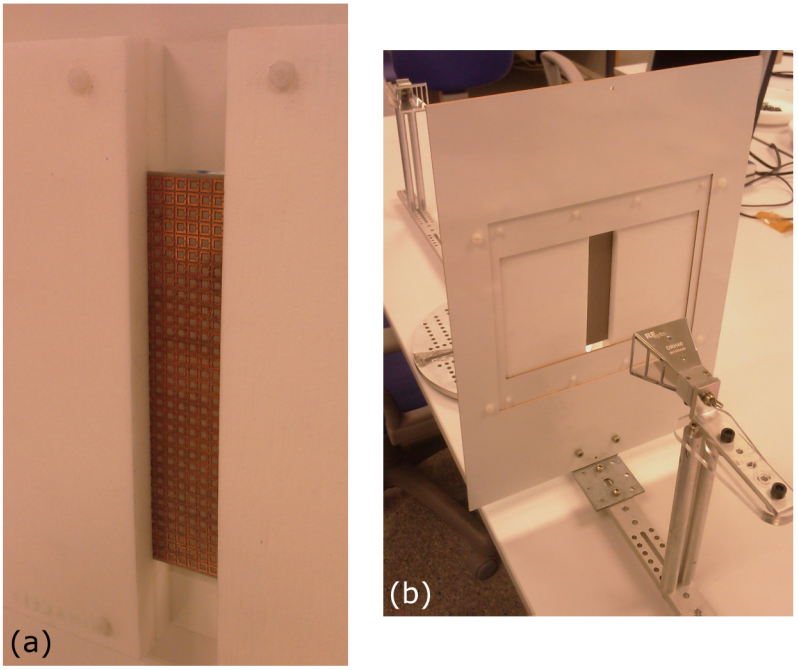

FIGURE 4.28 – (a) Vue d'une des couches de SRR constituant le prototype, dans son support. (b) Vue d'ensemble du banc en transmission, comportant deux antennes cornet large bande pour une caractérisation de 4 à 40 GHz. Le matériau blanc visible sur les deux vues est une mousse (Rohacell) d'indice proche de 1 dans la gamme micro-ondes.

le premier mode résonant de l'anneau seul. L'écart quantitatif pourrait ici avoir pour origine des défauts dans la réalisation technologique par fraisage, avec en particulier un phénomène de surgravure (la fraise attaquant le substrat, celui-ci ne fait plus 0,508 mm d'épaisseur).

Au-delà de cette première vérification de la présence d'une bande de transmission, cette étude

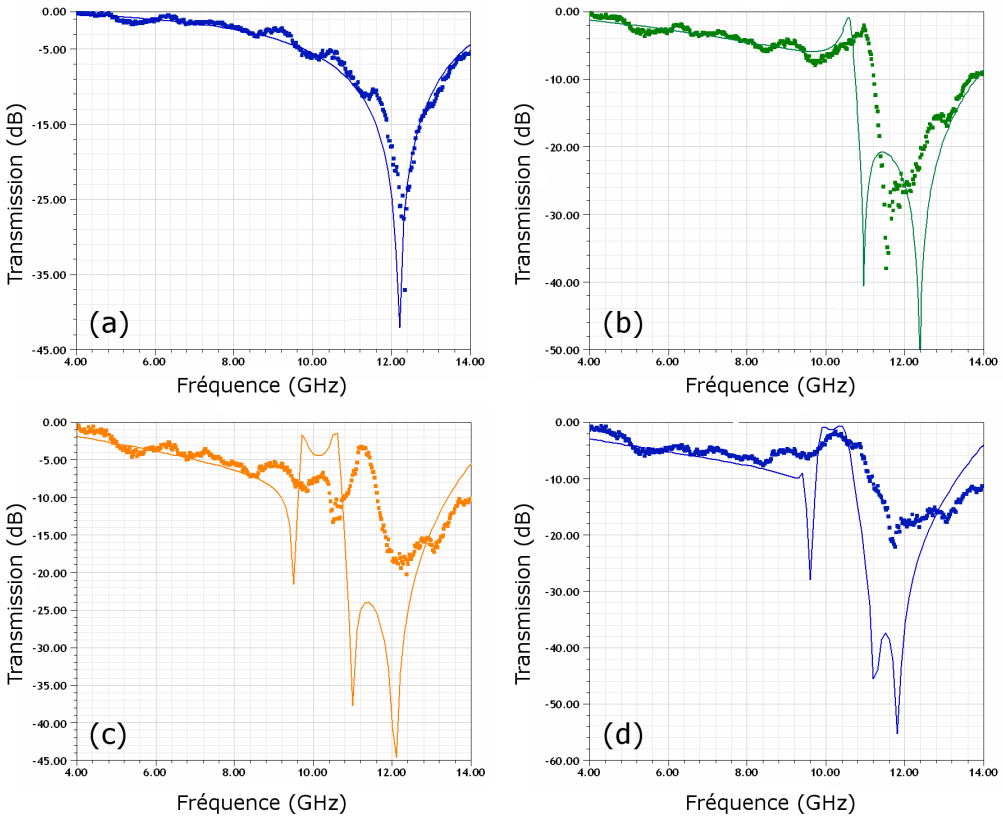

FIGURE 4.29 – Spectres de transmission en amplitude, mesurés (symboles carrés) et simulés (traits continus) pour des empilements de 1 (a), 2(b), 3 (c) et 4 (d) réseaux de SRR denses.

se poursuit actuellement, notamment à travers l'extraction des paramètres effectifs des réseaux empilés. Par ailleurs, on peut à ce stade s'interroger sur l'importance relative des couplages transverses et des couplages dans la direction de propagation pour les deux structures considérées. Dans la structure de H. Giessen, l'interprétation se fondait essentiellement sur les couplages entre résonateurs dans la direction de propagation. Dans la structure de J. Carbonell l'accent est mis sur les couplages transverses, à l'origine de la présence d'ondes de surface qui elles-mêmes se couplent dans la direction de propagation. Malgré cela, on peut remarquer une certaine ressemblance entre les spectres de transmission obtenus, avec en particulier la présence d'une faible réjection immédiatement suivie d'un pic de transmission (extrêmement faible dans le cas de la structure de H. Giessen), puis de deux très fortes réjections.

En conclusion nous pouvons remarquer que pour les structures à base de SRRs, la complexité du comportement des résonateurs individuels reste un obstacle important pour approfondir la compréhension des empilements et ainsi optimiser leurs performances. Dans la section suivante, nous allons nous tourner vers une structure à la géométrie plus simple, pour laquelle il est d'ores et déjà possible de proposer des modèles et des optimisations permettant de réaliser des métamatériaux à indice négatif dans la gamme Térahertz.

4.3 Réseaux de grilles à ouvertures sous longueur d'onde

Depuis les travaux de T. W. Ebbesen en 1998 [134], les propriétés électromagnétiques en incidence normale des surfaces métalliques à réseaux périodiques d'ouvertures sous-longueur d'onde sont devenues un domaine d'étude important. La propriété fondamentale de ces structures est la présence d'une bande de transmission en-dessous de la fréquence de coupure des ouvertures, avec un niveau de transmission proche de l'unité, bien supérieur aux valeurs prévues par la théorie de Bethe sur les réseaux d'ouvertures [135]. C'est pour cette raison que cette bande de transmission est qualifiée de « transmission extraordinaire ».

Dans le cadre de cette thèse, nous allons étudier les conditions d'obtention d'un régime main-gauche dans la bande de transmission extraordinaire pour des empilements de réseaux. De tels empilements constituent un métamatériau à structuration essentiellement planaire, et donc particulièrement propice à une réalisation technologique dans la gamme Térahertz.

4.3.1 Analyse électromagnétique et règles de dessin

4.3.1.1 Extraction des modes propres et étude préliminaire de dimensionnement

Pour démarrer cette étude sur les empilements de réseaux à ouvertures sous-longueur d'onde nous nous sommes basés sur une mise à l'échelle du dimensionnement du prototype de M. Sorolla fonctionnant à 55 GHz [136, 137]. Cependant, l'application directe d'un même facteur d'échelle à tous les paramètres géométriques nous aurait conduit à des épaisseurs rédhibitoires à la fois pour les couches métalliques et pour le diélectrique, supérieures à 50 μm. En liaison avec les choix technologiques (BCB pour les couches diélectriques et dépôts d'or pour les couches métalliques, voir 4.3.2.1), nous avons donc fixé leurs épaisseurs à respectivement 0,4 et 26 μm et utilisé la périodicité dans le plan des ouvertures pour réadapter à la fois la fréquence de fonctionnement et la largeur de bande main-gauche, relevées sur des silulations en modes propres. En effet, il apparaît que lorsque la périodicité du réseau est trop importante, la bande main-gauche est à vitesse de groupe pratiquement nulle, et donc difficile d'utilisation. À l'issue de cette étape, nous avons retenu une valeur de 340 μm pour les deux périodicités dans le plan des ouvertures. La figure 4.30 présente le résultat obtenu en termes d'amplitude de la transmission pour une épaisseur de lame de 5 cellules (courbe avec triangles). On constate que le niveau de transmission en bande main-gauche – c'est-à-dire autour de 500 GHz – est de l'ordre de -10 dB, ce qui est relativement faible.

Une première solution d'optimisation réside dans le changement de la période du réseau dans la direction du champ magnétique. On sait que cette périodicité n'influence que très peu les modes propres de la structure [138, 139] mais intuitivement, on peut penser qu'elle va influer fortement sur le niveau global de transmission, puisque le nombre de trous par unité de surface augmente.

La figure 4.30 montre le résultat en termes de spectre de transmission en amplitude d'une étude paramétrique sur la périodicité en x (direction du champ magnétique) avec une périodicité en y (direction du champ électrique) constante. On peut constater que l'effet sur le niveau maximal de transmission est limité. La valeur minimale considérée ici est de 140 μm. Elle est fixée par des

contraintes technologiques, la réalisation des réseaux devenant difficile lorsque les ouvertures ne sont plus séparées que par une dizaine de microns.

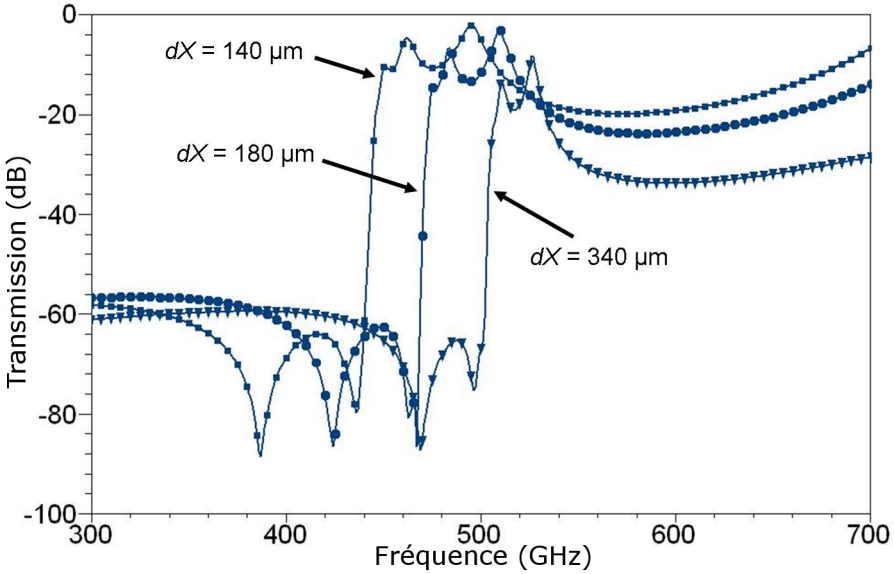

FIGURE 4.30 – Spectres de transmission en amplitude, obtenus pour la simulation d'empilements de 5 cellules avec une périodicité dans la direction y égale à 340 μm et une périodicité dans la direction x de 140 (carrés), 180 (ronds) et 340 μm (triangles).

Une autre solution consiste à garder le réseau constant et à déformer les ouvertures elles-mêmes, sous la forme d'ellipses. En plus du diamètre principal (orienté dans la direction du champ électrique), nous introduisons alors le rapport d'aspect elliptique (*Elliptical Aspect Ratio* ou EAR). La figure 4.31 montre le résultat de simulation pour trois rapports d'aspect différents. On peut constater que ce paramètre a une incidence beaucoup plus forte sur le niveau de transmission. À l'issue de cette étude paramétrique préliminaire nous retenons donc le dimensionnement présenté sur la figure 4.32(a). C'est ce dimensionnement qui est utilisé pour la fabrication des prototypes (voir 4.3.2).

Dans la suite de cette section, nous allons poursuivre l'étude du comportement des empilements de réseaux à ouvertures sous-longueur d'onde de manière à expliquer les évolutions obtenues dans cette étude paramétrique préliminaire et dégager des règles de dessin.

4.3.1.2 Étude en fonction du nombre de cellules : extraction des états de cœur et d'interface

Les étapes préliminaires de dimensionnement se basaient sur l'étude en modes propres pour déterminer le caractère main-gauche de la bande passante à 500 GHz. Pour approfondir l'étude de ces structures, une première étape réside dans l'extraction de leur diagramme de dispersion en fonction du nombre de couches de l'empilement. Cette étude permet de vérifier notamment les valeurs d'indice lorsque le nombre de couches est faible.

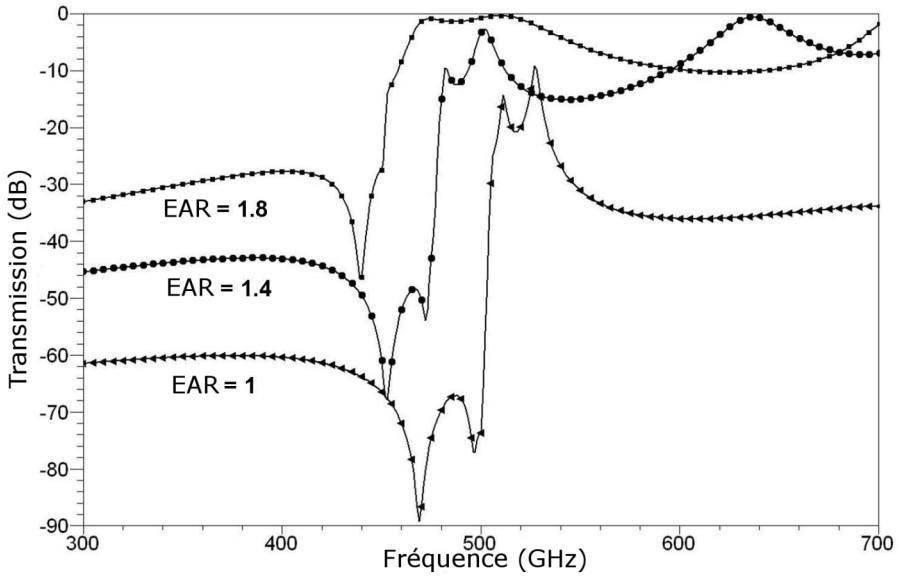

FIGURE 4.31 – Spectres de transmission en amplitude, obtenus pour la simulation d'empilements de 5 cellules avec pour les ouvertures elliptiques un EAR de 1 (les ouvertures sont alors rondes) (triangles), 1,4 (ronds) et 1,8 (carrés). Dans tous les cas les deux périodicités des réseaux sont fixées à 340 μm.

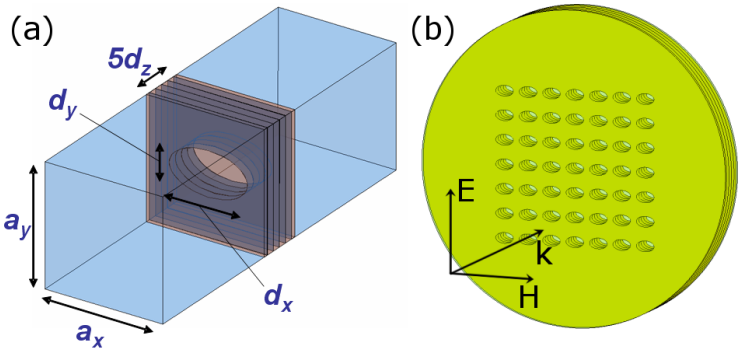

FIGURE 4.32 – (a) Schéma indiquant le dimensionnement retenu à l'issue de l'étude paramétrique préliminaire, pour un prototype à 5 cellules dans la direction de propagation. Les paramètres géométriques ont pour valeurs : $a_x = a_y = 340$ μm, $d_y = 125$ μm, $d_x = \text{EAR}.d_y = 1,8.d_y$, $d_z = 26$ μm. Le volume bleu représente les zones d'accès d'air de 0,8 mm incluses dans les domaines de simulation. (c) Schéma d'ensemble des prototypes, rappelant l'orientation des ouvertures par rapport au champ incident (les dimensions sont exagérées, pour des raisons de clarté).

La figure 4.33 montre les résultats obtenus, par inversion de Fresnel, pour des empilements de une à cinq cellules. On remarque tout d'abord que pour une seule cellule nous n'avons pas de bande main-gauche, mais uniquement une bande main-droite démarrant à 575 GHz. L'extraction des paramètres effectifs montre que dans ce cas nous n'avons aucune activité magnétique ($\mu = 1$) et une permittivité de type Drude.

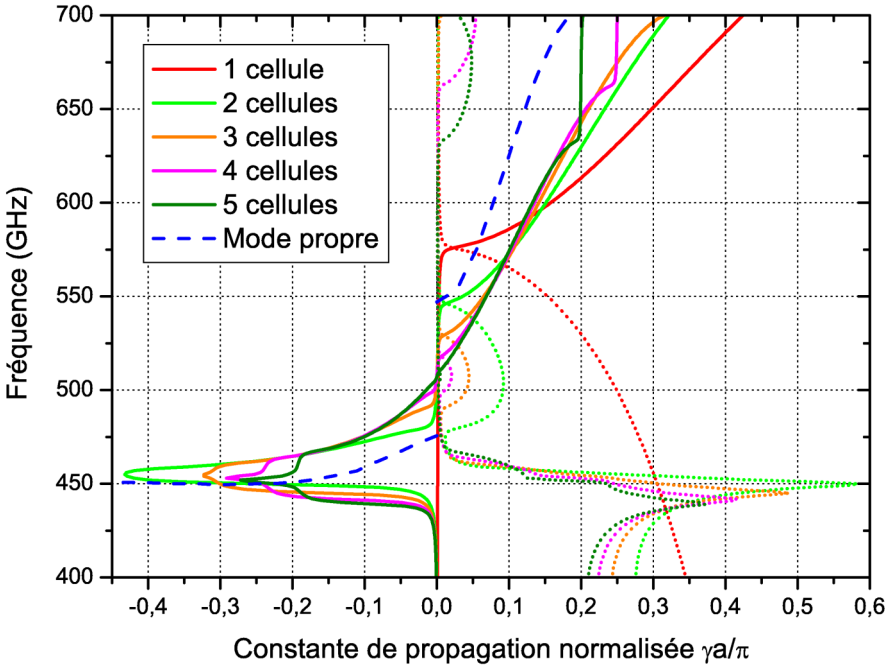

FIGURE 4.33 – Diagrammes de dispersion obtenus par inversion de Fresnel à partir de la simulation d'empilements de 1, 2, 3, 4 et 5 cellules avec le dimensionnement de la figure 4.32. Les courbes en traits continus et en pointillés représentent respectivement les parties imaginaire et réelle de la constante de propagation complexe normalisée. Les tirets bleus rappellent les modes propres pour la cellule unitaire.

Pour une cellule dans la direction de propagation, le métamatériau se réduit en fait à une surface sélective en fréquences (*Frequency Selective Surface*, FSS) ou plus précisément une grille d'iris elliptiques. Son comportement fréquentiel est directement régi par la géométrie des ouvertures. Ici on obtient un comportement de filtre passe-haut avec une fréquence de coupure égale à la fréquence plasma électrique.

Lorsque l'empilement contient au moins deux cellules dans la direction de propagation, on introduit des surfaces métalliques en regard qui autorisent des phénomènes de couplages nettement plus complexes. C'est alors qu'apparaît la bande main-gauche recherchée, autour de 470 GHz. On peut tout d'abord noter que cette bande main-gauche ne présente pas de valeurs de constante de propagation très importantes. En valeurs normalisées (c'est-à-dire lorsque le bord de la première zone Brillouin correspond à une valeur de 1), la constante de propagation imaginaire ne dépasse pas -0,45. Ceci s'explique par le caractère extrêmement plat du mode propre à basse fréquence : ce type de mode n'est pas exploitable dans une structure de dimensions finies.

La figure 4.33 fait également apparaître une variation très rapide du diagramme de dispersion en fonction du nombre de cellules, tout particulièrement au niveau du gap. Ainsi, celui-ci passe d'une largeur de pratiquement 70 GHz pour deux cellules à une largeur inférieure à 5 GHz pour cinq cellules. Paradoxalement, à ce stade, il semble que plus nous ajoutons des cellules, plus nous nous éloignons des modes propres de la structure.

Les figures 4.34 et 4.35 présentent les résultats complets en termes d'amplitude des paramètres de diffraction et des paramètres effectifs complexes (constante de propagation, indice, impédance, permittivité et perméabilité) obtenus par inversion de Fresnel pour l'empilement de cinq couches.

Ces spectres présentent différentes fréquences caractéristiques. Tout d'abord, à 440 GHz on relève une antirésonance (minimum de transmission et dispersion à vitesse de groupe et vitesse de phase négatives) précédant la bande main-gauche qui s'étend de 450 à 510 GHz environ, avec un « palier » lorsque la partie imaginaire de la constante de propagation normalisée atteint la valeur de -0,2. En fin de bande main-gauche s'ouvre un gap d'environ 5 GHz, dans lequel l'indice est nul et l'évanescence négligeable (la remontée de la partie réelle de la constante de propagation n'est pas visible sur le graphique). En tout début de bande main-droite on relève un nouveau maximum de transmission puis, de manière surprenante, le niveau de transmission chute dans toute la bande main-droite, malgré l'absence d'évanescence. A 630 GHz survient un nouveau gap en « palier » puis à partir de 700 GHz on suit le mode propre main-droite. La chute brutale de transmission à 730 GHz correspond à la disparition du mode main-droite et on retourne sur des « paliers » du diagramme de dispersion, successivement à 0,2 et 0,4, séparés par un nouveau mode main-droite, à fort niveau de transmission.

Enfin, on note sur le spectre de transmission une réjection extrêmement forte à 870 GHz. Il s'agit d'une fréquence caractéristique dans tous les réseaux d'ouvertures, appelée « anomalie de Wood ». Nous reviendrons plus loin sur son explication physique mais on peut d'ores et déjà signaler qu'elle apparaît toujours lorsque la longueur d'onde est égale à la périodicité du réseau. Dans notre cas, la périodicité est de 340 μm, ce qui donne une fréquence d'anomalie de Wood théorique de 882 GHz. Au delà de cette anomalie, la propagation devient multimode dans les zones d'accès en air de notre domaine de simulation, rendant délicate l'interprétation des résultats.

Au delà du diagramme de dispersion, l'étude des paramètres effectifs permet de préciser l'origine de certaines caractéristiques relevées. En particulier, le relevé de l'impédance explique le très faible niveau de transmission en bande main-droite. En effet, à l'exception d'un pic en tout début de bande, l'impédance y est extrêmement faible, autour de 0,2 (rappelons que la structure est adaptée à l'air lorsque son impédance est de 1). Par ailleurs, en dépit d'un problème apparent d'homogénéisation (visible dans la partie imaginaire négative de permittivité en bande main-gauche), le comportement de la structure – du moins jusqu'à la fréquence du premier « palier » en bande main-droite – correspond essentiellement à un modèle de Drude pour la permittivité et un modèle de Lorentz pour la perméabilité.

Essayons maintenant d'augmenter fortement le nombre de cellules. Avec les moyens informatiques disponibles à l'IEMN il est possible d'obtenir des résultats suffisamment précis pour un prototype à 40 couches, du moins dans les bandes passantes. La figure 4.36 montre le résultat en termes de diagramme de dispersion (obtenu par inversion de Fresnel) pour 10, 14, 20 et 40 cellules dans la direction de propagation. Les parties manifestement incohérentes des courbes ont été supprimées du graphe. On peut remarquer que la convergence vers le mode propre est extrêmement lente : même pour 40 cellules, nous ne le rejoingnons pas exactement. De plus, l'écart le plus important est situé près de l'axe central, correspondant aux longueurs d'onde effectives infinies. Ceci peut sembler paradoxal : intuitivement, on pourrait penser que lorsque la longueur d'onde est infinie, les conditions d'homogénéisation sont nécessairement remplies.

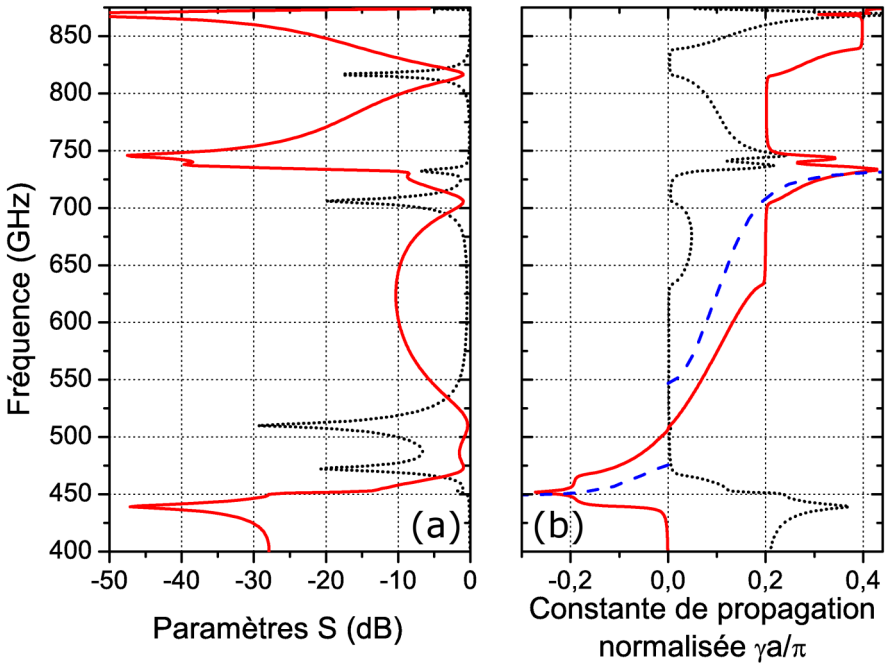

FIGURE 4.34 – (a) Spectres de transmission (trait continu rouge) et de réflexion (pointillés noirs) en amplitude obtenus pour la simulation d'un empilement de 5 cellules utilisant le dimensionnement de la figure 4.32. (b) Diagramme de dispersion obtenu par inversion de Fresnel à partir de la même simulation (partie imaginaire de la constante de propagation normalisée en trait continu rouge et partie réelle en pointillés noirs). Les tirets bleus rappellent les modes propres pour la cellule unitaire.

Pour expliquer ce phénomène, deux indices peuvent nous mettre sur la voie :

1. Chaque « palier » est situé à $\beta = m\pi/na$ avec n le nombre de cellules, a la longueur d'une cellule et m un entier. Ainsi, on peut supposer qu'il s'agit d'un effet lié à la taille totale na de l'empilement, et non à la taille de la cellule individuelle.
2. Ce type de diagramme de dispersion a déjà été observé au cours de l'étude visant à appliquer la méthode d'extraction par inversion de Fresnel aux cristaux photoniques, lorsque la correction de distance entre le port et l'interface n'était pas réalisée correctement. On appliquait alors l'inversion de Fresnel à un volume contenant un cristal entouré par de l'air.

L'hypothèse qu'on peut formuler à ce stade est que les prototypes considérés ne peuvent pas être parfaitement modélisés sous la forme d'un matériau unique : chaque prototype comporte des cellules proches des interfaces qui sont perturbées par le voisinage avec l'air. La perturbation est ici exacerbée par le fait que la structure présente de fortes concentrations de champ sur les surfaces métalliques parallèles à l'interface (nous détaillerons ce point dans les sections suivantes), à l'inverse des structures en incidence rasante du chapitre précédent, où les champs étaient essentiellement concentrés dans et au voisinage des résonateurs.

Dans la suite nous distinguerons les cellules proches des interfaces et celles qui en sont éloignées sous les termes de cellules de « cœur » et cellules « d'interface ».

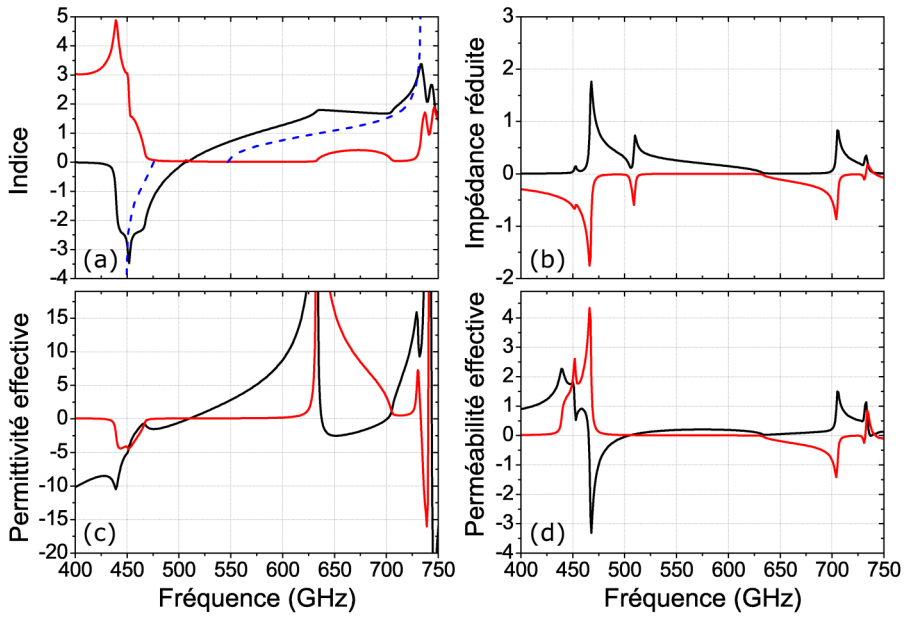

FIGURE 4.35 – Dépendance fréquentielle des paramètres d'indice (a) et d'impédance (b) obtenus par inversion de Fresnel sur la simulation de la figure 4.34, ainsi que des paramètres de permittivité (c) et de perméabilité (d) déduits. Les tirets bleus rappellent la dispersion d'indice correspondant aux modes propres pour la cellule unitaire.

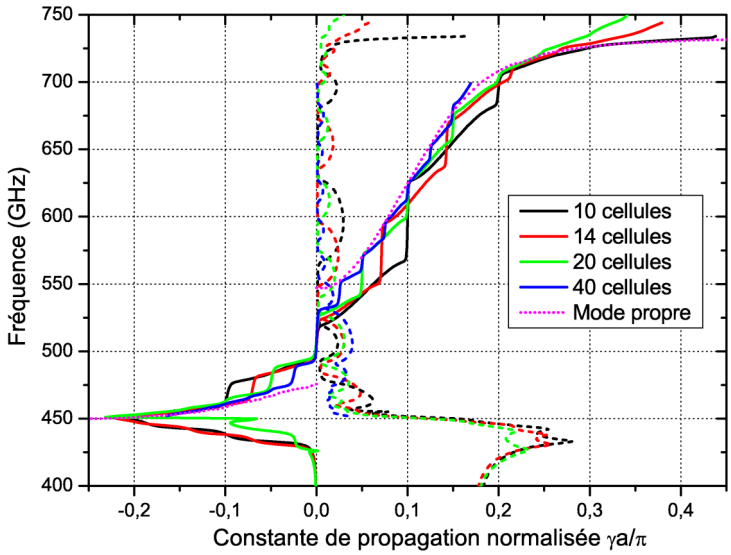

FIGURE 4.36 – Dispersions fréquentielles des parties réelles (tirets) et imaginaires (traits continus) des constantes de propagation normalisées obtenues par inversion de Fresnel sur des simulations à nombre de cellules variable (couleurs). Les courbes en pointillés roses représentent les modes propres de la cellule élémentaire.

Sur la base de cette hypothèse nous pouvons maintenant expliquer les paliers observés : le prototype se présentant sous la forme d'un matériau homogène (le cœur) encadré par deux couches minces d'indice différent (les interfaces), il présente un fort effet de cavité avec l'ouverture de gaps (les paliers) à $\beta = m\pi/na$.

Cette hypothèse permet également d'expliquer l'écart plus fort au voisinage de l'axe du diagramme de dispersion. En effet, l'ouverture des gaps correspond à un effet de la taille totale finie de l'empilement vis-à-vis de la longueur d'onde. Par conséquent, on a un écart important lorsque l'empilement est petit devant la longueur d'onde (effective) et un écart faible lorsqu'il est très grand. A longueur d'empilement constante, l'écart est donc plus important lorsque les longueurs d'onde effectives sont plus grandes, c'est-à-dire à proximité de l'axe central sur le diagramme de dispersion.

Pour extraire le comportement du cœur du matériau, nous allons exploiter la méthode différentielle de Bianco et Parodi présentée au 2.2.4. En l'appliquant sur plusieurs simulations à nombre de cellules variable, on peut constater une très grande proximité avec les modes propres calculés à partir de 3 cellules. Ceci montre que les effets d'interface ne sont significatifs que dans la première couche. La figure 4.37(a) présente le résultat en termes de spectre d'indice extrait à partir de simulations comportant 3 et 6 cellules. Comme nous l'avions déjà remarqué au chapitre 2, cette méthode d'extraction ne permet pas d'obtenir d'information sur l'impédance des états de cœur.

Pour calculer l'impédance de cœur nous pouvons utiliser la méthode du calcul local d'impédance d'onde présentée au 2.3.2 sur les cartes de champs issues des simulations de modes propres. La figure 4.37(b) présente le résultat obtenu lorsque le plan d'intégration est le plan des ouvertures. A partir des deux paramètres effectifs d'indice et d'impédance nous pouvons calculer la permittivité et la perméabilité effectives (figure 4.37(c) et (d)), mis à part dans les gaps, en raison de l'utilisation d'un résultat de mode propre. Après la bande main-gauche, le gap central commence lorsque la permittivité devient positive et se conclut lorsque la perméabilité devient elle aussi positive. Pour les deux paramètres on peut compléter le gap par continuité pour obtenir des courbes de dispersion classiques, compatibles avec des modèles de Drude ou de Lorentz (au-delà de la fréquence de résonance). On notera que lorsque l'on se rapproche fortement des gaps, les paramètres deviennent divergents. Ce type de phénomène est lié encore une fois à l'utilisation d'un résultat de mode propre : au voisinage des gaps on a des modes à vitesse de groupe nulle, non observables sur les simulations en transmission.

On peut s'interroger sur la meilleure façon d'étudier les états d'interface dans notre structure. L'étude d'un matériau à une seule ou deux couches semble peu adaptée puisque l'on a alors un état d'interface sans état de cœur. Il est ainsi préférable de s'intéresser à la transition entre l'état d'interface et l'état de cœur dans un matériau massif. A l'intérieur de la structure il est difficile de définir une matrice de répartition, plusieurs modes étant présents localement (nous reviendrons sur ce point ultérieurement). Par conséquent, nous nous limiterons à l'étude du coefficient de réflexion sur l'interface entre l'air et un matériau à nombre de couches supposé infini.

Pour pouvoir modéliser ce type de situation dans le logiciel de simulation par éléments finis nous avons besoin de définir la condition à la limite correspondant à un milieu infini. Habituellement, il s'agit d'une condition de type PML paramétrée à partir des caractéristiques du matériau voisin. Or, dans notre cas, le matériau voisin est précisément le métamatériau, ce qui rend délicate la

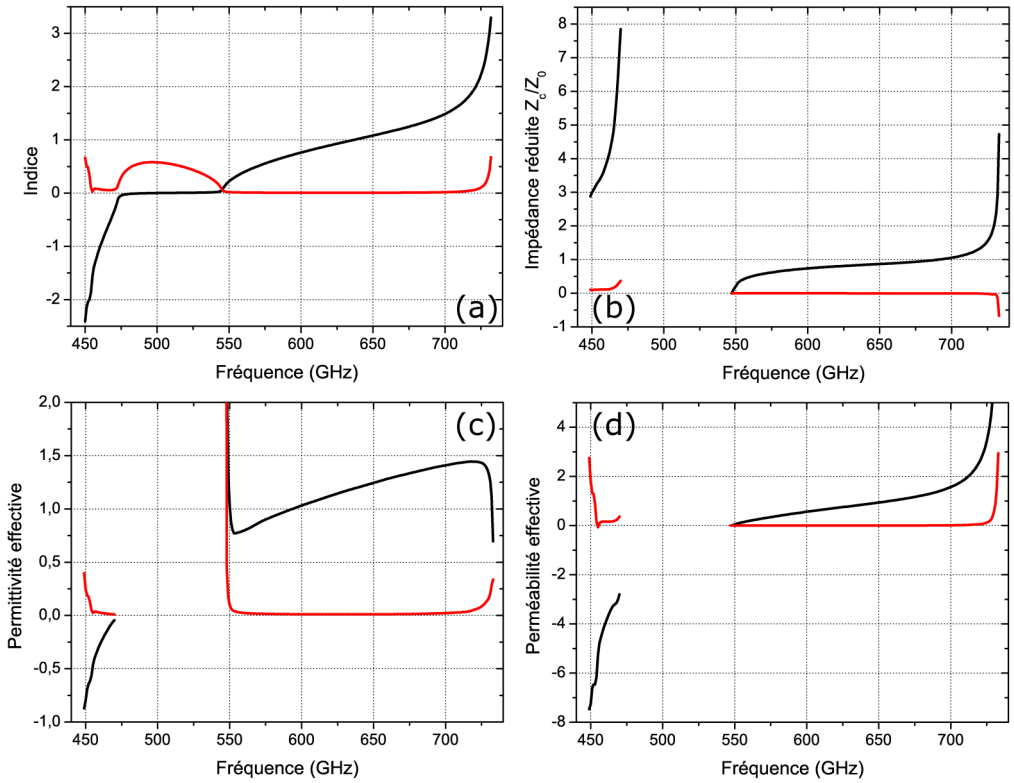

FIGURE 4.37 – Dispersions fréquentielles des parties réelles (noir) et imaginaires (rouge) des paramètres effectifs des cellules de cœur. L'indice (a) est extrait par la méthode de Bianco & Parodi alors que l'impédance (b) est obtenue grâce à une intégration de champs locale sur les modes propres. La permittivité (c) et la perméabilité (d) sont déduites de l'indice et de l'impédance.

définition d'une condition de PML adaptée. Pour éviter cet écueil, nous avons choisi de considérer un domaine de simulation comportant quelques couches du métamatériau étudié puis des couches de géométrie semblable mais avec une tangente de pertes dans le diélectrique croissante. Avec un tel système, on peut espérer rendre négligeable le coefficient de transmission au niveau de la seconde interface sans générer de coefficient de réflexion supplémentaire, ce qui correspond en pratique à une situation de calcul de coefficient de réflexion sur une interface avec un milieu semi-infini.

La figure 4.38 montre le domaine de simulation utilisé et l'évolution de la tangente de pertes diélectrique. Avec un tel domaine le coefficient de transmission est inférieur à -20 dB sur tout le spectre, et on peut donc considérer raisonnablement que la situation est équivalente à un milieu semi-infini. A partir du coefficient de réflexion complexe S_{11} il est possible de calculer l'impédance de surface, grâce à la relation de Fresnel :

$$z = \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \tag{4.5}$$

La figure 4.39 montre le résultat en amplitude de la réflection et en impédance et rappelle la position des bandes passantes du matériau massif. On constate que l'impédance de surface présente

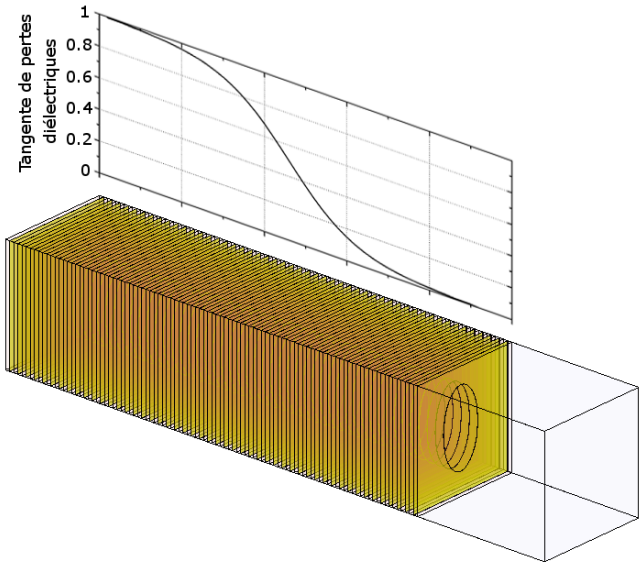

FIGURE 4.38 – Domaine de simulation utilisé pour le calcul de l'impédance de surface. L'onde est incidente à droite du domaine. La courbe en perspective indique l'évolution de la tangente de pertes dans le BCB, traduisant une condition à la limite de type PML.

une forte résonance à 486 GHz mais qu'elle est pratiquement nulle dans la bande main-gauche, ce qui est cohérent avec la présence d'un fort effet de cavité dû à cette interface. Dans la bande main-droite, on a bien une chute du coefficient de réflexion mais l'impédance de surface reste néanmoins très faible.

En conclusion, nous pouvons dire que l'empilement de réseaux à ouvertures sous-longueur d'onde respecte bien les conditions d'homogénéisation. Il est modélisable sous la forme d'un milieu doublement négatif si l'on excepte les perturbations dues aux états d'interface. Dans la suite de cette étude, nous ne tenterons pas d'écarter ces effets et continuerons d'utiliser les paramètres extraits par inversion de Fresnel. En effet, toute expérience réalisée avec un prototype d'épaisseur finie les incluera nécessairement. En d'autres termes nous allons considérer les paramètres liés au comportement diffractif réel des prototypes et non à leur modélisation sous forme de matériaux homogènes.

4.3.1.3 Influence de la période du réseau

Pour étudier plus en profondeur le fonctionnement de la structure à empilement de réseaux d'ouvertures, nous allons réaliser une étude paramétrique en fonction des périodicités dans le plan du réseau, pour une lame de 5 cellules. Rappelons que le champ électrique incident est ici orienté suivant la direction y, le champ magnétique l'étant suivant x.

En dépit des difficultés d'homogénéisation déjà décrites, il est possible de relever sur les dépendances fréquentielles des paramètres effectifs obtenus par inversion de Fresnel à la fois la fréquence plasma électrique (fréquence pour laquelle la partie réelle de la permittivité est nulle) et la fré-

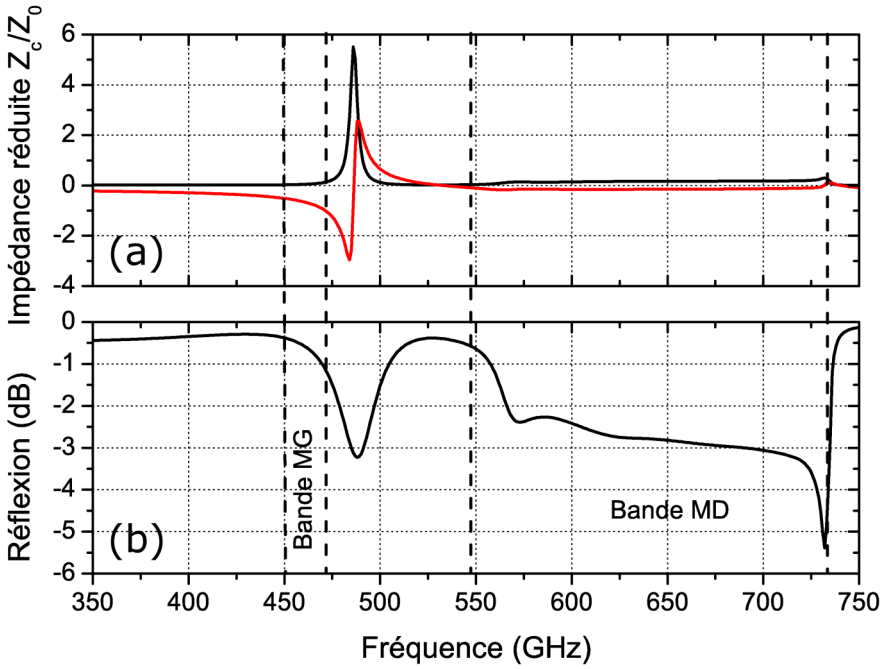

FIGURE 4.39 – (a) Dépendance fréquentielle de l'impédance de surface calculée à partir du coefficient de réflexion, en partie réelle (noire) et imaginaire (rouge). (b) Amplitude du coefficient de réflexion. Les tirets délimitent les bandes main-gauche (MG) et main-droite (MD).

quence de résonance magnétique (fréquence centrale de la résonance de type Lorentz). La figure 4.40 montre les fréquences obtenues lorsque l'on fait varier l'une ou l'autre des périodicités dans le plan autour de la valeur nominale de 340 μm.

On peut immédiatement remarquer que la fréquence plasma électrique ne dépend pratiquement pas de la périodicité. Quant à la fréquence de résonance magnétique, elle dépend fortement de la périodicité en y mais très peu de la périodicité en x. Ce premier résultat nous incite à relier l'activité électrique de la structure aux trous et son activité magnétique au caractère périodique de la structuration suivant la direction y.

4.3.1.4 Etude des cartes de champs

L'étude des cartes de champs électrique et magnétique à l'intérieur de l'empilement dans la bande main gauche (voir figure 4.41(a) et (b)) montre qu'au coeur de la structure elles correspondent essentiellement à deux modes :

1. Le mode fondamental d'un guide d'onde elliptique (à la distribution de champs relativement proche de celle du mode TE01 d'un guide rectangulaire), dans les ouvertures et dans les volumes de BCB leur faisant face. Les animations des cartes de champs en fonction de la phase indiquent que ce mode est rétropropagé.
2. Le mode TM02 de la cellule complète, *sur* les surfaces métalliques et dans les volumes de BCB entre celles-ci. Ce mode ne semble pas propagatif dans la direction normale, son champ

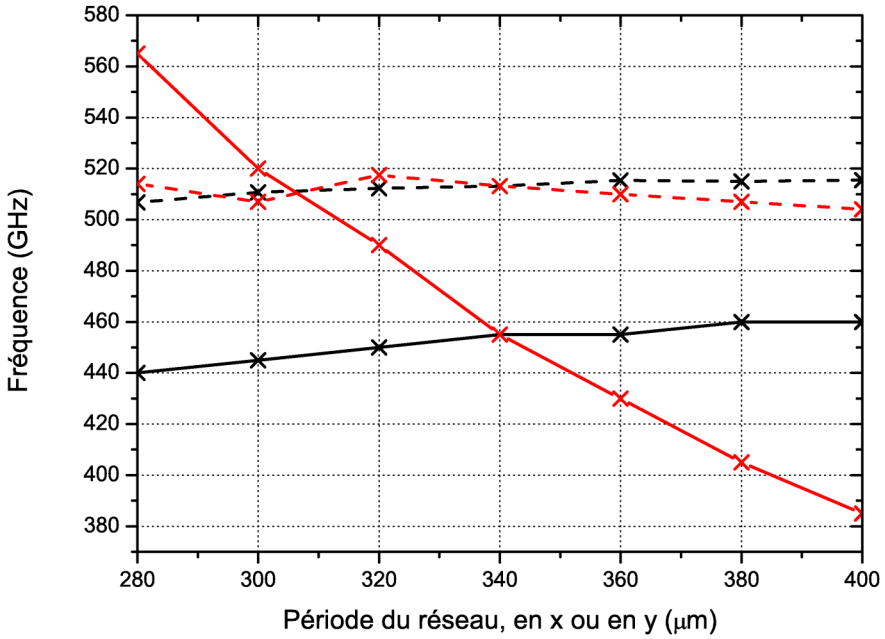

FIGURE 4.40 – Evolution de la fréquence plasma électrique (tirets) et de la fréquence de résonance magnétique (traits continus) extraites par inversion de Fresnel de simulations de lames de 5 cellules, en fonction de la période en y lorsque la période en x est fixée à 340 μm (courbes rouges) et en fonction de la période en x lorsque la période en y est fixée à 340 μm (courbes noires). Les cas simulés correspondent aux croix, les lignes servant uniquement de guides pour les yeux. (N.B. : les écarts de fabrication sur les épaisseurs décrits au 4.3.2.2 sont inclus dans cette étude paramétrique.)

électrique étant toujours orienté uniquement suivant z.

Remarquons par ailleurs que la carte de champ magnétique, en raison de la présence du mode TM02, présente deux zones où le champ magnétique est inversé, ce qui est habituellement à l'origine d'une activité magnétique dans les métamatériaux (on se référera en particulier à la structure *fishnet* décrite au 4.1).

Enfin on notera qu'à plus hautes fréquences d'autres modes participent à la propagation à l'intérieur de l'empilement. Ainsi, la carte de champ électrique à 680 GHz de la figure 4.41(c) montre la présence du mode TM22.

Le relevé (voir figure 4.42) de la carte de champ électrique dans une coupe verticale de la structure montre en outre que le champ électrique hors plan lié au mode TM02 est en phase dans pratiquement toute la structure, ce qui est cohérent avec une transmission par couplage évanescent (le mode TM02 n'a pas ou presque pas de constante de propagation imaginaire suivant z dans la bande main-gauche).

Enfin, la carte de champ électrique dans la même coupe mais à 870 GHz nous éclaire sur le phénomène d'anomalie de Wood : autour de cette fréquence, le mode TM02 devient propagatif dans l'air situé au-dessus de la structure et à la fréquence de l'anomalie on a un transfert total depuis l'onde plane incidente vers l'onde TM02 réfléchie.

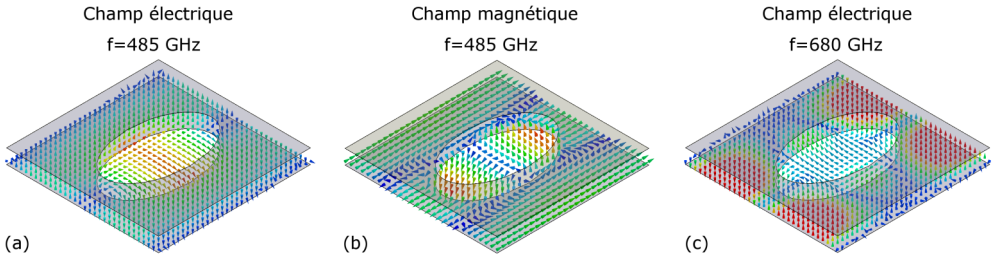

FIGURE 4.41 – Cartes de champs relevées dans le plan médian entre les couches métalliques 2 et 3 d'un empilement de 5 (les autres couches sont ici cachées pour plus de clarté) : (a) champ électrique et (b) champ magnétique dans la bande main-gauche, à 485 GHz, (c) champ électrique à 680 GHz.

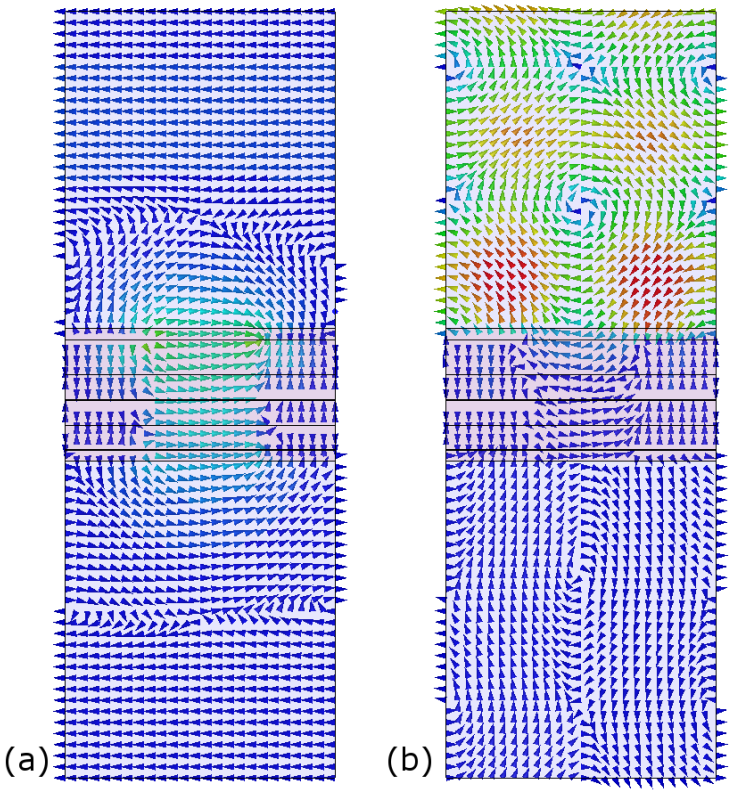

FIGURE 4.42 – Cartes de champ électrique relevées dans une coupe verticale de la structure, passant par le milieu des ouvertures, (a) dans la bande main-gauche à 485 GHz et (b) à la fréquence de l'anomalie de Wood (870 GHz). (N.B. : l'onde est incidente par le haut.)

Notons que les phénomènes d'activité magnétique et d'anomalie de Wood sont tous les deux liés à la présence d'un mode TM02 mais apparaissent à des fréquences très éloignées en raison du constraste d'indice entre le BCB et l'air. Cette grande dépendance vis-à-vis de l'indice des matériaux diélectriques avoisinant les réseaux d'ouvertures sous-longueur d'onde a déjà fait l'objet d'études sur des structures à une couche [140].

4.3.1.5 Influence du rapport d'ellipticité et interprétation des fréquences caractéristiques

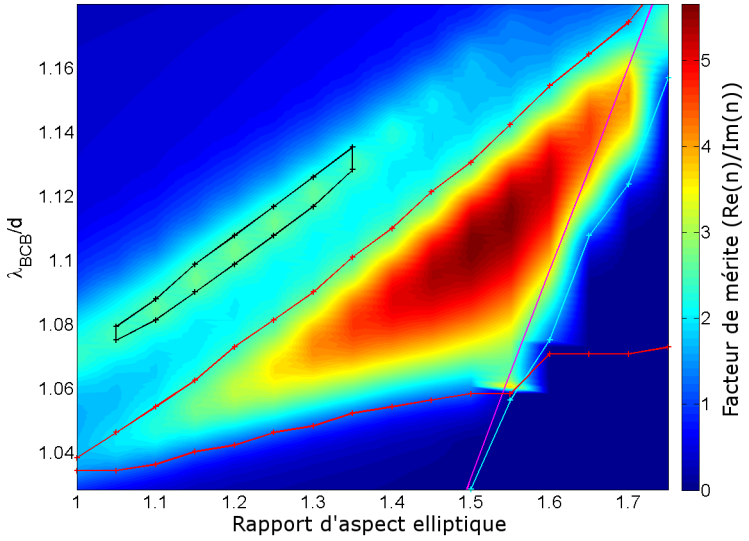

FIGURE 4.43 – Carte d'évolution du facteur de mérite de l'indice en fonction du rapport d'aspect elliptique et de la longueur d'onde dans le BCB (λ_0/n_{BCB} normalisée par la période d du réseau. Les deux courbes rouges et noires délimitent les zones où la perméabilité est négative respectivement dans la première et la seconde zone de Brillouin de la pile. Les courbes cyan et rose indiquent respectivement la fréquence plasma électrique et la fréquence de coupure (analogue à une fréquence plasma) théorique pour un guide elliptique de mêmes dimensions que les ouvertures. Sur chaque courbe les croix indiquent les cas effectivement simulés (les courbes et la carte de couleurs sont interpolées). (N.B. : les écarts de fabrication sur les épaisseurs décrits au 4.3.2.2 sont inclus dans cette étude paramétrique.)

Sur la figure 4.43 on peut voir une courbe (en cyan) indiquant la fréquence plasma électrique pour les différents EAR considérés. Cette courbe sépare les zones de permittivité négative (en haut à gauche) et positive (en bas à droite). Son évolution pratiquement linéaire (en longueur d'onde) est très proche de celle de la fréquence de coupure théorique d'un guide elliptique de mêmes dimensions que l'ouverture (en rose).

Il convient de signaler que cette proximité avec la fréquence de coupure d'un guide ne se retrouve *pas* sur la structure à une seule couche de type FSS à iris elliptiques déjà présentée (voir figure 4.33). L'écart est même important puisque la fréquence de coupure est de 575 GHz pour les iris et de 470 GHz pour le guide d'ondes. Il faut plutôt considérer ici que nous avons un alignement d'iris très proches constituant pratiquement un guide d'onde elliptique.

La figure 4.43 indique également les fréquences caractéristiques de l'activité magnétique de la structure, en fonction du rapport d'ellipticité, sous la forme de deux courbes rouges. Dans la zone comprise entre les deux courbes rouges la perméabilité est négative et la constante de propagation normalisée supérieure à -0,2 (nous sommes avant le premier palier). La courbe supérieure (basse fréquence) correspond en réalité à une fréquence de résonance alors que la courbe inférieure (haute fréquence) correspond à une fréquence plasma magnétique. On constate que les deux courbes se

rapprochent lorsque le rapport d'aspect diminue. Ceci correspond à une diminution de l'activité magnétique. Au delà d'un certain point il n'est plus possible d'obtenir de perméabilité négative, et seule subsiste une faible résonance. Notons que pour des rapports d'aspect relativement faibles on a une ouverture d'une section de bande passante main-gauche à basse fréquence, au-delà du premier palier (c'est-à-dire avec une constante de propagation entre -0,4 et -0,2). Ce domaine fréquentiel apparaît sur le graphique entre les deux courbes noires. Concernant le facteur de mérite d'indice (*Factor of Merit*, FOM), il est maximal pour des rapports d'aspect compris entre 1,5 et 1,6. Néanmoins, comme nous l'avons vu précédemment, l'amélioration des performances de la structure passe d'abord par l'optimisation de son impédance. La figure 4.44 représente le même type de carte que précédemment mais pour la partie réelle de l'impédance. On constate que l'adaptation d'impédance avec l'air est bien meilleure pour des EAR de l'ordre de 1,6. Les figures 4.45 et 4.46 montrent que l'augmentation de l'impédance correspond en fait à la constitution d'une résonance de type Lorentz sur l'impédance complexe, avec un pic de partie réelle en début de bande main-gauche.

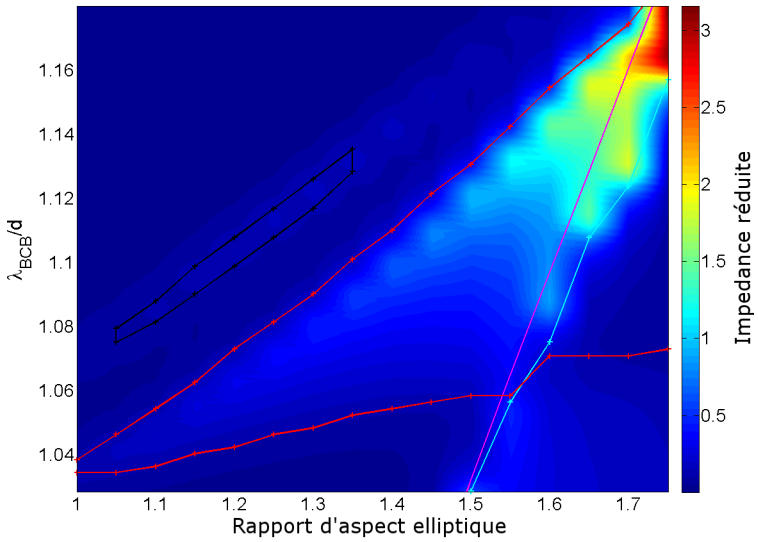

FIGURE 4.44 – Carte d'évolution de l'impédance réduite en fonction du rapport d'aspect elliptique et de la longueur d'onde dans le BCB normalisée par la période du réseau. Les courbes indiquant les différentes fréquences caractéristiques ont la même légende que sur la figure 4.43.

Considérons maintenant le cas asymptotique pour des rapports d'ellipticité tendant vers 0 : il ne s'agit plus d'un iris mais d'une fente infiniment fine dans la direction x. Si on trace l'asymptote à partir des cas représentés, on se dirige vers une valeur proche de $\lambda_{BCB}/d = 1$ pour la fréquence de résonance magnétique [141]. Bien que nous ne puissions pas simuler un tel cas, nous pouvons nous en approcher en choisissant un EAR de 0,25. Le coefficient de transmission à travers la lame de 5 cellules est alors de l'ordre de -100 dB, mais nous pouvons toujours réaliser une inversion de Fresnel. Celle-ci montre un léger accident de perméabilité à 546 GHz soit $\lambda_{BCB}/d = 1,0022$. La figure 4.47 montre une carte de champ électrique sur la troisième surface métallique à l'intérieur de la lame. En dépit de valeurs de champs extrêmement faibles, on retrouve bien le mode TM02 caractéristique de l'activité magnétique de la structure.

Pour interpréter cette asymptote, il faut se référer à l'interprétation « plasmonique » des ondes

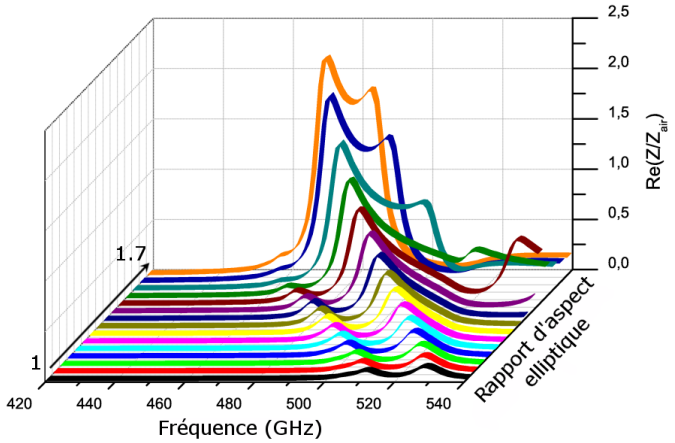

FIGURE 4.45 – Spectres de partie réelle de l'impédance en fonction du rapport d'aspect elliptique, extraits par inversion de Fresnel.

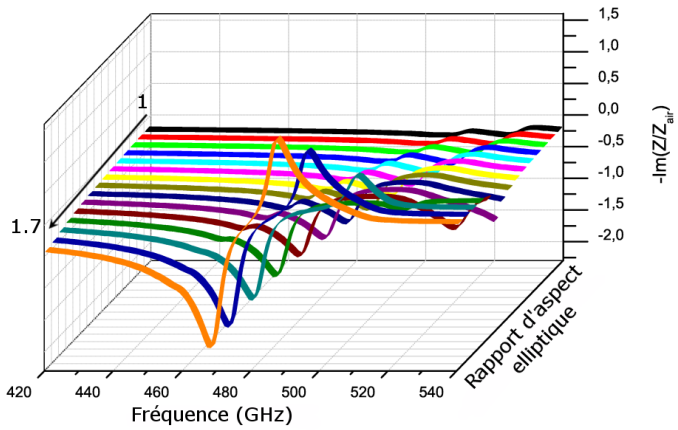

FIGURE 4.46 – Spectres de partie imaginaire de l'impédance en fonction du rapport d'aspect elliptique, extraits par inversion de Fresnel.

de surfaces statiques correspondant au mode TM02. Considérons l'expression du vecteur d'onde d'un plasmon en fonction de la pulsation ω et des permittivités des deux milieux à l'interface desquels il se développe, respectivement ϵ_1 et ϵ_2 :

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\epsilon_1(\omega)\epsilon_2(\omega)}{\epsilon_1(\omega)+\epsilon_2(\omega)}} \tag{4.6}$$

avec c la vitesse de la lumière. Dans notre cas, si l'une des deux permittivités – celle du BCB – est connue, l'autre est beaucoup plus difficile d'accès puisqu'il s'agit de la permittivité effective d'un réseau d'ouvertures sous-longueur d'onde. Néanmoins, lorsque les ouvertures deviennent des fentes de dimensions négligeables, on peut supposer que cette permittivité tend vers celle de l'or, devant laquelle la permittivité du BCB devient négligeable. Dans ces conditions la formule se simplifie

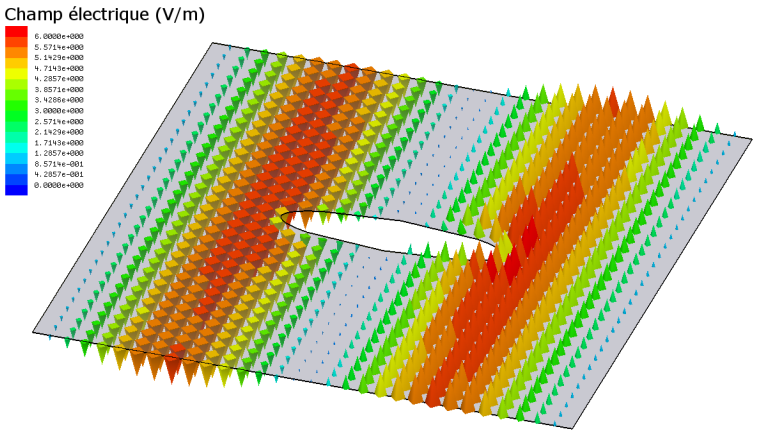

FIGURE 4.47 – Carte du champ électrique à la surface du troisième réseau dans un empilement de cinq, à 546 GHz et pour un EAR de 0,25 (ouverture de type fente elliptique).

sous la forme :

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_{\mathrm{BCB}}(\omega)} \tag{4.7}$$

Par ailleurs nous savons que le plasmon présent dans notre structure est purement statique : il est lié à la périodicité, ses nœuds sont fixes et son vecteur d'onde est *nécessairement* $k = 2\pi/d$ avec d la période dans le plan des ouvertures (dans la direction du champ électrique). Si on remplace k dans l'expression précédente on obtient directement :

$$\frac{2\pi}{d} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_{\mathrm{BCB}}} \quad \text{soit} \quad \frac{\lambda_{\mathrm{BCB}}}{d} = 1 \tag{4.8}$$

Ainsi il est possible de relier directement l'activité magnétique présente dans notre structure à un phénomène « plasmonique » induit par la périodicité dans la direction y. Lorsque l'on agrandit les ouvertures on vient modifier la permittivité effective du réseau pour cette onde de surface, ce qui explique à la fois l'écart progressif en fréquence par rapport à l'asymptote et l'ouverture d'une bande de perméabilité magnétique négative, l'intensité de l'activité magnétique étant logiquement proportionnelle à l'amplitude du plasmon généré.

Signalons également que la fréquence asymptotique pour ce plasmon de surface correspond aussi très exactement à celle de l'anomalie de Wood *dans le BCB* (la longueur d'onde dans le BCB est égale à la périodicité). On voit bien ici le lien très étroit entre les différents concepts d'anomalie de Wood, de mode plasmon, et de fréquence de coupure de mode supérieur.

4.3.2 Réalisation d'un prototype présentant un indice de réfraction négatif autour de 500 GHz

4.3.2.1 Procédé de fabrication

La fabrication des prototypes de réseaux à ouvertures sous-longueur d'onde présentés dans cette thèse a été assurée par É. Lheurette et K. Blary. Le premier choix technologique a été celui du di-

électrique constituant les niveaux de séparation entre les réseaux métalliques. Le benzocyclobutène (BCB) a été retenu, pour plusieurs raisons :

1. Sa permittivité est faible dans les gammes micro-onde et Térahertz, avec une valeur considérée constante de 2,6. Une faible valeur de permittivité permet de conserver des fréquences de fonctionnement importantes, et donc de mieux satisfaire la condition de métamatériau.
2. Ses pertes sont faibles dans la gamme Térahertz. Les caractéristiques données par le fabriquant (Dow Chemical Co.) correspondent ainsi à une tangente de pertes allant de 0,005 à 300 GHz jusque 0,01 à 1 THz.
3. Il est possible de déposer des quantités relativement importantes de BCB par centrifugation en une seule fois (à l'aide d'une tournette). Ainsi pour le BCB non-photosensible choisi (Cyclotene 3022–63), l'épaisseur maximale préscrite par le fabricant est de 26 μm.

On notera que les couches de BCB ne comportent aucune structuration. Au contraire, elles sont utilisées comme couches planaires sur lesquelles sont déposés les différents niveaux de métallisation correspondant aux réseaux d'ouvertures.

Dans les études précédentes sur les réseaux de SRR, le choix du substrat était apparu comme essentiel, celui-ci perturbant le fonctionnement attendu, notamment en raison de la brisure de symétrie qu'il introduit. Pour écarter ces problèmes nous avons choisi ici de supprimer le substrat des prototypes, le métamatériau se présentant alors sous la forme d'une membrane. À cette fin, deux voies ont été explorées :

1. Une réalisation où la totalité du substrat est supprimée par attaque chimique profonde.
2. Une réalisation où on conserve un « cadre » de substrat non attaqué, entourant une membrane circulaire de dimensions supérieures à celles de la tache illuminant l'échantillon dans le banc de caractérisation (voir 4.3.2.2).

Dans les deux cas nous avions besoin d'attaquer le substrat avec une grande sélectivité par rapport au BCB. Le BCB, en tant que résine polymère, est sensible aux solutions d'attaque basiques [142], telles que le KOH habituellement utilisé pour attaquer le silicium. Ainsi, le choix se porte naturellement sur un substrat de type arséniure de gallium, attaquable par une solution acide (plus précisément une solution de composition H_2SO_4 :1 / H_2O_2 :1 / H_2O :8 ici).

Le choix de l'arséniure de gallium présente par ailleurs un avantage du point de vue de la résistance mécanique. En effet, à l'inverse des susbtrats silicium, les substrats d'AsGa sont relativement cassants. Par conséquent, leur épaisseur standard est de 500 μm et ils sont nettement plus rigides que les substrats de silicium. Une telle résistance est recherchée dans notre cas, pour limiter la déformation de l'échantillon due aux contraintes dans le BCB. On notera que malgré ces précautions, la déformation du prototype sous l'effet des contraintes dans le BCB reste un facteur qui limite le nombre de couches réalisables. En effet, les prototypes à nombre de couches élevé sont susceptibles, soit de casser pendant le traitement (en particulier lors de l'attaque du substrat), soit de présenter une déformation incompatible avec l'utilisation de la tournette pour le dépôt de BCB suivant ou de l'aligneur pour la définition du réseau suivant.

De manière à respecter la symétrie de la structure, le procédé technologique commence l'empilement par le dépôt d'une demi-couche de BCB (13 μm) sur le substrat. Une étape de photolithographie optique permet ensuite de définir un profil de résine comportant le réseau de trous, sur lequel est déposé une séquence de métallisation titane / or (500 Å/ 4000 Å). La définition du réseau

métallique se termine par une étape de lift-off de la résine. Compte-tenu de la faible épaisseur de métallisation, il est possible de redéposer directement une couche planaire de BCB. Le procédé se poursuit par la répétition de ces étapes, pour définir les cellules successives du métamatériau. Jusqu'à présent, il a été possible d'obtenir des empilements allant jusqu'à 7 cellules, ce qui correspond à une hauteur totale de BCB approchant les 200 μm. On notera qu'un recuit (de type *hardbake*) est nécessaire après chaque dépôt de couche de BCB, et que chaque niveau subit donc un nombre de recuits proportionnel à sa position.

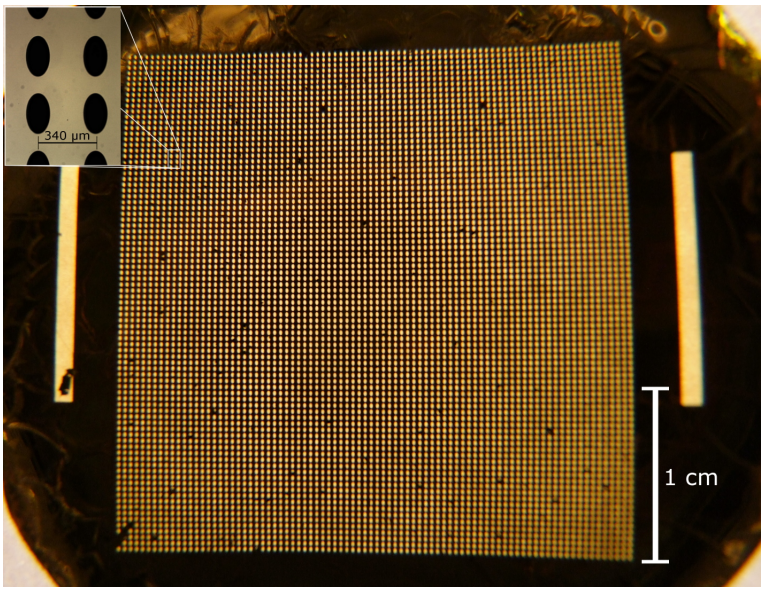

FIGURE 4.48 – Vue d'un des prototypes à cinq couches de type membrane sans substrat. Les barres entourant le réseau sont des marques d'alignement. (N.B. : la déformation apparente du réseau n'est pas due ici à sa courbure mais à l'optique de l'appareil photo utilisé.)

En pratique, parmi les prototypes réalisés, nous allons nous intéresser particulièrement aux deux prototypes ayant fourni les meilleurs résultats expérimentaux, en l'occurence un prototype à cinq couches de type membrane sans substrat (voir figure 4.49) et un prototype à trois couches comportant une fenêtre dans le substrat (voir figure 4.50).

Pour le premier, l'étape d'attaque totale du substrat a conduit à une fragmentation des bords de la membrane. Nous avons exploité ces fragments pour mesurer précisément les épaisseurs des différentes couches de diélectrique effectivement obtenues dans l'empilement grâce à un cliché MEB du profil, présenté sur le figure 4.49(b). Signalons que la mesure des épaisseurs de couches est très délicate en cours de fabrication, étant donnée l'absence de « marche » dans la structure (chaque couche est totalement planaire). Nous avons pu constater des écarts très importants avec les épaisseurs initialement prévues, une des couches mesurant par exemple 44 μm au lieu de 26. L'hypothèse la plus vraissemblable pour expliquer ces écarts réside dans la difficulté de contrôler la viscosité du BCB au moment du dépôt à la tournette (le BCB doit être réfrigéré pour être conservé, puis ramené progressivement à température ambiante pour être utilisé). On peut également penser à une variation des conditions d'accroche des couches déposées sur les surfaces d'or par rapport à une couche de référence déposée sur le substrat.

En étudiant des clichés au microscope optique du réseau supérieur de l'empilement, on a également pu constater un écart de dimensionnement des ouvertures. Leur petit diamètre mesure pratiquement 150 μm au lieu de 125 et leur rapport d'aspect elliptique est de 1,7 au lieu de 1,8. La différence de diamètre pourrait s'expliquer par une imperfection dans la procédure de lift-off. Cependant, la différence de rapport d'aspect incite plutôt à attribuer cet écart à un problème lors de l'opération de masquage optique. En effet, cette étape nécessite un bon contact du masque et de la surface enduite de résine, ce qui est particulièrement délicat lorsque le substrat commence à se déformer sous l'effet des contraintes dans les couches inférieures de BCB.

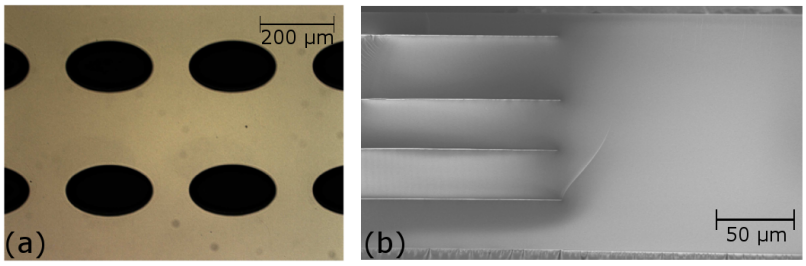

FIGURE 4.49 – (a) Vue au microscope optique de la dernière couche d'un des prototypes à cinq couches de type membrane sans substrat. (b) Vue de profil au microscope électronique d'un fragment du prototype sur lequel ont été effectuées les mesures présentées au 4.3.2.2.

Le second prototype ayant fourni de bons résultats expérimentaux utilise la seconde solution de fabrication, avec une simple ouverture circulaire dans le substrat au lieu d'une suppression complète. Il a bénéficié d'une étude préalable ayant permis l'ajustement des paramètres de tournette pour corriger les épaisseurs de BCB. Nous verrons que la comparaison des résultats expérimentaux et des simulations montre effectivement que ce prototype est plus proche des dimensions nominales.

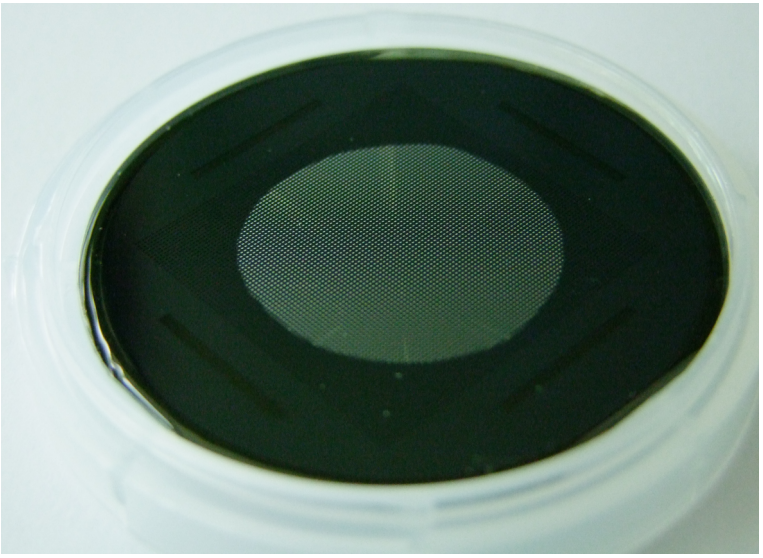

FIGURE 4.50 – Vue du prototype à trois couches comportant une fenêtre circulaire dans le substrat.

4.3.2.2 Caractérisation par spectroscopie Térahertz dans le domaine temporel

La caractérisation des prototypes fabriqués à l'IEMN a été réalisée au laboratoire IMEP-LAHC de l'Université de Savoie à Chambéry. Les bancs de mesure en transmission et en réflexion sont basés sur un même principe de spectroscopie Térahertz dans le domaine temporel [143]. Fondamentalement, l'idée est d'utiliser deux impulsions optiques issues d'un même laser pour illuminer des photocommutateurs Térahertz directement reliés chacun à une antenne émettrice ou réceptrice. Suivant le banc, on sonde l'onde réfléchie ou transmise à travers l'échantillon. Lors de la réception de l'impulsion Térahertz, un photocourant est généré par l'arrivée de l'impulsion optique et sonde l'amplitude instantanée de l'impulsion Térahertz transmise ou réfléchie.

Bien évidemment, si l'on essaie de « sonder » l'impulsion Térahertz collectée par l'antenne en temps réel en envoyant un train d'impulsions optiques très rapprochées, nous ne faisons que déplacer le problème puisqu'il faut alors acquérir en temps réel une impulsion Térahertz sur le photocourant.

La solution réside dans l'exploitation d'un train d'impulsions optiques au niveau de l'émetteur et du même train d'impulsions légèrement décalé dans le temps au niveau du récepteur. Ainsi, on génère un train d'impulsions Térahertz et la mesure d'amplitude instantanée est toujours réalisée au même point de l'impulsion collectée. On peut donc extraire cette mesure instantanée à partir du photocourant. Pour relever chacun des autres points il suffit de faire varier le retard entre l'impulsion optique incidente sur l'émetteur et celle incidente sur le récepteur.

Cette technique est dite en « temps équivalent » puisque l'on recompose une impulsion Térahertz unique en exploitant une multitude de mesures sur une multitude d'impulsions identiques. Pour le banc de l'Université de Savoie, les spectres fréquentiels obtenus après tranformée de Fourier s'étendent de 100 GHZ à 5 THz. Au maximum d'amplitude, entre 0,5 et 1 THz, la dynamique de mesure est de l'ordre de 60 dB.

Même si l'onde Térahertz émise par les antennes émettrices est déjà relativement polarisée [144], des polariseurs à grilles sont ajoutés dans les deux bancs.

La figure 4.51 présente les schémas de principe des deux bancs en transmission et en réflexion. On notera que le banc en transmission comporte une zone où le rayonnement Térahertz est collimaté puis focalisé au moyen de miroirs paraboliques, ce qui n'est pas le cas pour le banc en réflexion. Cette différence n'a pas eu de conséquence dans le cadre de cette étude, puisque au cours de nos campagnes de mesure, il est apparu qu'il était préférable de placer l'échantillon là où le faisceau était collimaté (le diamètre de la tache au niveau du prototype est d'environ 3 cm à 1 THz). En effet, les mesures sont plus proches des simulations lorsque l'on maximise la surface illuminée, ce qui est compréhensible puisque ces dernières correspondent à une onde plane illuminant un réseau infiniment étendu.

La figure 4.52 montre des vues d'une partie des deux bancs utilisés. La paroi métallique visible sur la photo du banc en transmission fait partie de la chambre hermétique (ici ouverte) permettant d'assécher l'air dans toute la zone où se propage le rayonnement Térahertz. Sur le banc en réflexion, un ensemble de tubes plastiques (non présents sur la photo) joue le même rôle. Le dispositif d'assèchement de l'air est une pièce importante de ces bancs de caractérisation puisque l'eau présente de fortes raies d'absorption dans la gamme Térahertz.

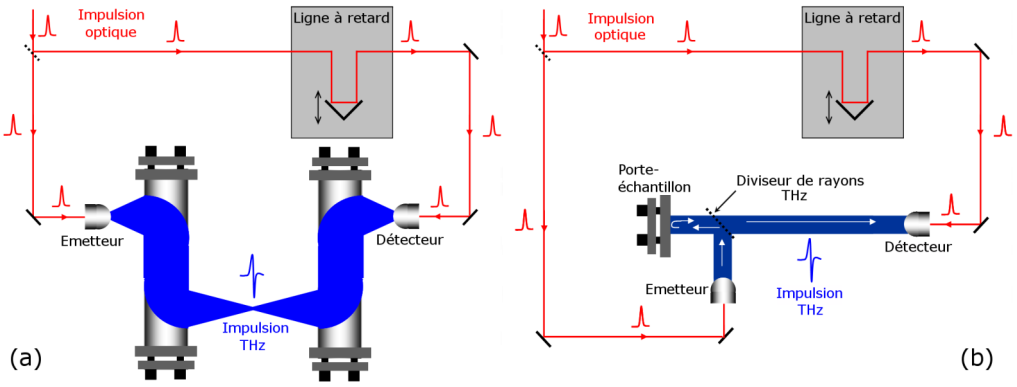

FIGURE 4.51 – Schémas de principe des bancs de spectroscopie Térahertz dans le domaine temporel, (a) en transmission et (b) en réflexion.

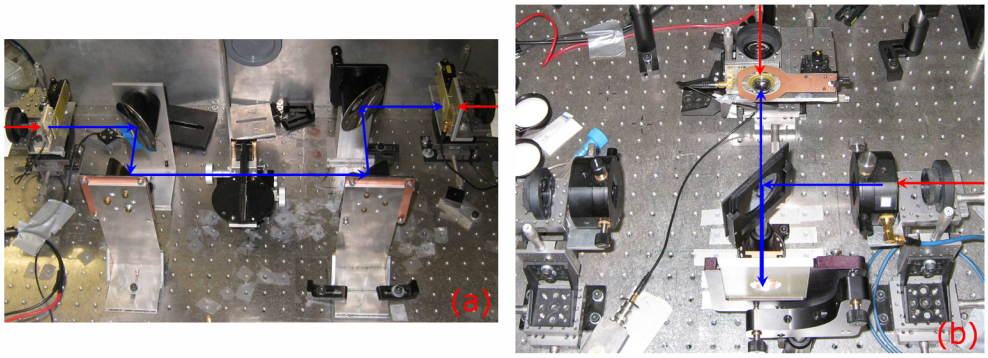

FIGURE 4.52 – Vues de détail des bancs de spectroscopie Térahertz dans le domaine temporel (a) en transmission et (b) en réflexion. Comme sur la figure précédente, les flèches rouges et bleues indiquent la propagation des ondes respectivement optiques et Térahertz.

La figure 4.53 présente les résultats de caractérisation pour le premier prototype de type membrane décrit précédemment et les compare aux résultats de simulation (incluant les écarts mesurés). L'accord est excellent jusque environ 850 GHz. Rappelons qu'au delà, la simulation cesse d'être fiable, la propagation devenant multimode dans l'air. Pour obtenir ce bon accord nous avons dû augmenter la tangente de pertes diélectriques jusqu'à des valeurs de 0,01 et 0,03 respectivement à 300 GHz et 800 GHz (avec une évolution linéaire entre ces deux fréquences).

Signalons que les résultats expérimentaux en amplitude de réflexion sont ici corrigés pour présenter un niveau maximal de 0 dB. En effet, les données brutes présentent dans certains domaines fréquentiels un coefficient de réflexion supérieur à l'unité. Ce phénomène a pour origine probable l'imperfection de planéité du prototype de type membrane sans substrat. En effet, malgré l'utilisation de « cales » permettant de plaquer le prototype sur le porte-échantillon, celui-ci reste légèrement courbé par rapport à la surface métallique servant de référence pour la mesure de réflexion.

Les figures 4.54 et 4.55 présentent la comparaison des paramètres effectifs extraits par inversion

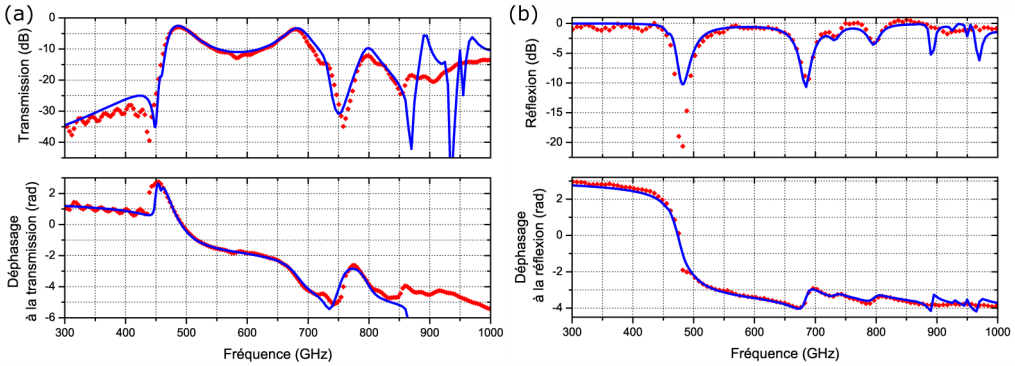

FIGURE 4.53 – Spectres (a) de transmission et (b) de réflexion en amplitude et en phase, mesurés (points rouges) et obtenus par simulation de la structure à cinq couches de type membrane sans substrat, en incluant les écarts de fabrication (courbes bleues).

de Fresnel de la mesure et de la simulation. Une nouvelle fois on constate un très bon accord général, non seulement dans les bandes passantes, mais aussi dans les bandes interdites. En particulier, l'effet de « palier » décrit précédemment est bien visible ici entre 600 et 680 GHz, ainsi que l'antirésonance à 440 GHz, dans laquelle les vitesses de groupe et de phase sont toutes deux négatives. Soulignons que ce dernier phénomène est particulièrement difficile à mettre en valeur expérimentalement, puisqu'il nécessite une dynamique de mesure très importante (au minimum 40 dB à 440 GHz dans notre cas).

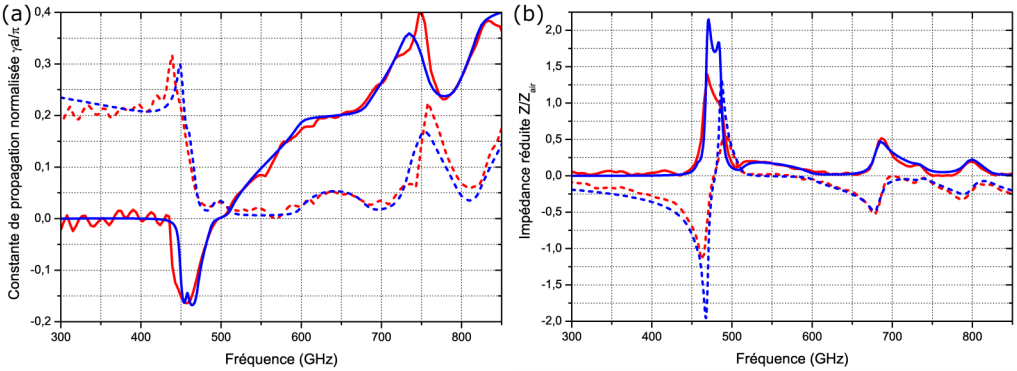

FIGURE 4.54 – (a) Diagramme de dispersion (partie imaginaire de la constante de propagation en traits continus et partie réelle en pointillés) et (b) spectre d'impédance complexe (partie réelle en traits continus et partie imaginaire en pointillés) extraits par inversion de Fresnel des mesures (points rouges) et des résultats de simulation (courbes bleues) de la figure 4.53.

La figure 4.56 présente les spectres de transmission et de réflexion mesurés pour le prototype à trois couches avec une fenêtre dans le substrat. Ici, en l'absence de données précises sur les dimensions de la structure effectivement fabriquée, l'accord entre simulation et mesure est moins bon. Il reste cependant acceptable, ce qui tendrait à indiquer que la conservation du substrat, la diminution du nombre total de couches et l'ajustement des paramètres de tournette ont nettement réduit les écarts par rapport aux dimensions nominales.

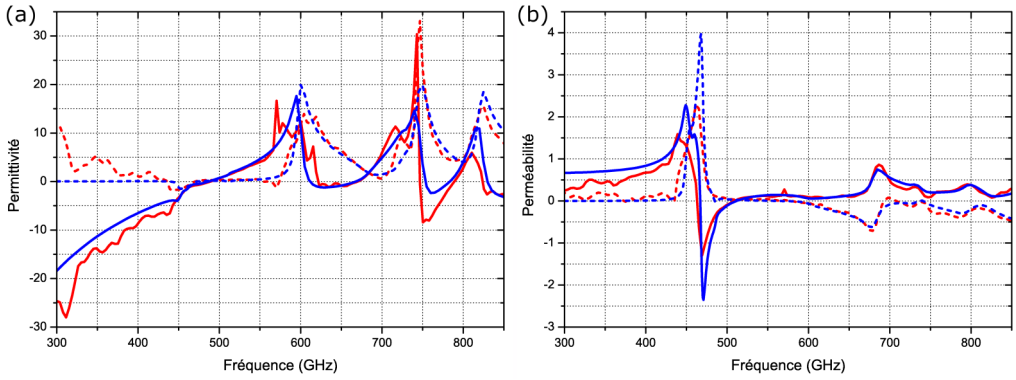

FIGURE 4.55 – Spectres de permittivité (a) et de perméabilité (b) complexes (partie réelle en traits continus et partie imaginaire en pointillés) extraits par inversion de Fresnel des mesures (points rouges) et des résultats de simulation (courbes bleues) de la figure 4.53.

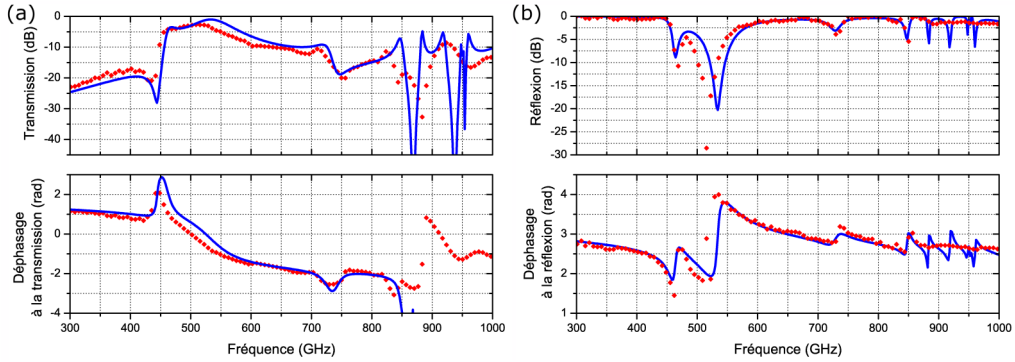

FIGURE 4.56 – Spectres (a) de transmission et (b) de réflexion en amplitude et en phase, mesurés (points rouges) et obtenus par simulation (courbes bleues) de la structure à trois couches.

4.3.3 Perspectives

4.3.3.1 Modélisation par schéma équivalent

À ce stade il devient possible d'envisager l'extraction d'un schéma équivalent pour les empilements de réseaux à ouvertures sous-longueur d'onde. Des études récentes [145] ont montré que le schéma équivalent d'un réseau à une couche d'ouvertures sous longueur d'onde est un circuit LC parallèle avec une valeur de capacité dépendant fortement de la fréquence au voisinage de la fréquence de coupure du mode TM02, selon une formule du type :

$$C(\omega) = C_0 + \frac{K}{\sqrt{{\omega_w}^2 - \omega^2}} \tag{4.9}$$

avec C_0 et K des constantes, ω la pulsation et ω_w la pulsation de Wood.

Sur la base de ces travaux, J. Carbonell, de l'Université Polytechnique de Valence, à l'occasion d'un séjour au sein du groupe DOME de l'IEMN, a étudié l'extension du modèle à un système à

plusieurs couches. L'hypothèse principale est que le couplage des ondes de surface à l'origine de l'activité magnétique peut se modéliser sous la forme d'un circuit LC parallèle, avec des valeurs de capacité et d'inductance ne variant pas en fonction de la fréquence.

La figure 4.57 résume le schéma équivalent considéré, ici pour un empilement de trois couches. La plupart des paramètres étant a priori inconnus, il a été décidé d'employer une procédure d'ajustement itératif pour obtenir un accord entre la matrice de répartition prévue par les simulations en éléments finis ou mesurée et celle obtenue à partir du schéma équivalent. Cette procédure d'ajustement repose sur un algorithme génétique (inclus dans le logiciel Ansoft Designer). La figure 4.58 montre le résultat obtenu pour un essai d'ajustement sur les résultats de caractérisation du prototype à cinq couches présentés précédemment. L'essentiel des phénomènes est bien reproduit, en particulier l'antirésonance, la bande main-gauche, le faible niveau de transmission dans la plus grande partie de la bande main-droite et la très forte réjection en fin de bande main-droite.

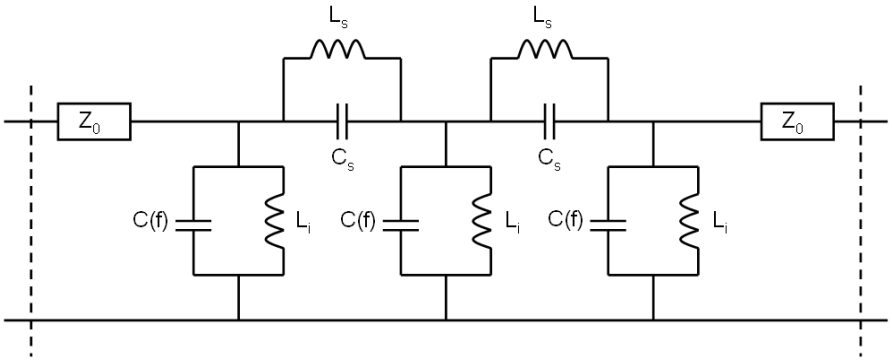

FIGURE 4.57 – Schéma équivalent pour un empilement de trois réseaux à ouvertures sous-longueur d'onde. Z_0 est l'impédance de la première demi-couche de BCB, $C(f)$ et L_i désignent la capacité et l'inductance correspondant aux iris elliptiques, L_s et C_s les capacités et inductances liées au couplage des ondes de surface entre les réseaux. On considère ici que toutes les couches ont des paramètres identiques et que seul C a une dispersion fréquentielle.

Ces résultats pourraient être améliorés par la suite, en tenant compte de plusieurs phénomènes mis en évidence au cours de cette étude :

1. La différence entre les états de cœur et les états d'interface. Ici, les cinq cellules sont supposées identiques, essentiellement pour faciliter la résolution du problème d'optimisation par l'algorithme génétique.
2. La présence de plusieurs modes de propagation à l'intérieur de la structure, particulièrement à haute fréquence. En effet, le schéma équivalent présenté ici tend à considérer le métamatériau comme étant globablement un support de propagation monomode. Une modélisation sous la forme de plusieurs circuits couplés, chacun correspondant à un mode de propagation, serait probablement plus réaliste.

4.3.3.2 Réalisation d'un prisme pour une expérience de réfraction

La réalisation d'une expérience de réfraction constitue une des méthodes classiques de démonstration de la présence d'une bande de transmission main-gauche permettant de s'affranchir des

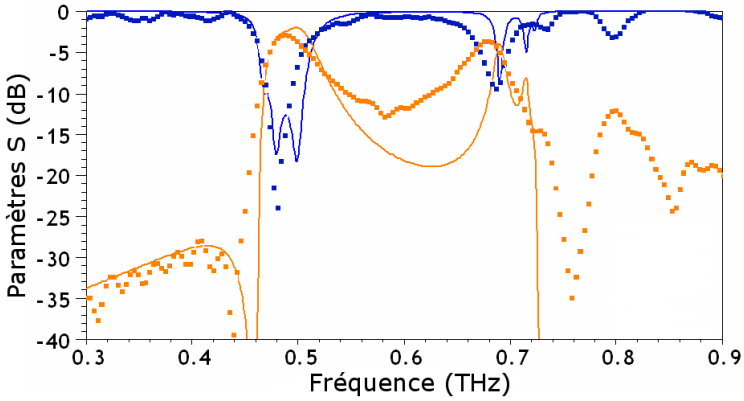

FIGURE 4.58 – Spectres de transmission (en orange) et de réflexion (en bleu) en magnitude, mesurés sur la structure à 5 couches de type membrane sans substrat (traits continus) et obtenus pour le schéma équivalent après optimisation des valeurs des éléments par l'algorithme génétique (Ansoft Designer).

questions délicates de validité des méthodes d'extraction. Dans le cas des empilements de réseaux à ouvertures sous-longueur d'onde, ce type d'expérience a déjà été réalisé dans la gamme micro-ondes [146]. Pour effectuer une expérience similaire dans la gamme Térahertz, nous devons faire face au problème du nombre maximum de couches réalisables. En effet, même en considérant un faisceau incident fortement focalisé, le prisme doit mesurer plusieurs millimètres de large, ce qui impose un nombre de couches supérieur à 10 pour conserver un angle d'inclinaison suffisant. Une étude est actuellement en cours pour déterminer le dimensionnement optimal, en tenant compte à la fois des contraintes de fabrication (nombre de couches) et de caractérisation (étendue du faisceau incident et précision de la mesure angulaire).

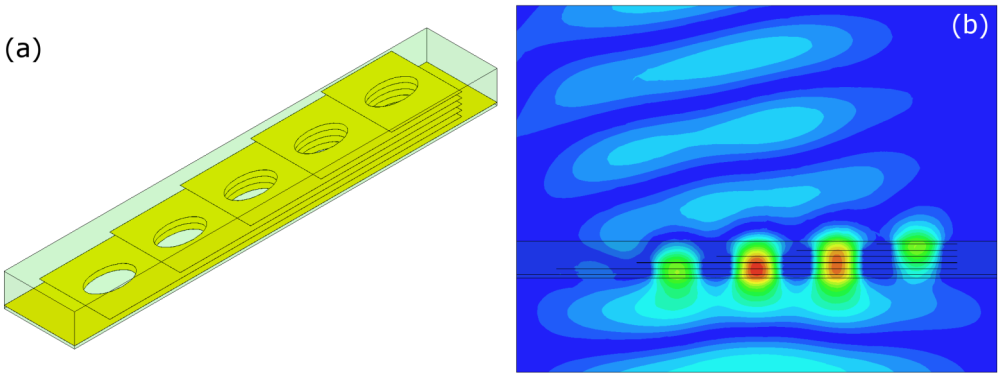

FIGURE 4.59 – (a) Schéma d'une section d'un prisme de six couches avec un angle d'environ 4°. (b) Carte de champ électrique dans la bande main-gauche, montrant l'angle de réfraction.

Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre donnent une vue d'ensemble des différentes familles de métamatériaux métallo-diélectriques utilisables en incidence normale. A ce stade nous pouvons remarquer une certaine convergence dans les concepts utilisés et les résultats obtenus. En particulier :

1. Tous les métamatériaux étudiés présentent des phénomènes résonants pour lesquels on peut définir des modes supérieurs. Dans tous les cas on a pu relever un lien étroit entre ces modes et des phénomènes plasmoniques, assimilables à des ondes de surface aux fréquences Térahertz. On notera également que ces modes plasmons sont en définitive des modes stationnaires dans le sens où il ne s'agit pas d'ondes progressives, la position de leurs noeuds étant fixée par la géométrie (soit la géométrie des résonateurs, soit la géométrie du réseau, soit les deux simultanément).
2. La similarité des *fishnet* et des structures à ouvertures sous-longueur d'onde est évidente. Les premiers articles présentant les métamatériaux *fishnet* reliaient leur fonctionnement à celui des nano-barreaux. Il semble que le passage à un système interconnecté entraîne une rupture en termes de performances accessibles par rapport à tous les autres travaux exploitant des résonateurs empilés.

Au delà de l'obtention d'un effet de réfraction négative sur interface unique dans les gammes Térahertz et infrarouge, on peut s'interroger sur les potentialités offertes par les structures en incidence normale pour des applications plus avancées. On peut remarquer qu'il s'agit pour la plupart de structures à forte anisotropie. En effet, si elles constituent des métamatériaux respectant relativement bien les conditions d'homogénéisation dans la direction normale, elles nécessitent des périodicités transverses comparables à la longueur d'onde. Dans des contextes d'application nécéssairement 2D (voire 3D), tels que la conception de superlentilles, ceci constitue un handicap important.

Néanmoins, de nombreux travaux récents sur la conception de systèmes optiques utilisant des métamatériaux requièrent une forte anisotropie pour ces métamatériaux. Le chapitre suivant, consacré à la conception de systèmes par la méthode dite « d'optique de transformation », nous permettra de voir plusieurs de ces structures anisotropes.

CHAPITRE 5

COMPOSANTS DE CONTRÔLE DES ONDES

Dans les deux chapitres précédents nous nous sommes intéressés à la synthèse de paramètres effectifs, et en particulier à celle d'indices de réfraction négatifs, au moyen des métamatériaux. Dans ce chapitre nous allons changer de point de vue et nous rapprocher d'applications pratiques en nous intéressant à la conception de systèmes de contrôle des ondes électromagnétiques basés sur ces métamatériaux.

Plus précisément, nous exploiterons la méthode de conception que nous avons décrite au deuxième chapitre, dite « d'optique de transformation ». Dans une première partie nous étudierons numériquement le dimensionnement et les performances d'un revêtement dénommé « cape d'invisibilité », constitué d'un métamatériau à base de résonateurs de Mie. Ensuite nous nous tournerons vers l'étude des potentialités offertes par les structures de type « hyperlentilles », exploitant l'extrême anisotropie présente dans les métamatériaux à base d'empilements de couches alternativement diélectriques et métalliques. Enfin, nous présenterons un travail plus prospectif sur l'amélioration de la directivité des antennes grâce à un dispositif mimant la propagation dans un espace courbe.

5.1 Cape d'invisibilité

Le terme « cape d'invisibilité » désigne un revêtement dont les paramètres matériau, déterminés par la procédure d'optique de transformation, permettent de dévier toute onde électromagnétique incidente de manière à éviter une certaine zone intérieure, tout en ne modifiant pas le champ pour un observateur extérieur. Plaçons un objet quelconque dans la zone intérieure isolée. Aucune onde incidente ne peut interagir avec cet objet puisque la cape permet de l'éviter, et pour tout observateur extérieur le champ n'est pas perturbé. En d'autres termes, l'objet est indétectable, *invisible*. Même si d'autres stratégies, basées sur la compensation des moments dipolaires, ont été proposées pour obtenir des fonctions d'invisibilité [147–150], la cape d'invisibilité conserve des avantages importants, avec en particulier une indépendance presque parfaite [151] vis-à-vis de l'objet à cacher.

Notons que le concept d'invisibilité est distinct de celui de furtivité. Un revêtement de furtivité a pour but premier d'annuler le coefficient de réflexion dans certaines directions spécifiques (typiquement celle d'une antenne de détection). Pour ce faire, l'idée est d'absorber les ondes incidentes ou de les réfléchir dans une autre direction. A l'inverse, dans un dispositif invisible, on annule à la fois le coefficient de réflexion et l'absorption, et on rend le coefficient de transmission unitaire. L'objet inclus dans le revêtement présente alors une taille électromagnétique nulle. Il n'a pas « d'ombre », et laisse apparaître le bruit de fond électromagnétique.

5.1.1 Détermination des paramètres par optique de transformation

5.1.1.1 Invisibilité parfaite

La détermination des paramètres matériau nécessaires pour obtenir une cape d'invisibilité a été réalisée par J. B. Pendry [95]. L'idée première de la transformation est d'ouvrir un espace sphérique de rayon a en dilatant linéairement un point donné. La dilatation du point est compensée par la compression d'une sphère concentrique plus grande de rayon b. Celle-ci prend alors la forme d'une coquille sphérique de rayon intérieur a et extérieur b. En d'autres termes on définit un système de coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) et la transformation suivante :

$$\begin{cases} r \leq b \Rightarrow r' = a + \dfrac{b-a}{b} r \\ r \geq b \Rightarrow r' = r \end{cases} \tag{5.1}$$

Il s'agit d'une transformation à symétrie sphérique, ce qui est bienvenu puisque le comportement ne doit dépendre ni de la direction de l'onde incidente, ni de sa polarisation.

Si l'on se réfère à la classification présentée au 2.4.2.1 il s'agit d'un dispositif de première catégorie (aucune transformation n'est réalisée au delà du rayon b et on a continuité à l'interface) qui comporte cependant un changement de topologie important. En effet, le point central de l'espace d'origine ($r = 0$) devient, après transformation, une sphère de rayon a. Ce type de changement va induire des paramètres divergents sur la limite intérieure de la cape.

Pour appliquer la méthode d'optique de transformation, on peut passer en coordonnées cartésiennes dans le repère d'origine et appliquer la méthode présentée au 2.4.1 puis repasser en

coordonnées sphériques [96]. De façon plus élégante, on peut également adapter la méthode à des systèmes de coordonnées orthogonaux mais non cartésiens [152], tels que le système de coordonnées sphériques. La Jacobienne de transformation inclut alors les facteurs d'échelle h_i et devient dans notre cas la matrice $T_i^{i'}$ suivante :

$$T_i^{i'} = \frac{h_{i'}}{h_i}\frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} = \begin{pmatrix} \frac{b-a}{b} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{r'}{r} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{r'}{r} \end{pmatrix} \tag{5.2}$$

On obtient alors directement les tenseurs de paramètres matériau dans le système de coordonnées sphériques. Ceux-ci sont diagonaux, ce qui était prévisible vu la nature purement radiale de la transformation. Pour $a \leq r' \leq b$ les expressions sont les suivantes :

$$\epsilon^{r'r'} = \mu^{r'r'} = \frac{b-a}{b}\frac{r^2}{r'^2} = \frac{b}{b-a}\frac{(r'-a)^2}{r'^2} \tag{5.3}$$

$$\epsilon^{\theta'\theta'} = \mu^{\theta'\theta'} = \frac{b}{b-a} \tag{5.4}$$

$$\epsilon^{\phi'\phi'} = \mu^{\phi'\phi'} = \frac{b}{b-a} \tag{5.5}$$

Les paramètres divergents sont ici les paramètres radiaux, qui prennent des valeurs identiquement nulles sur la limite intérieure. La zone sphérique $r' < a$ de l'espace réel final n'existait pas dans l'espace d'origine. Ainsi, peu importe l'objet placé dans cette zone, il ne pourra pas influer sur la propagation des ondes électromagnétiques. Comme par ailleurs nous avons un dispositif de première catégorie, la fonction d'invisibilité est bien remplie vis-à-vis de cette zone.

Bien entendu, nous ne sommes pas obligés de nous limiter à des géométries sphériques pour les capes. Une des situations les plus intéressantes est celle d'une géométrie cylindrique. Si on conserve la transformation de l'équation 5.1 on obtient pour la matrice de transformation :

$$T_i^{i'} = \frac{h_{i'}}{h_i}\frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} = \begin{pmatrix} \frac{b-a}{b} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{r'}{r} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{5.6}$$

Dans le système de coordonées cylindriques (r', θ', z') les expressions pour les paramètres matériau non nuls sont alors :

$$\epsilon^{r'r'} = \mu^{r'r'} = \frac{r'-a}{r'} \tag{5.7}$$

$$\epsilon^{\theta'\theta'} = \mu^{\theta'\theta'} = \frac{r'}{r'-a} \tag{5.8}$$

$$\epsilon^{z'z'} = \mu^{z'z'} = \left(\frac{b}{b-a}\right)^2 \frac{r'-a}{r'} \tag{5.9}$$

Notons que cette réduction de dimensionalité a modifié la nature de la singularité présente sur l'intérface intérieure : nous avons maintenant deux paramètres matériau infinis (et quatre paramètres nuls) en $r' = a$, en l'occurence les paramètres suivant la direction θ'.

La figure 5.1 présente un résultat de simulation obtenu pour une cape d'invisibilité cylindrique parfaite, illustrant l'absence non seulement de réflexion, mais aussi d'effet d'ombre.

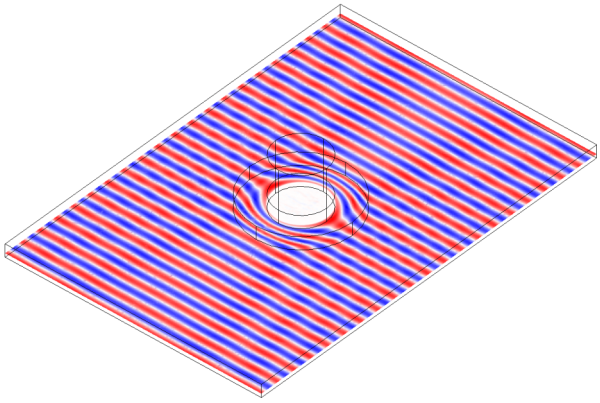

FIGURE 5.1 – Carte de amplitude du champ normalisé pour une cape d'invisibilité cylindrique parfaite soumise à une onde plane. Les dimensions géométriques et la longueur d'onde sont choisies telles que $b = 2a = (8/3)\lambda_0$.

5.1.1.2 Invisibilité imparfaite : utilisation des fonctions réduites

Que ce soit dans le cas sphérique ou cylindrique (et a fortiori pour des géométries plus complexes), les paramètres matériau obtenus à l'issue de la procédure d'optique de transformation sont trop complexes vis-à-vis de ce qu'il est possible de réaliser actuellement grâce aux métamatériaux. Il faut donc simplifier le jeu de paramètres obtenus, tout en tentant de conserver au maximum l'effet d'invisibilité.

Une simplification particulièrement efficace a été développée par S. A. Cummer [153]. Tout d'abord, on s'intéresse uniquement à la polarisation TE pour une géométrie cylindrique (le champ électrique est suivant z). On réduit donc le nombre de paramètres utiles à trois : $\mu^{r'r'}$, $\mu^{\theta'\theta'}$ et $\epsilon^{z'z'}$. De plus, on peut montrer qu'à *l'intérieur* du revêtement, la propagation ne dépend que des produits de paramètres $\mu^{r'r'}\epsilon^{z'z'}$ et $\mu^{\theta'\theta'}\epsilon^{z'z'}$. Ainsi, si on accepte de sacrifier l'adaptation d'impédance du dispositif, on dispose d'un degré de liberté supplémentaire sur les paramètres. Une solution intéressante consiste alors à choisir $\mu^{\theta'\theta'} = 1$, $\epsilon^{z'z'} = \left(\frac{b}{b-a}\right)^2$ et $\mu^{r'r'} = \left(\frac{r'-a}{r'}\right)^2$. Ce type de simplification supprime les valeurs infinies, demande une activité électrique uniforme dans tout le revêtement (de valeur compatible avec un diélectrique, $\epsilon^{z'z'}$ étant supérieur à 1) et ne présente d'activité magnétique que suivant une seule direction. Par ailleurs, seule la perméabilité radiale présente un gradient, dans la direction radiale, avec des valeurs comprises entre 0 (en $r' = a$) et $\left(\frac{b-a}{b}\right)^2 < 1$ (en $r' = b$).Cette simplification introduit des réflexions aux interfaces mais maintient la même déviation de faisceau que pour une cape idéale.

5.1.2 Réalisation de la cape grâce à un métamatériau à résonateurs de Mie

La première cape d'invisibilité cylindrique basée sur les équations réduites fabriquée par D. Schurig *et al.* [154] exploitait les valeurs de perméabilité entre 0 et 1 au delà de la fréquence plasma magnétique de résonateurs à anneaux fendus. La perméabilité pertinente étant celle suivant la direction radiale, les substrats comportant les SRRs étaient courbés pour former les différents niveaux cylindriques du revêtement.

Notre travail sur le sujet de l'invisibilité a pour objectif premier d'étudier les possibilités offertes par l'utilisation de résonateurs de Mie en lieu et place des résonateurs à anneaux fendus, notamment en termes de montée en fréquence de fonctionnement. Après avoir présenté la procédure de dimensionnement utilisée, nous étudierons les performances du dispositif.

Notons que dans cette section, nous utiliserons la notation (r, θ, z) pour le systèmes de coordonnées cylindriques dans l'espace réel, et non (r', θ', z') comme précédemment.

5.1.2.1 Dimensionnement des résonateurs

Pour ce dimensionnement, la fréquence de fonctionnement visée est autour de 500 GHz. De manière à respecter les critères d'homogénéisation, nous avons besoin d'un diélectrique à forte permittivité pour les résonateurs de Mie. En effet, la fréquence de résonance fondamentale, associée à une activité magnétique, est alors rejetée vers les longueurs d'onde très grandes devant la taille des résonateurs. Nous considérerons ici le matériau ferroélectrique $\mathrm{Ba}_x\mathrm{Sr}_{1-x}\mathrm{TiO}_3$, avec une permittivité et une tangente de pertes respectivement de 200 et 2.10^{-2}. Ces valeurs sont accessibles lorsque la proportion x est de l'ordre de 0,5 [37].

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la perméabilité μ^r présente un gradient dans la direction radiale et requiert donc une modification progressive du dimensionnement. Dans le cadre de cette étude, nous avons choisi de modifier la géométrie des résonateurs (et non la permittivité du BST). Plus précisément nous nous limitons à une modification du diamètre des résonateurs cylindriques, ce paramètre étant directement relié à leur fréquence de résonance.

Etant donné que nous souhaitions être en mesure de simuler l'ensemble du dispositif avec sa microstructure dans un logiciel par éléments finis, nous avons choisi de limiter son étendue totale, avec un rayon extérieur $b = 560$ μm et un ratio b/a entre les rayons extérieur et intérieur égal à 2. Avec un tel dimensionnement global on peut choisir 7 niveaux de 40 μm d'étendue dans la direction radiale. Dans les directions θ et z nous retiendrons 50 μm pour toutes les cellules. A l'intérieur de ces cellules on place les résonateurs de Mie cylindriques, avec l'axe orienté dans la direction radiale.

On notera que lorsque l'on organise les cellules en couches circulaires on déforme leurs dimensions (la cellule élémentaire devient trapézoïdale), mais cette déformation reste minime, grâce au rapport important entre la taille totale du dispositif (et donc son rayon de courbure) et celle des cellules. De même, les cellules sont suffisamment petites pour que l'on puisse toujours approximer une circonférence par un nombre entier de cellules de 50 μm. Enfin, on remarquera qu'il n'est pas nécessaire d'aligner les cylindres appartenant à des couches successives. En effet, si les conditions d'homogénéisation sont respectées, les paramètres effectifs à l'intérieur de chaque couche sont invariants par rotation des couches les unes par rapport aux autres.

Pour déterminer les dimensions des résonateurs, on réalise une étude paramétrique sur le diamètre et on extrait les paramètres effectifs des cellules (par intégration des champs). Les figures 5.2 et 5.3 présentent un des résultats obtenus, pour un diamètre de 34 μm. Signalons que la hauteur des cylindres n'a qu'un effet limité sur la perméabilité et sur la permittivité effectives de la cellule. De manière à éviter les phénomènes de couplages entre les différents niveaux on choisit une hauteur de 30 μm, et donc un écart radial de 20 μm entre les résonateurs.

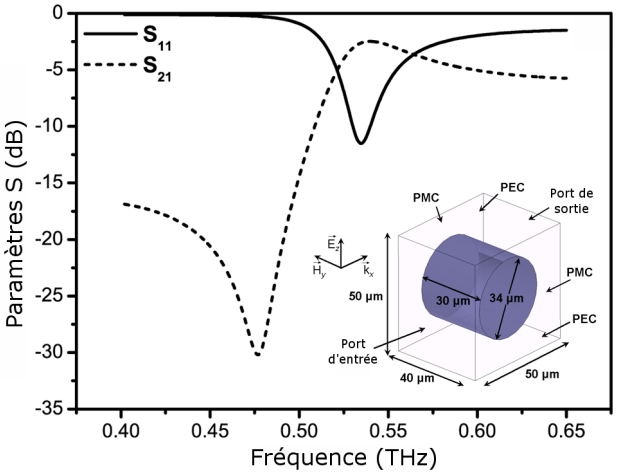

FIGURE 5.2 – Spectres de transmission et de réflexion en amplitude simulés pour la cellule élémentaire présentée en insert.

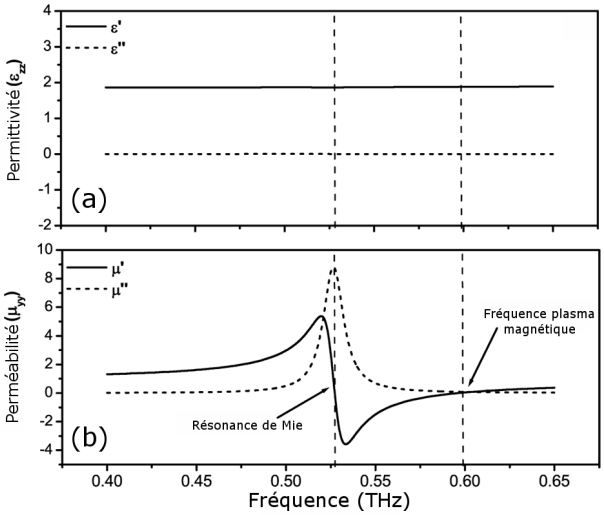

FIGURE 5.3 – Spectres de permittivité (a) et de perméabilité (b) complexes (parties réelles en traits continus et parties imaginaires en pointillés) extraits par intégration des champs sur la simulation de la cellule élémentaire représentée sur la figure 5.2.

A l'issue de l'étude paramétrique sur le diamètre des cylindres, on retient une évolution de 34

à 40 μm par pas de 1 μm et une fréquence de fonctionnement de 580 GHz. La figure 5.4 montre les paramètres effectifs à la fréquence de fonctionnement pour les 7 couches du revêtement.

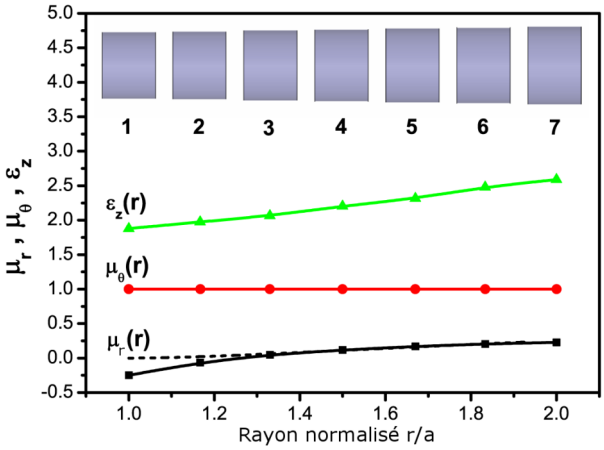

FIGURE 5.4 – Paramètres matériau à la fréquence de fonctionnement (580 GHz) en fonction de la position dans le revêtement, pour le dimensionnement retenu. Pour chacune des 7 couches le cylindre constituant la cellule élémentaire est représenté au-dessus des courbes. Pour le paramètre μ_r, la courbe en pointillés indique les paramètres initialement visés.

On remarque deux imperfections dans les paramètres effectifs, par rapport aux valeurs requises par les équations réduites :

1. ϵ_z est proche de 2 et non de $\left(\frac{b}{b-a}\right)^2 = 4$ (avec de plus une légère dispersion, due à la variation de volume de BST induite par la variation de diamètre).
2. μ_r est légèrement négatif dans les deux couches les plus profondes.

5.1.2.2 Simulation du dispositif complet

Sur la base de ce dimensionnement nous avons réalisé une simulation du comportement du dispositif complet soumis à une onde incidente plane [155]. A notre connaissance, ce type de simulation n'avait jamais été réalisé auparavant pour une cape d'invisibilité, les études numériques antérieures se limitant à des simulations de structures préalablement homogénéisées. En d'autres termes la microstructuration y était remplacée par un matériau ayant les mêmes paramètres effectifs que les cellules [153].

Notons que le domaine de simulation (voir figure 5.5) ne comporte qu'une seule cellule dans la direction verticale, des conditions aux limites de type PEC permettant de la reproduire virtuellement et donc de modéliser une géométrie cylindrique. A l'inverse, les limites latérales du domaine de simulation présentent des conditions de type radiation, et non des conditions de type PMC, de manière à éviter l'influence d'un deuxième dispositif virtuel.

Enfin il faut déterminer l'objet à rendre invisible. Notre choix s'est porté sur un plot cylindrique de cuivre. Malgré ses dimensions relativement faibles devant la longueur d'onde (300 μm de dia-

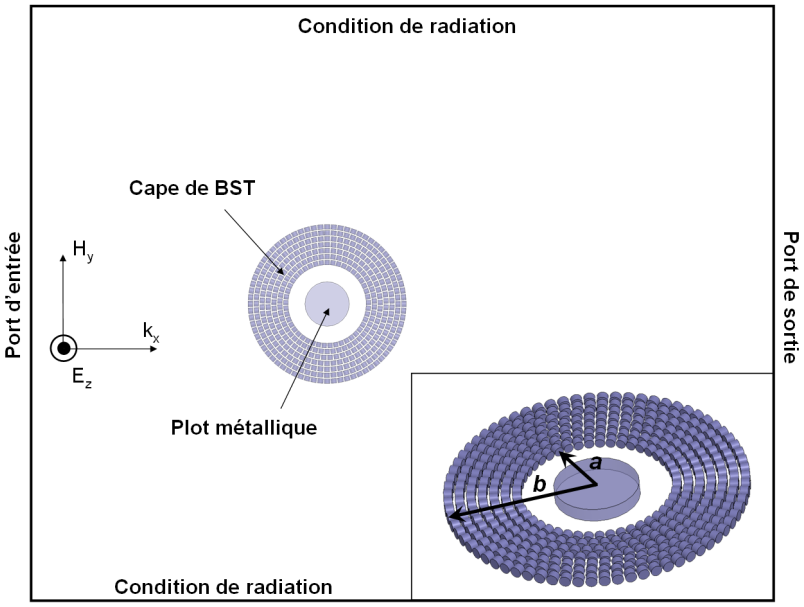

FIGURE 5.5 – Schéma à l'échelle du domaine de simulation incluant le dispositif complet, pour une illumination par une onde plane. L'insert rappelle les paramètres géométriques et l'orientation des cylindres.

mètre , soit 0,58 λ_0 à la fréquence de fonctionnement) il interagit fortement avec l'onde incidente en raison de sa nature métallique.

5.1.3 Évaluation des performances

Dans cette section nous allons étudier les performances des capes d'invisibilité cylindriques. Dans un premier temps, nous nous concentrerons sur la structure à base de résonateurs de Mie définie précédemment. Dans un second temps nous élargirons notre étude, notamment en considérant le comportement fréquentiel général de tels dispositifs.

5.1.3.1 Étude des cartes de champs

La figure 5.6 présente les cartes de champ électrique hors plan E_z obtenues pour le cylindre métallique seul et lorsque celui-ci est placé dans le revêtement précédemment défini. On peut constater une forte réduction de la perturbation introduite par le cylindre lorsque l'on ajoute la cape. En particulier l'ombre (la perturbation en aval du cylindre) est fortement réduite et on observe bien la reconstruction de fronts d'onde plans. De plus, malgré la désadaptation d'impédance induite par l'utilisation des formules réduites, la réflexion vers le port d'entrée est limitée.

Déterminer si les ondes à l'intérieur du revêtement contournent bien la zone centrale à partir de la carte de champ semble plus difficile. En effet, celle-ci est dominée localement par les concentrations de champs dans les cylindres de BST correspondant au mode résonant. En d'autres termes,

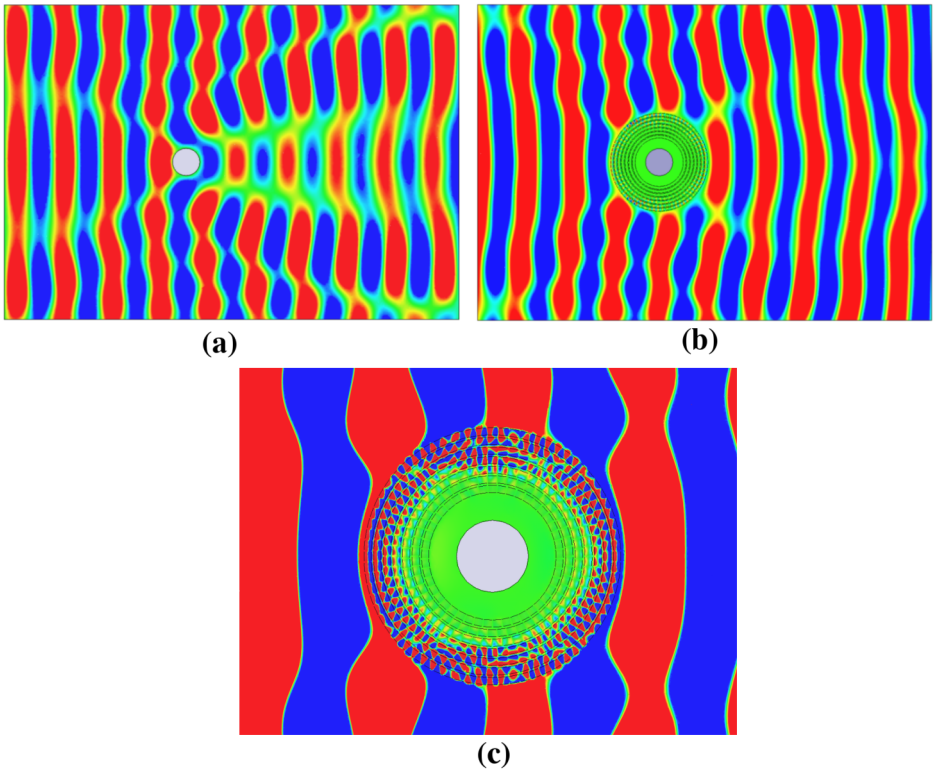

FIGURE 5.6 – Cartes de champ électrique hors plan (E_z) normalisé à la fréquence de fonctionnement pour (a) le cylindre métallique seul et (b) le même cylindre muni du revêtement d'invisibilité. (c) Détail de la seconde simulation, montrant les concentrations de champ à l'intérieur de chaque résonateur. (N.B. : les valeurs négatives et positives sont respectivement en bleu et en rouge mais chaque carte est saturée pour mettre en valeur les fronts d'onde.)

nous voyons clairement le champ correspondant aux ondes stationnaires dans chaque cylindre mais très peu le champ propagatif sensé contourner la zone centrale.

Néanmoins, l'absence de champ dans la zone comprise entre la limite intérieure de la cape et le plot métallique, ainsi que la reconstruction des fronts d'onde immédiatement en sortie du dispositif, nous incitent à penser que le dispositif accomplit bien la fonction d'invisibilité de la façon prévue par la méthode de l'optique de transformation.

5.1.3.2 Robustesse vis-à-vis du désordre

Dans cette partie nous étudierons la tolérance aux imprécisions de dimensionnement et de positionnement des résonateurs, ces étapes pouvant s'avérer délicates compte-tenu des dimensions considérées.

En ce qui concerne le désordre en positionnement, nous nous basons sur une étude préliminaire qui a été réalisée pour des barreaux carrés de BST de permittivité 300 présentant une première fréquence de résonance à 3,1 GHz. La cellule de base 2D est un carré de côté $a = 6$ mm, contenant un carré de BST de 4 mm de côté. On aligne 51 cellules de ce métamatériau (avec des conditions

de périodicité sur les côtés) et on introduit le désordre de positionnement avec comme seules contraintes d'inclure les 51 carrés dans le domaine sans qu'ils se chevauchent. La figure 5.7 présente la structure obtenue ainsi que la carte de champ électrique à 3,1 GHz lorsque l'alignement de cellules est illuminé par une onde plane. Pour vérifier que le comportement de l'ensemble n'a pas été modifié par l'introduction du désordre, on peut appliquer la méthode d'extraction du diagramme de dispersion par transformée de Fourier spatiale présentée au 2.3.3.1 (*Spatial Fourier Transform*, SFT). Cette méthode est ici bien adaptée en raison de la grande étendue du domaine de simulation ainsi que de la difficulté d'y définir une cellule élémentaire.

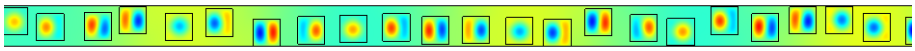

FIGURE 5.7 – Carte de champ électrique hors plan normalisé dans une partie de l'alignement de 51 barreaux de BST incluant un désordre de positionnement, à 5 GHz.

La figure 5.8 présente le résultat obtenu, en termes de dépendance fréquentielle de la partie imaginaire de la constante de propagation normalisée $\beta a/\pi$, cette grandeur étant directement liée à la position du pic de SFT. La discrétisation des valeurs visible sur la courbe est liée à l'utilisation d'une transformée de Fourier et non à un phénomène physique (la résolution en fréquence spatiale dépend de la longueur du domaine simulé). Par ailleurs, on a représenté l'inverse de l'amplitude du pic en fonction de la fréquence, cette grandeur permettant de visualiser, en première approximation, les limites des bandes passantes et interdites.

On remarque un très bon accord avec le résultat d'inversion de Fresnel sur une cellule, qui correspond à une situation parfaitement ordonnée, et ce jusqu'à la fréquence du second mode résonant (4,8 GHz). Ce type de résultat incite à penser que les métamatériaux à base de résonateurs de Mie sont très peu affectés par les variations de périodicité. En d'autres termes, les paramètres effectifs du métamatériau dépendent uniquement de la géométrie des résonateurs et de leur densité volumique dans la matrice.

Sur la base de ces résultats nous avons réalisé une nouvelle simulation de notre cape d'invisibilité en introduisant à la fois un désordre de positionnement par déplacement aléatoire des cylindres d'au maximum 5 μm et un désordre de dimensionnement par variation aléatoire de leurs diamètres d'au maximum 1%. La figure 5.9 présente la microstructuration avant et après l'introduction des désordres.

Les paramètres S relevés au niveau des ports, présentés sur la figure 5.10, indiquent que la fréquence de fonctionnement, caractérisée par un maximum de la transmission et un minimum de la réflexion, s'est vue déplacée de 10 GHz par l'introduction du désordre.

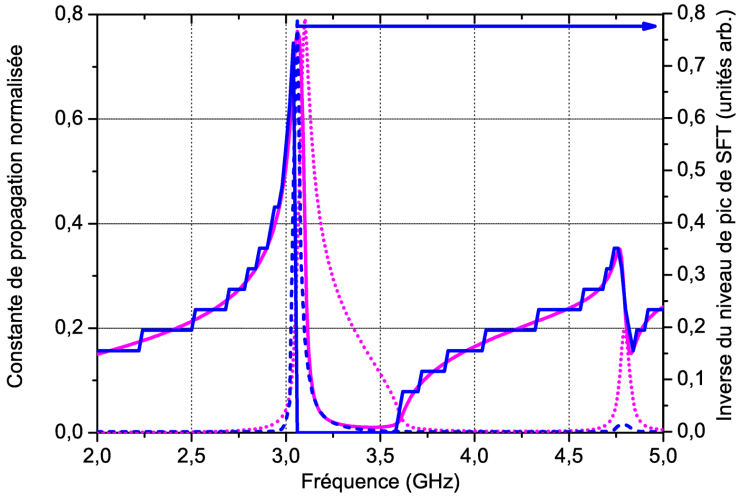

FIGURE 5.8 – Évolution de la constante de propagation complexe en fonction de la fréquence, calculée par inversion de Fresnel (en rose, partie imaginaire en trait continu et partie réelle en pointillés) et par SFT en incluant un désordre de positionnement (partie imaginaire en trait continu bleu). La courbe en pointillés bleus indique l'inverse de l'amplitude du pic de SFT (échelle à droite), permettant de délimiter la bande interdite liée à la résonance.

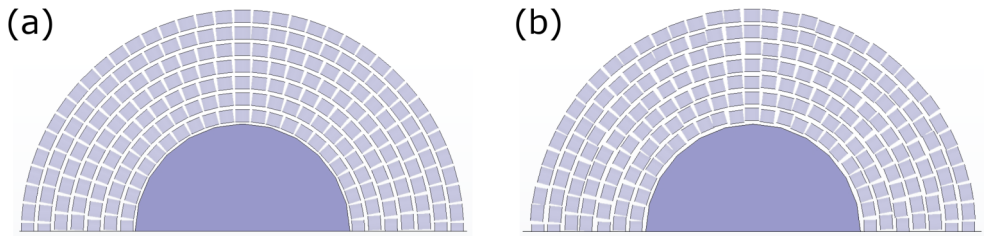

FIGURE 5.9 – Vues d'une moitié du dispositif d'invisibilité à base de résonateurs de Mie, avant (a) et après (b) introduction des désordres de positionnement et de dimensionnement.

5.1.3.3 Diagrammes de champ lointain et section radar effective

Un moyen efficace d'évaluation du fonctionnement d'un dispositif à invisibilité est la carte de champ diffracté. Il s'agit d'une représentation du champ total auquel on a soustrait le champ incident. La figure 5.11 présente trois cartes de ce type, pour un cylindre métallique, une cape d'invisibilité parfaite et une cape suivant les équations réduites. L'onde incidente étant une onde plane arrivant de la gauche du domaine, on constate que dans le premier cas nous avons une réflexion pratiquement isotrope sur l'avant du cylindre et une forte « ombre » sur l'arrière. Avec la cape parfaite, la situation est très différente : le champ diffracté est parfaitement isotrope et très faible (ce qui n'est pas visible ici en raison de la normalisation du champ). Notons que ce champ est sensé être parfaitement nul dans ce cas. L'imperfection est ici due à l'impossibilité de modéliser correctement un paramètre matériau strictement infini dans un logiciel de simulation par éléments finis [156]. Dans le dernier cas on constate que la désadaptation d'impédance introduite

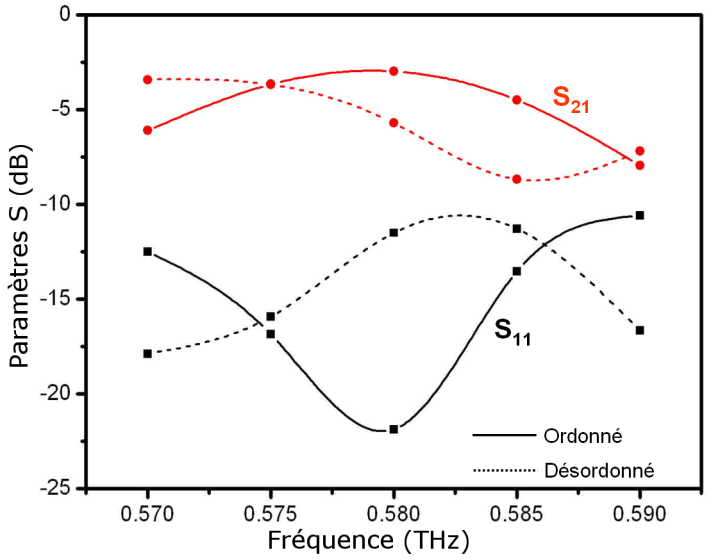

FIGURE 5.10 – Paramètres S en amplitude relevés au niveau des ports définis sur la figure 5.5, avant (traits continus) et après (pointillés) introduction du désordre représenté sur la figure 5.9.

par l'utilisation des équations réduites entraîne l'apparition de lobes secondaires.

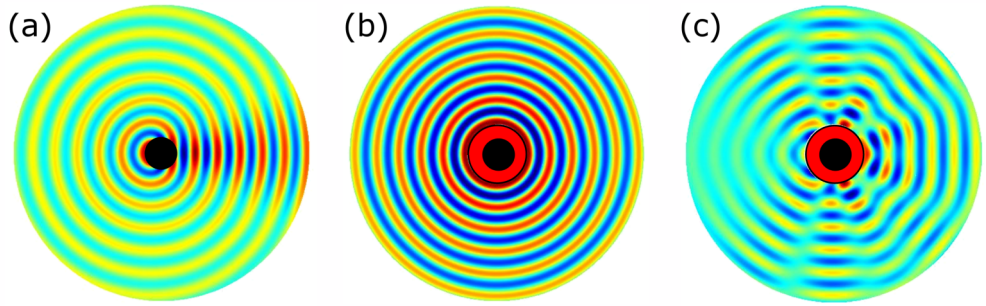

FIGURE 5.11 – Cartes de champ électrique diffracté normalisé pour (a) un cylindre métallique de rayon $a = (2/3)\lambda_0$, (b) le même cylindre dans une cape d'invisbilité idéale de rayon $b = (4/3)\lambda_0$, (c) le même cylindre dans une cape imparfaite de même rayon b respectant les équations réduites. Dans tous les cas l'objet est illuminé par la gauche.

L'invisibilité, tout comme la furtivité, est une propriété essentiellement utile dans le champ lointain de l'objet (zone où sont situés la plupart des détecteurs). Ainsi, il est intéressant de calculer, à partir du champ diffracté aux limites de notre domaine de simulation, un diagramme de champ lointain en fonction de l'angle, aussi appelé diagramme de rayonnement. La figure 5.12 présente les diagrammes obtenus pour les simulations de la figure 5.11. On retrouve les caractéristiques essentielles visibles sur les cartes de champs. La faiblesse du champ diffracté dans le cas de la cape parfaite est ici directement visible, ainsi que la présence de lobes étroits mais parfois très importants dans le cas de la cape à équations réduites. Notons que pour certaines directions spécifiques (0°, 40°, 90°), ces lobes dépassent le niveau correspondant au cylindre métallique seul.

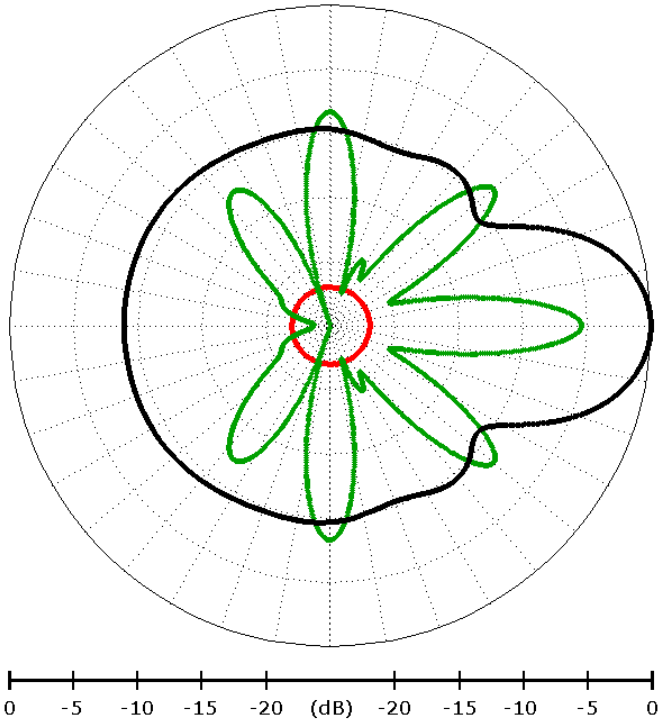

FIGURE 5.12 – Diagrammes de radiation normalisés pour les trois simulations de la figure 5.11 (cylindre métallique en noir, cape idéale en rouge et cape réduite en vert). (N.B. : La normalisation est réalisée par rapport au maximum du diagramme pour le cylindre métallique.)

Dans la suite de cette étude nous allons considérer un facteur de mérite habituel dans les études de furtivité : la section radar effective (*Radar Cross Section*, RCS) totale, qui synthétise les résultats du diagramme de rayonnement sous la forme d'une seule valeur numérique [153]. Dans notre cas, nous utiliserons la RCS totale normalisée par rapport à celle du cylindre métallique à cacher. En pratique, on intègre sur tous les angles la norme au carré du champ lointain pour le dispositif et pour le cylindre seul et on prend le rapport des deux valeurs. Ainsi une valeur de RCS normalisée supérieure à 1 signifira que le dispositif est en moyenne plus visible que le cylindre d'origine, une valeur inférieure à 1 qu'il est en moyenne moins visible, et une valeur tendant vers 0 qu'il est invisible. Notons que la RCS totale ne dépend pas dans notre cas de la direction de l'onde plane incidente, toutes nos structures étant à symétrie cylindrique.

La figure 5.13 indique le résultat obtenu pour la cape respectant les équations réduites avec $a = 280\ \mu$m et $b = 560\ \mu$m. On remarquera que, malgré l'absence de toute dispersion fréquentielle dans les paramètres matériau, la RCS totale normalisée varie légèrement en fonction de la fréquence. Ceci provient du fait que pour un objet quelconque, la RCS totale varie en fonction de la fréquence selon la nature et la taille de l'objet.

Sur la même figure on peut également voir la RCS totale normalisée pour la cape à base de résonateurs de BST. Ici nous avons réalisé ce calcul sur une structure à 7 couches homogènes reprenant les paramètres effectifs extraits précédemment, de manière à conserver un temps de

calcul raisonable sur un large spectre fréquentiel. On remarque une forte dépendance fréquentielle, due cette fois-ci essentiellement à la dispersion des paramètres matériau. En effet, en-dehors de la fréquence de fonctionnement, on s'éloigne rapidement des paramètres requis pour la fonction d'invisibilité. La structure complète est moins visible que le cylindre métallique uniquement dans une bande de 60 GHz. On notera par ailleurs un décalage de la fréquence de fonctionnement de 40 GHz par rapport à la simulation microstructurée.

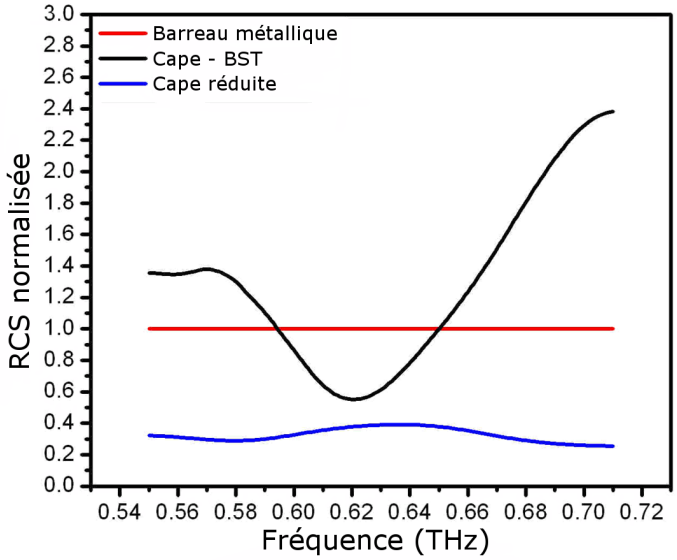

FIGURE 5.13 – Évolution fréquentielle de la RCS normalisée pour le cylindre métallique (en rouge), la cape d'invisibilité à base de cylindres de BST (en noir) et une cape respectant les équations réduites (sans dispersion).

5.1.3.4 Comportement fréquentiel

Dans cette section nous allons étudier la dépendance fréquentielle des performances des capes d'invisibilité d'un point de vue plus général. Pour ce faire, nous nous baserons sur des solutions semi-analytiques pour le champ diffracté, sous la forme de combinaisons linéaires de fonctions de Bessel [156]. Le code permettant de calculer ces solutions analytiques a été développé par le Professeur W. Park de l'Université de Boulder (Colorado) lors d'un séjour au sein du groupe DOME.

Le cas considéré ici est celui d'une cape cylindrique respectant parfaitement les équations d'invisibilité à une fréquence $f_c = 8{,}5$ GHz, avec les dimensions géométriques du prototype de la référence [154] $a = 27{,}1$ mm et $b = 58{,}9$ mm. On inclut dans le modèle une dispersion fréquentielle sur le paramètre ϵ_z. Cette dispersion est de type Drude. Plus précisément, elle suit l'équation :

$$\epsilon_z(f,r) = \left(\frac{b}{b-a}\right)^2 \frac{r-a}{r} \cdot \frac{\Gamma(f)}{\Gamma(f_c)} \quad \text{avec} \quad \Gamma(f) = 1 - \frac{{f_p}^2}{f^2 - i\gamma f} \tag{5.10}$$

Dans ce modèle f_p et γ sont respectivement une fréquence plasma et une fréquence de collision. La figure 5.14 montre le résultat du calcul analytique, sous la forme de la RCS totale en fonction de la

fréquence, pour cinq fréquences plasma différentes, de 2 à 6 GHz. À la fréquence de fonctionnement, rien ne change entre les différents cas, les paramètres étant les mêmes. En dehors de cette fréquence centrale, on peut remarquer que la bande où la structure complète est moins visible que le cylindre métallique devient extrêmement large lorsque la fréquence plasma diminue. Cet effet est dû à la variation de la dispersion. En effet, le modèle de Drude envisagé est beaucoup plus dispersif lorsque l'on se trouve juste au-dessus de sa fréquence plasma que lorsque l'on s'en éloigne.

Signalons que le choix d'une dispersion de Drude plutôt qu'une dispersion de Lorentz (liée à la résonance des SRRs ou des barreaux à résonance de Mie, par exemple) n'entraîne pas de différence fondamentale dans le comportement fréquentiel [157]. En effet, dans tous les cas nous nous plaçons au-dessus de la fréquence plasma. Dans cette zone du spectre il n'y a pas de différence importante entre un modèle de Drude et un modèle de Lorentz incluant des pertes significatives.

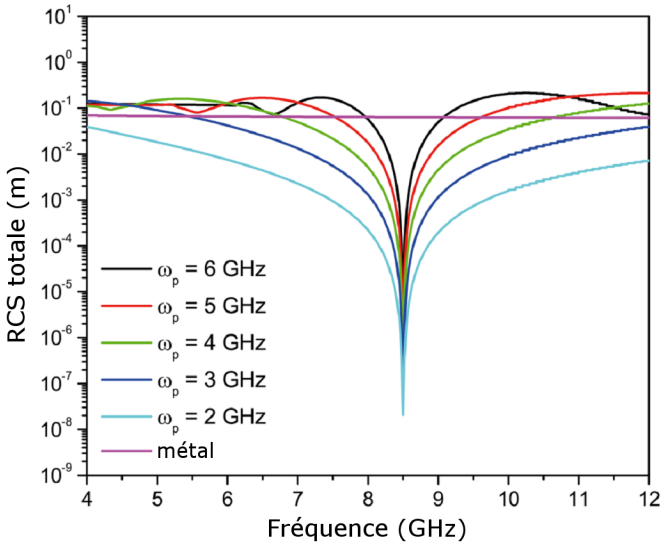

FIGURE 5.14 – Dépendance fréquentielle de la RCS totale, calculée analytiquement, pour des capes cylindriques parfaites avec une dispersion sur ϵ_z suivant l'équation 5.10 et une fréquence plasma variant de 2 à 6 GHz, ainsi que pour le cylindre métallique seul.

De manière à mettre en valeur l'importance de la dispersion des paramètres matériau, on peut également faire varier à la fois la fréquence de fonctionnement f_c et la fréquence plasma f_p en leur appliquant un facteur multiplicateur identique. La figure 5.15 indique les résultats de calcul analytique obtenus pour des facteurs de 0,5, 1 et 2. La largeur de bande (absolue) ne varie pas, ce qui confirme qu'elle est bien directement reliée à la dispersion du matériau. Notons cependant que la largeur de bande relative (largeur absolue divisée par la fréquence de fonctionnement) est inversement proportionnelle au facteur appliqué.

Cette variation est en réalité équivalente à une multiplication de la taille du système. En effet, en raison de la linéarité des équations de Maxwell, on a des comportements identiques lorsque l'on multiplie toutes les grandeurs géométriques et que l'on divise toutes les fréquences par un même facteur. Cette règle de linéarité inclut également la dispersion : tout changement d'échelle doit se faire à gradient de permittivité normalisé $f\dfrac{d\epsilon_z}{df}$ constant (dans notre cas où c'est le seul paramètre

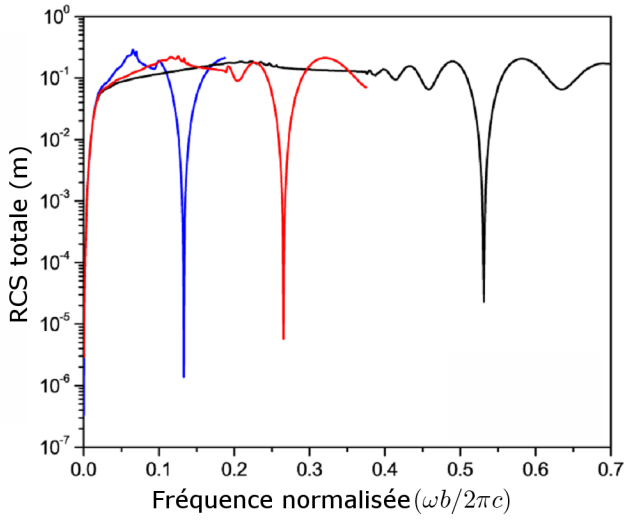

FIGURE 5.15 – Dépendance fréquentielle de la RCS totale, calculée analytiquement, pour des capes cylindriques parfaites avec une dispersion sur ϵ_z suivant l'équation 5.10 et des fréquences de fonctionnement et plasma respectivement de 8,5 et 6 GHz (en rouge), multipliées par 2 (en noir) et divisées par 2 (en bleu).

dispersif). Ainsi, le changement de fréquence à taille constante considéré ici est équivalent à un changement de taille à fréquence identique, la dispersion étant constante.

Il est également possible d'étudier la dépendance fréquentielle de la RCS totale pour une cape d'invisibilité cylindrique suivant les équations réduites définies au 5.1.1.2 et dans laquelle on introduit une dispersion fréquentielle du même type que précédemment mais cette fois sur le paramètre μ_r. Avec les équations réduites, nous ne disposons plus d'une solution analytique pour le champ diffracté. Nous devons donc nous tourner de nouveau vers des simulations numériques de la structure.

La figure 5.16(a) présente le résultat pour trois tailles de système différentes. Notons qu'à chaque fois la RCS est normalisée par rapport à celle d'un cylindre correspondant à l'objet effectivement caché. On remarque que la largeur de bande relative dépend fortement de l'échelle du système. En réalité, comme le montre la figure 5.16(b), elle est inversement propotionnelle à l'échelle, ce qui rejoint la conclusion précédente sur la cape parfaite. On peut dire que malgré l'utilisation d'une valeur de RCS normalisée, la taille réelle de l'objet caché influe dans l'évaluation des performances du système.

L'ensemble de ces résultats met en valeur l'importance de la dispersion des paramètres effectifs au voisinage de la fréquence de fonctionnement, ainsi que celle de l'échelle des systèmes considérés dans l'évaluation de leur performance.

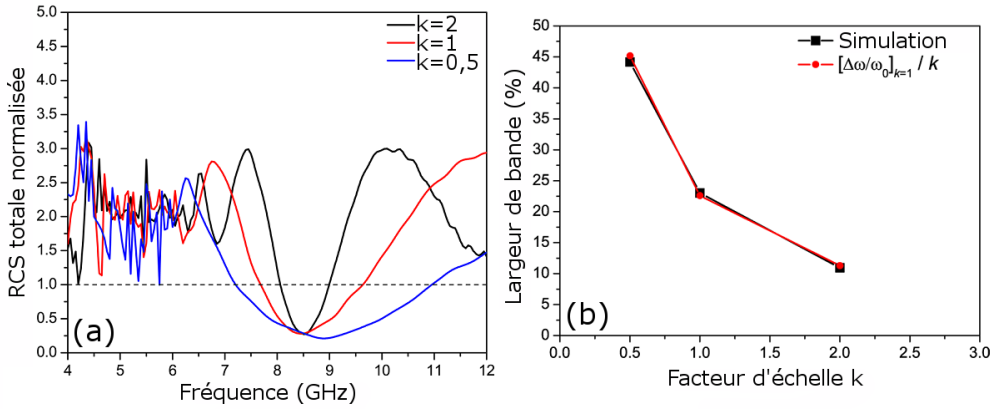

FIGURE 5.16 – (a) Dépendance fréquentielle de la RCS totale normalisée, calculée numériquement, pour des capes cylindriques respectant les équations réduites, avec les dimensions géométriques originales (en rouge), divisées par 2 (en bleu) et multipliées par 2 (en noir). (b) Largeur de bande relative en fonction du facteur d'échelle, extraite des simulations (en noir) et calculée à partir de l'unique simulation à l'échelle 1, en divisant par le facteur d'échelle.

En conclusion de ces études sur les capes d'invisibilité, nous pouvons dire que s'il est désormais envisageable d'accroître les fréquences de fonctionnement et les performances par diverses optimisations, nous restons toujours limités par les trois écueils importants que sont :

1. la nécessité d'utiliser des matériaux à paramètres compris entre 0 et 1, nécessairement dispersifs,
2. la nécessité de disposer d'un métamatériau à permittivité et perméabilité anisotropes et contrôlables individuellement pour respecter les équations parfaites,
3. le changement de topologie inclus dans la transformation, qui introduit des paramètres divergents.

Récemment, un dispositif a été proposé par J. B. Pendry [158], permettant d'éviter ces trois problèmes mais ne fonctionnant que dans une situation très particulière. En effet, il s'agit d'un revêtement ne permettant de rendre invisible qu'un objet plaqué sur la surface d'un miroir. Tout observateur extérieur perçoit la réflexion spéculaire sur le miroir comme si l'objet et le revêtement présents sur sa surface n'existaient pas. Étant donné que l'objet à cacher est situé entre le revêtement et la surface du miroir, on peut dire de façon imagée qu'il est « caché sous le tapis ». Après une première réalisation expérimentale dans la gamme micro-onde [159], un prototype a récemment été fabriqué et caractérisé dans la gamme optique [160]. L'adaptation rapide de ce dispositif aux fréquences optiques, par rapport aux capes d'invisibilité plus classiques, met bien en évidence l'importance du handicap causé par les trois difficultés citées.

5.2 Hyperlentille et dispositifs apparentés

Nous allons maintenant nous intéresser à une autre classe de dispositifs qui peuvent bénéficier de la méthode de conception de l'optique de transformation : les hyperlentilles.

5.2.1 Définition du concept d'hyperlentille

L'étude qui va suivre concerne des dispositifs optiques opérant sur des données de champ proche. En pratique, il s'agit d'images comportant des détails arbitrairement fins. La transformée de Fourier spatiale de telles images présente des vecteurs d'onde transverses très importants (leur taille est inversement proportionnelle à l'échelle des détails), dont la norme dépasse largement le cône de lumière des matériaux usuels. En appliquant les règles de réfraction, on sait que ces vecteurs d'onde à composante transverse importante auront, dans tout matériau usuel, une composante imaginaire dans la direction perpendiculaire à l'interface. En d'autres termes, les détails de l'image les plus fins seront portés par des ondes évanescentes. Les dispositifs optiques usuels ne traitant pas ces composantes évanescentes, elles sont perdues, ce qui explique la présence d'une limite de résolution, dite limite de Rayleigh.

Plusieurs stratégies sont possibles pour exploiter les données de champ proche. Dans une superlentille plane, l'idée est de les amplifier à l'intérieur du dispositf, de manière à les retrouver à leur niveau initial au niveau du deuxième point focal. Cependant, ce point focal doit se trouver lui-même dans le champ proche de la lentille. En d'autres termes on a « simplement » déplacé le champ proche d'un plan focal vers un autre. Pour déplacer le champ proche sur une distance plus importante, on peut imaginer une structure enchaînant une multitude de superlentilles planes [161] mais en bout de chaîne il faut toujours avoir recours à un système de détection de champ proche.

Une autre stratégie consiste à réaliser dans le dispositif optique le même type d'opération que dans un microscope de champ proche de type SNOM : convertir l'information évanescente de champ proche en information propagative de champ lointain. Pour ce faire, le plus simple est de rechercher un dispositif agrandissant les images de champ proche de manière à amener leurs détails fins au-dessus de la limite de Rayleigh. L'image magnifiée obtenue est alors manipulable avec un système optique classique. Bien évidemment, le point critique réside dans la conservation, *à l'intérieur du dispositif*, des composantes évanescentes.

5.2.1.1 L'hyperlentille : une lentille à dispersion hyperbolique

Le concept d'hyperlentille, initialement développé par Z. Jacob *et al.* [162], repose sur l'exploitation des relations de dispersion hyperboliques, présentes dans les métamatériaux possédant des paramètres matériau de signes opposés dans deux directions orthogonales. Considérons par exemple un métamatériau sans activité magnétique mais avec $\epsilon^{xx} = 1$ et $\epsilon^{yy} = -1$. En polarisation TM la relation de dispersion est :

$$\frac{{k_x}^2}{\epsilon^{yy}} + \frac{{k_y}^2}{\epsilon^{xx}} = -{k_x}^2 + {k_y}^2 = \frac{\omega^2}{{c_0}^2} \tag{5.11}$$

Imaginons maintenant une interface en $y = 0$ entre l'air et ce métamatériau et une image de champ proche incidente. Quel que soit le vecteur d'onde transverse k_x de la composante considérée dans l'image incidente, elle se propagera à l'intérieur de l'hyperlentille avec un vecteur d'onde réel dans la direction normale $k_y = \sqrt{\omega^2/{c_0}^2 + {k_x}^2}$.

La fonction de conservation des informations de champ proche étant assurée, il s'agit maintenant d'y ajouter la fonction d'agrandissement. Pour se faire, on « déforme » la géométrie de l'anisotropie pour passer à un système cylindrique, en courbant les interfaces du système. En effet, dans ce type de géométrie, les distances transverses augmentent lorsque l'on progresse dans la direction radiale. Ainsi, au fur et à mesure de la propagation, l'image s'agrandit, et ses détails les plus fins finissent par dépasser la limite de Rayleigh.

5.2.1.2 Importance du choix des paramètres matériau

Néanmoins, ces conditions ne suffisent pas pour obtenir un véritable système d'imagerie. En effet, nous devons non seulement conserver l'information contenue dans les détails de l'image, mais également éviter de déformer cette image, de manière à pouvoir la traiter ultérieurement. Avec une dispersion à contour hyperbolique mal choisie, on peut aboutir à des déformations extrêmes. Le problème réside en fait dans la direction de propagation des composantes de l'image incidente : pour chaque composante , elle est donnée par la normale au contour isofréquence. La dispersion étant hyperbolique, pour l'essentiel du spectre des vecteurs d'onde on a une propagation dans les directions normales aux deux asymptotes.

Les conditions supplémentaires à respecter sont mises en valeur dans l'étude de A. Salandrino *et al.* [163]. Elles consistent à choisir (toujours pour un cas TM) une permittivité tangentielle à l'interface (ϵ^{xx} dans le cas présenté précédemment) très proche de zéro et très petite devant la permittivité normale (ϵ^{yy}). De cette manière, on obtient une dispersion hyperbolique « aplatie ». Les asymptotes sont alors pratiquement confondues avec l'axe parallèle à l'interface. Ainsi, quelle que soit la valeur du vecteur d'onde transverse, on a une propagation dans la direction normale avec un déphasage négligeable. Avec une telle propagation on peut obtenir une « copie parfaite » du champ entre l'interface d'entrée et celle de sortie.

Pour évaluer l'importance de ces conditions supplémentaires, nous allons exploiter des simulations de lames homogènes de matériaux anisotropes. Dans tous les cas il s'agit de simulations 2D en polarisation TM et on considère une image simple sous la forme d'une gaussienne de largeur $\lambda_0/17,5$, placée sur la limite inférieure d'une lame de matériau d'une épaisseur λ_0. Quatre cas sont considérés. Le premier correspond aux paramètres effectifs de la structure décrite dans la référence [162]. Notons qu'elle remplit naturellement les deux conditions supplémentaires, avec une valeur de permittivité très basse dans la direction transverse et très petite devant celle dans la direction normale. Les trois autres cas normalisent à 1, soit une, soit les deux valeurs de permittivité. On a donc un cas où la permitivité transverse n'est plus très petite, un cas où elle l'est effectivement mais où la permitivitté normale n'est plus très grande, et un cas où aucune des deux conditions n'est remplie. Soulignons que dans tous les cas on conserve la nature hyperbolique de la relation de dispersion. La figure 5.17 présente les paramètres matériau et les contours isofréquences pour les quatre cas considérés, à la fréquence de fonctionnement. À titre de comparaison, le cercle correspondant à la propagation dans le vide a également été reproduit.

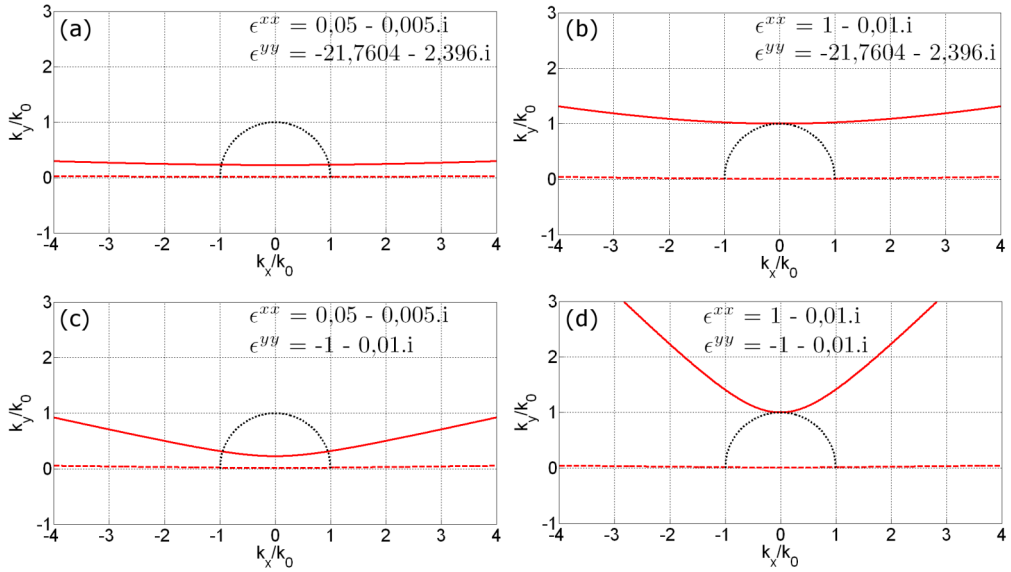

FIGURE 5.17 – Contours isofréquences pour les quatre cas de matériaux à relation de dispersion hyperbolique simulés, à la fréquence de fonctionnement : partie réelle (trait continu rouge) et imaginaire (tirets rouges) de k_y en fonction de k_x. Le cercle correspondant au cône de lumière est reproduit à titre de comparaison (pointillés noirs). Tous les vecteurs d'onde sont normalisés par rapport à la norme du vecteur d'onde dans le vide k_0.

La figure 5.18 montre les résultats de simulation, sous la forme de cartes de l'amplitude du champ magnétique (hors plan) et de relevés du flux traversant les interfaces d'entrée et de sortie des lames. On peut constater que seul le premier cas permet de remplir correctement la fonction de copie de l'image d'une interface à l'autre. Dans tous les autres cas on a une déformation très importante de la gaussienne initiale. Dans les deux derniers cas on peut distinguer nettement la formation de deux rayons qui suivent les directions normales aux deux asymptotes du contour isofréquence hyperbolique. Notons par ailleurs que la désadaptation d'impédance de ces matériaux donne lieu à des réflexions internes multiples.

5.2.2 L'hyperlentille généralisée

Nous avons pu voir que le concept d'hyperlentille n'est pas à l'origine basé sur l'optique de transformation. Néanmoins, on peut percevoir une certaine proximité des stratégies employées, particulièrement dans l'ajout d'une courbure permettant de « dilater » transversalement les images. Dans la suite nous allons reprendre le raisonnement depuis le début et utiliser une série de deux transformations pour réaliser une hyperlentille. Nous verrons que la structure résultante présente (asymptotiquement) la même géométrie que celle des hyperlentilles classiques, mais que la méthode de conception par optique de transformation nous permet d'une part de mieux comprendre l'importance des conditions supplémentaires évoquées précédemment, et d'autre part d'envisager d'autres fonctions, susceptibles de donner naissance à une classe de dispositifs optiques opérant sur le champ proche.

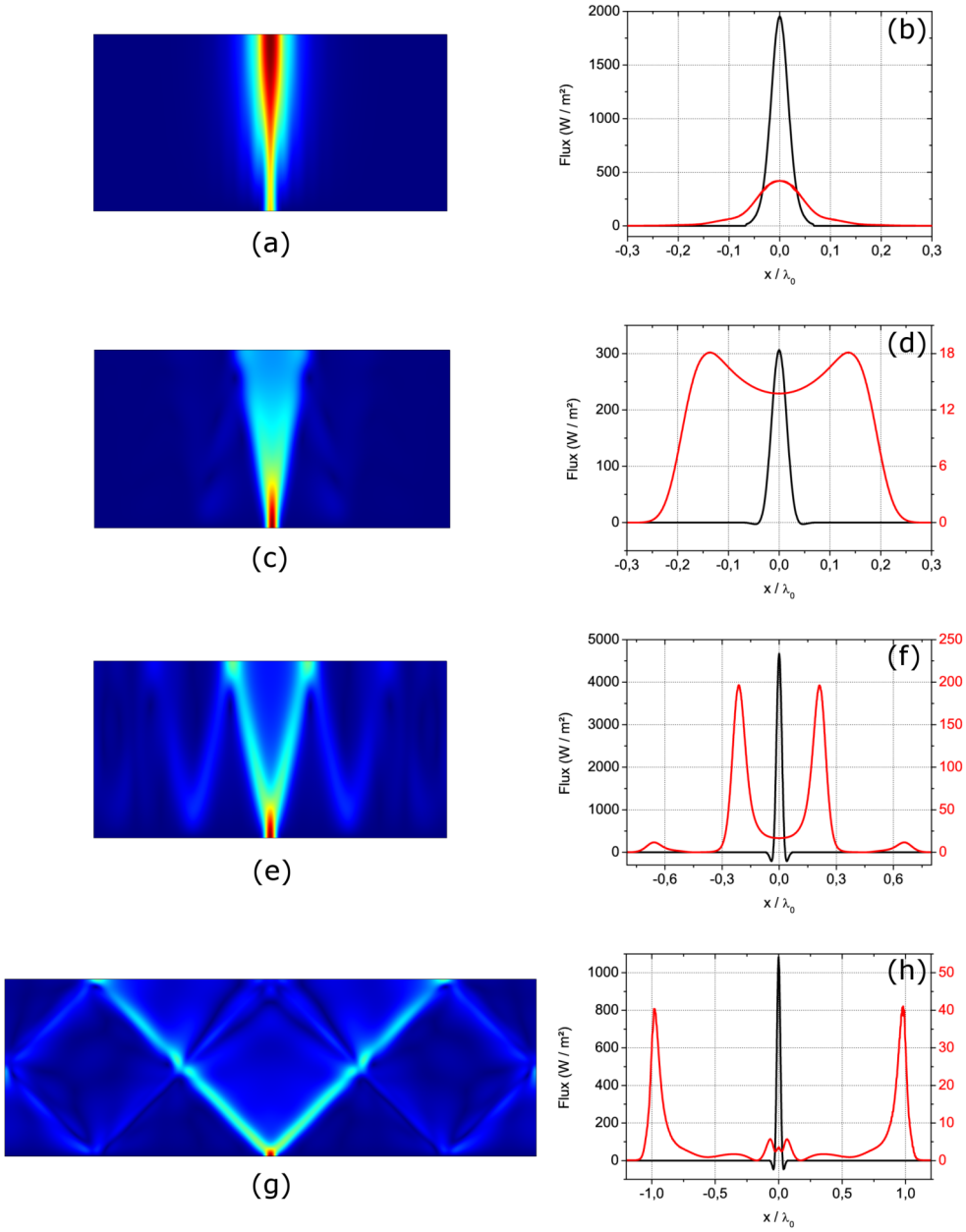

FIGURE 5.18 – Cartes d'amplitude du champ magnétique pour les quatre matériaux présentés sur la figure 5.17 (a, c, e, g) et relevés correspondants des flux aux interfaces d'entrée (en noir) et de sortie (en rouge) (b, d, f, h).

5.2.2.1 Superposition de deux fonctions de transformation

Les dispositifs que nous allons décrire comportent deux interfaces, l'une d'entrée et l'autre de sortie. Ils doivent accomplir deux fonctions élémentaires :

1. Entre les deux interfaces, la propagation des ondes doit sauvegarder les informations de

champ proche présentes dans le champ à l'entrée.

2. Une fonction choisie préalablement doit être appliquée aux champs entre l'entrée et la sortie.

En d'autres termes, il s'agit de dispositifs d'optique classiques modélisables sous la forme d'une fonction de transfert dans l'espace de Fourier, mais avec la propriété supplémentaire de ne pas présenter de valeur de vecteur d'onde transverse limite au delà de laquelle la propagation est fortement évanescente. D'ores et déjà, on peut dire que si un dispositif d'optique de transformation permet de réaliser ces deux fonctions élémentaires, il appartiendra à la deuxième catégorie définie au 2.4.2.1.

De la même façon que pour les hyperlentilles classiques, on fait, à ce stade, le choix de réaliser les deux fonctions élémentaires *successivement* : une première transformation assurera une propagation sans limite de diffraction, et on lui superposera une deuxième transformation pour appliquer la fonction choisie sur le champ proche entre les deux interfaces.

5.2.2.2 Première transformation : propagation du champ proche

Pour la première fonction, nous allons exploiter une idée simple [164] : par définition, la fonction de transfert optique d'une lame de matériau d'épaisseur *nulle* et adapté en impédance est unitaire, quel que soit le vecteur d'onde transverse considéré. De manière plus réaliste, on peut dire qu'elle tend vers 1 lorsque l'épaisseur tend vers 0. Par conséquent, si on réalise un dispositif adapté en impédance qui dans l'espace transformé est d'épaisseur tendant vers 0, on réalisera la fonction de sauvegarde des informations de champ proche.

Soit (x, y, z) le repère cartésien dans l'espace d'origine et (x', y', z') celui dans l'espace transformé. Dans l'espace d'origine l'interface d'entrée et l'interface de sortie sont situées respectivement en $y = a$ et $y = a + \frac{b}{c}$ avec $c \to \infty$. On suppose à ce stade que le dispositif n'est pas borné en x. La fonction de transformation est la suivante :

$$y \in \left[a; a + \frac{b-a}{c}\right] \Rightarrow \begin{cases} x' = x \\ y' = c(y-a) + a \\ z' = z \end{cases} \quad \text{avec} \quad c \to \infty \tag{5.12}$$

Comme prévu, il s'agit bien d'une transformation du type « imbriquée », l'interface de sortie passant de $y = a + \frac{b}{c}$ à $y' = b$ lors de la transformation. Pour un cas 2D TM (champ magnétique suivant z), les paramètres matériau pertinents sont :

$$\begin{cases} \epsilon^{x'x'} = \epsilon^{xx}/c \\ \epsilon^{x'y'} = \epsilon^{y'x'} = 0 \\ \epsilon^{y'y'} = \epsilon^{yy}c \\ \mu^{z'z'} = \mu^{zz}/c \end{cases} \tag{5.13}$$

Vérifions la métrique de cette transformation (en considérant de l'air dans l'espace d'origine) :

$$|e_x| = \sqrt{\langle e_x|e_x\rangle} = 1 \quad , \quad |e_y| = \sqrt{\langle e_y|e_y\rangle} = c^2, \quad |e_z| = \sqrt{\langle e_z|e_z\rangle} = 1 \tag{5.14}$$

Le dispositif ne satisfait donc pas la condition d'adaptation de Pendry. Par contre, il satisfait la condition empirique simplifiée annoncée au 2.4.3, les métriques dans les directions transverses à l'interface étant unitaires. Une simple simulation telle que celle présentée sur la figure 5.19 permet de vérifier l'absence de réflexion.

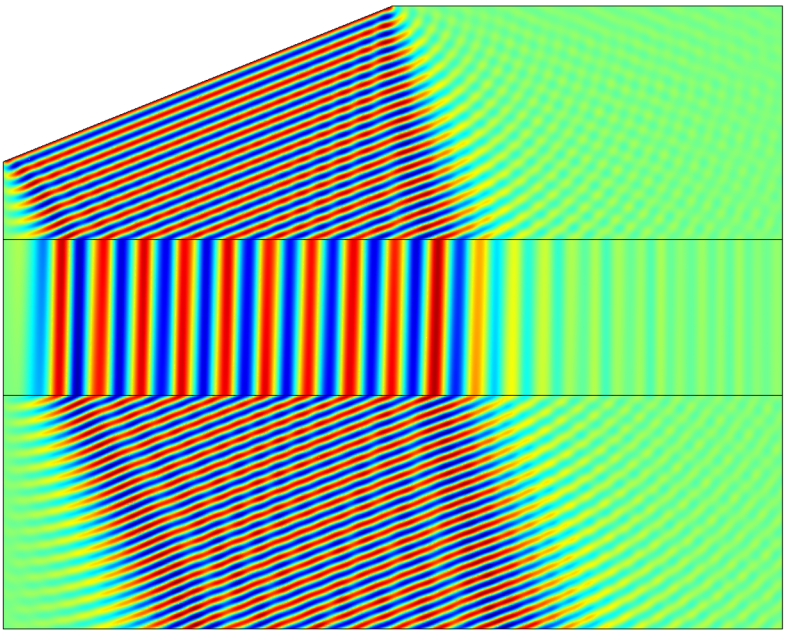

FIGURE 5.19 – Carte de champ magnétique hors plan normalisé pour un dispositif basé sur l'équation 5.12 illuminé en incidence oblique (longueur d'onde dans le vide λ_0), le port d'injection étant situé en haut à gauche. Les paramètres caractéristiques sont ici : $b - a = 10\lambda_0$, $c = 100$ et de l'air dans l'espace d'origine.

Si le matériau dans l'espace d'origine est de l'air, la relation de dispersion à l'intérieur du matériau est :

$$k_{x'}{}^2 + c^2 k_{y'}{}^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2} \tag{5.15}$$

Au premier abord on pourrait penser que ce matériau a le même comportement que l'air en ce qui concerne la limite de diffraction : lorsque $k_{x'}$ est réel et supérieur à ω/c_0, $k_{y'}$ devient purement imaginaire, ce qui correspond à une transmission par évanescence. La différence vient de la valeur de cette évanescence :

$$k_{x'} > \frac{\omega}{c_0} \Rightarrow k_{y'} = \frac{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_0{}^2} - k_{x'}{}^2}}{c} = \frac{i\sqrt{\left|\frac{\omega^2}{c_0{}^2} - k_{x'}{}^2\right|}}{c} \tag{5.16}$$

Puisque $c \to \infty$, cette évanescence est négligeable. Ainsi la transmission tend vers 1, même pour des valeurs du vecteur d'onde transverse très importantes.

Considérons maintenant un matériau hyperbolique simple dans l'espace d'origine, avec les pa-

ramètres suivants :

$$\epsilon^{xx} = 1 \quad ; \quad \epsilon^{yy} = -1 \quad ; \quad \mu^{zz} = 1 \tag{5.17}$$

La relation de dispersion dans le dispositif final devient :

$$-{k_{x'}}^2 + c^2 {k_{y'}}^2 = \frac{\omega^2}{{c_0}^2} \tag{5.18}$$

et par conséquent :

$$k_{y'} = \frac{\sqrt{\frac{\omega^2}{{c_0}^2} + {k_{x'}}^2}}{c} \tag{5.19}$$

qui est réel quelque soit $k_{x'}$ réel mais qui tend également vers 0.

Pour résumer, on peut dire que pour les vecteurs d'onde transverses supérieurs à la limite de Rayleigh, on a dans le premier cas une partie imaginaire de k_y négligeable et une partie réelle nulle, alors que dans le second cas on a une partie imaginaire nulle et une partie réelle négligeable. Intuitivement on associerait ces deux « imperfections » respectivement à une légère perte de niveau de transmission et à une légère déformation de l'image. La figure 5.20 présente des résultats de simulation pour une source et une géométrie identiques à celles des simulations précédentes mais en suivant les paramètres matériau de l'équation 5.13 avec respectivement de l'air et un milieu hyperbolique simple dans l'espace d'origine. La différence minime entre les deux cas confirme que la nature hyperbolique de la dispersion n'est pas une condition essentielle du fonctionnement, et qu'elle semble effectivement introduire une légère déformation.

Néanmoins, nous verrons au 5.2.3.1 qu'il peut être judicieux de choisir des paramètres hyperboliques dans l'espace d'origine, de manière à faciliter la réalisation sous la forme d'un métamatériau à empilement de couches.

5.2.2.3 Seconde transformation : opération sur le champ proche

Maintenant que nous nous sommes assurés de la conservation des informations de champ proche entre les deux interfaces du dispositif, on peut envisager de superposer une seconde transformation qui applique une fonction à ce champ. Le premier cas que nous traiterons est celui de la fonction pour laquelle l'hyperlentille a été initialement conçue : l'agrandissement des images. En effet, les informations de champ proche (détails de l'image en-deçà de la limite de diffraction) étant conservées, elles seront présentes dans l'image agrandie en sortie de dispositif. A ce niveau, si ces détails ont franchi la limite de diffraction, ils seront conservés dans le champ lointain. Ainsi, on disposera d'un dispositif convertissant le champ proche en champ lointain.

La première étape est toujours de choisir la fonction de transformation. Ici nous choisirons une fonction linéaire qui multiplie par un facteur t la distance entre deux points de l'image entre l'interface d'entrée $y = a$ et celle de sortie $y = b$ [165]. Cette transformation étant superposée à la

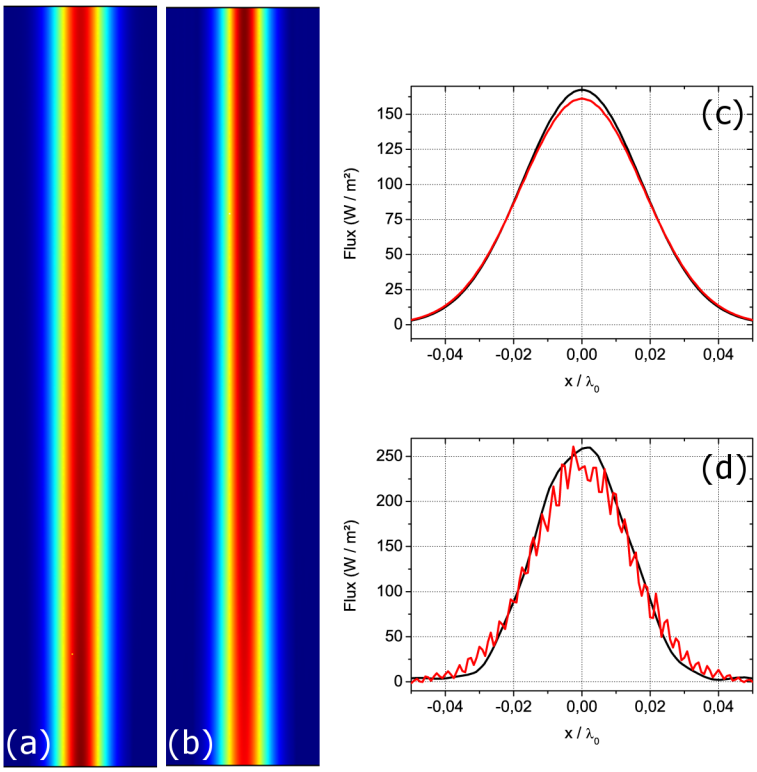

FIGURE 5.20 – Cartes d'amplitude du champ magnétique pour des lames de matériau dont les paramètres suivent les équations 5.13 avec $c = 100$ et $(\epsilon^{xx}, \epsilon^{yy}, \mu^{zz})$ égal à (a) (1,1,1) ou (b) (1,-1,1). (c, d) Relevés correspondants des flux aux interfaces d'entrée (en noir) et de sortie (en rouge). De manière à améliorer la stabilité de la simulation on a ajouté une tangente de pertes de 0,01 sur tous les paramètres.

première, on utilisera ici un système de coordonnées transformées (x'', y'', z''), et :

$$y' \in [a;b] \Rightarrow \begin{cases} x'' = \left[\left(\frac{y'-a}{b-a}\right)(t-1)+1\right]x' \\ y'' = y' \\ z'' = z' \end{cases} \tag{5.20}$$

On peut vérifier que cette transformation multiplie par t la distance entre deux points quelconques de l'interface de sortie dans l'espace transformé par rapport à leur distance dans l'espace d'origine. Cette fonction d'agrandissement de l'image est indépendante de la position sur l'interface. Quant au positionnement de l'image, il apparaît à travers l'invariance de l'axe $x' = 0$ par la transformation : l'image est positionnée de manière à reproduire le point $(x', y') = (0, b)$ au niveau du point $(x'', y'') = (0, b)$. On remarquera que cette seconde transformation ne conserve pas la métrique transverse au niveau des interfaces, et introduit donc une désadaptation d'impédance (ce qui n'est pas le cas pour toutes les hyperlentilles [166]).

Il s'agit encore une fois d'une transformation imbriquée : en toute rigueur l'interface de sortie est t fois plus large après transformation. Néanmoins, nous ne nous préoccuperons pas des limites latérales du système, étant donné que l'on considère encore une lentille très étendue par rapport aux images. Soulignons que contrairement à une hyperlentille classique, notre système introduit la fonction d'agrandissement tout en conservant deux interfaces *planes*. Notons cependant que des systèmes à une seule interface plane [167] ou à deux interfaces planes mais sans invariance par translation [164, 168] ont déjà été proposés.

Pour le même cas 2D TM que précédemment, les paramètres matériau pertinents dans le second espace transformé en fonction de ceux dans le premier sont :

$$\begin{cases} \epsilon^{x''x''} = \dfrac{f(y'')}{b-a}\epsilon^{x'x'} + \dfrac{(b-a)(t-1)^2 x''^2}{f(y'')^3}\epsilon^{y'y'} \\ \epsilon^{x''y''} = \epsilon^{y''x''} = \dfrac{(b-a)(t-1)x''}{f(y'')^2}\epsilon^{y'y'} \\ \epsilon^{y''y''} = \dfrac{b-a}{f(y'')}\epsilon^{y'y'} \\ \mu^{z''z''} = \dfrac{b-a}{f(y'')}\mu^{z'z'} \end{cases} \quad \text{avec} \quad f(y'') = (b-at) + (t-1)y'' \tag{5.21}$$

5.2.2.4 Diagonalisation

Appliquons maintenant la méthode décrite au 2.4.1 pour diagonaliser les tenseurs de paramètres matériau. Pour ce problème 2D TM l'angle de rotation local $\theta(x'', y'')$ du repère cartésien suit l'expression :

$$\tan(2\theta) = \frac{2\epsilon^{x''y''}}{\epsilon^{x''x''} - \epsilon^{y''y''}} = \frac{2\epsilon^{y'y'}(b-a)^2(t-1)x''f(y'')}{\epsilon^{x'x'}f(y'')^4 + \epsilon^{y'y'}(b-a)^2((t-1)^2x''^2 - f(y'')^2)} \tag{5.22}$$
$$\text{avec} \quad f(y'') = (b-at) + (t-1)y''$$

Dans la suite nous appellerons le nouveau repère cartésien local (i, j, z''), $\theta(x'', y'')$ étant l'angle entre les vecteurs de base x'' et i. La figure 5.21 résume les paramètres matériau diagonalisés ϵ^{ii} et ϵ^{jj} (obtenus grâce à l'équation 2.23), ainsi que $\mu^{z''z''}$, et la direction locale du vecteur de base j (flèches), pour le dimensionnement de la figure 5.20 dans le cas d'un milieu d'air dans l'espace d'origine.

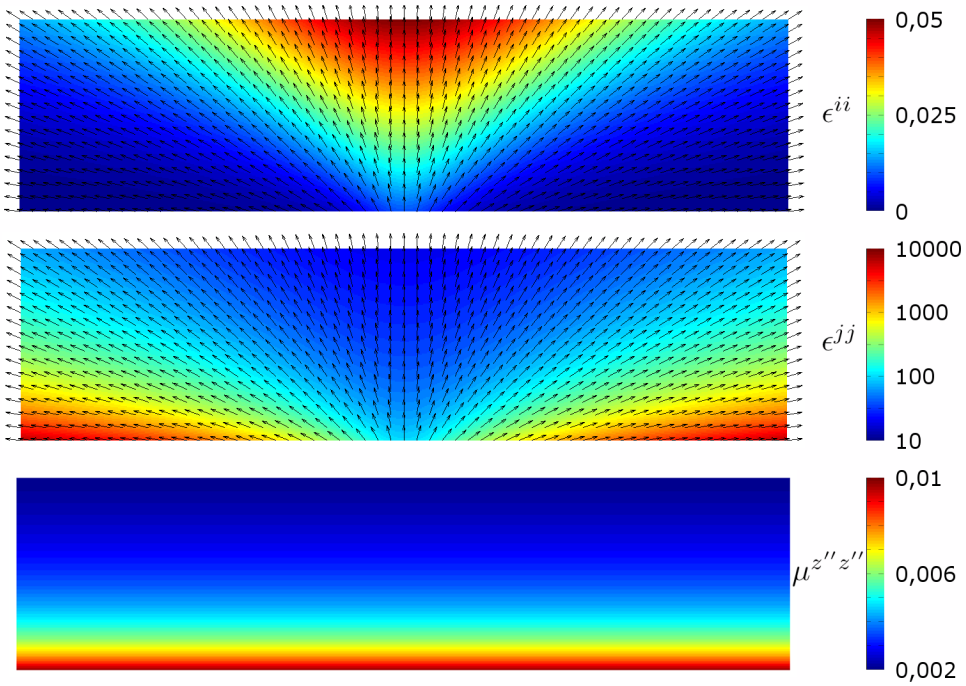

FIGURE 5.21 – Cartes des paramètres effectifs dans le repère local (i, j, z'') dans le dispositif d'agrandissement, avec $c = 100$, $t = 5$ et de l'air dans le milieu d'origine. Les flèches noires indiquent l'orientation locale du vecteur de base j.

À ce stade, on peut déjà remarquer que la seconde transformation a conservé, dans le repère local, les ordres de grandeur de paramètres matériau obtenus à l'issue de la première : la permittivité suivant i est globalement très faible, et celle suivant j très importante. On peut par ailleurs remarquer que lorsque $c \to \infty$ on a :

$$\tan(2\theta) \to \frac{2(t-1)x''f(y'')}{(t-1)^2x''^2 - f(y'')^2} \quad \text{donc} \quad \tan(\theta) \to \frac{f(y'')}{(t-1)x''} \tag{5.23}$$

qui est l'équation de l'angle tangent (θ) à un cercle de centre $(x'', y'') = \left(0, -\frac{b-at}{t-1}\right)$. On retrouve donc la conformation cylindrique des hyperlentilles classiques.

Pour vérifier le comportement du dispositif après la seconde transformation, on peut effectuer une nouvelle simulation avec le même dimensionnement que précédemment ($b - a = \lambda_0$, $t = 5$ et $c = 100$) et plusieurs sources gaussiennes de largeur $\lambda_0/17,5$ disposées de façon quelconque sur l'interface d'entrée. Les figures 5.22 et 5.23 (courbe noire et courbe rouge) montrent le résultat obtenu, respectivement en termes de carte de champ magnétique et de relevé de champ aux interfaces.

On constate que la fonction d'agrandissement de l'image est bien assurée, avec une perte de niveau de l'ordre de 15%. Notons que la fonction de transfert est ici parfaitement indépendante de la position par rapport à l'axe, les gaussiennes sur l'interface de sortie étant identiques quelque soit leur position.

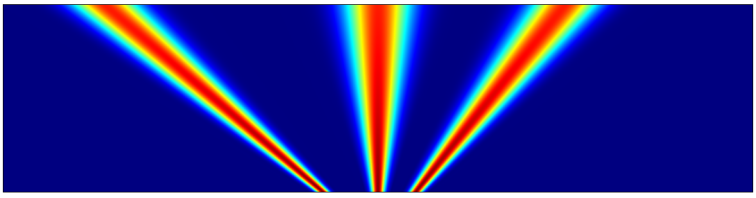

FIGURE 5.22 – Carte d'amplitude du champ magnétique normalisé pour le dispositif d'agrandissement avec les paramètres matériau de la figure 5.21 et une image composée de trois gaussiennes de largeur $\lambda_0/17,5$.

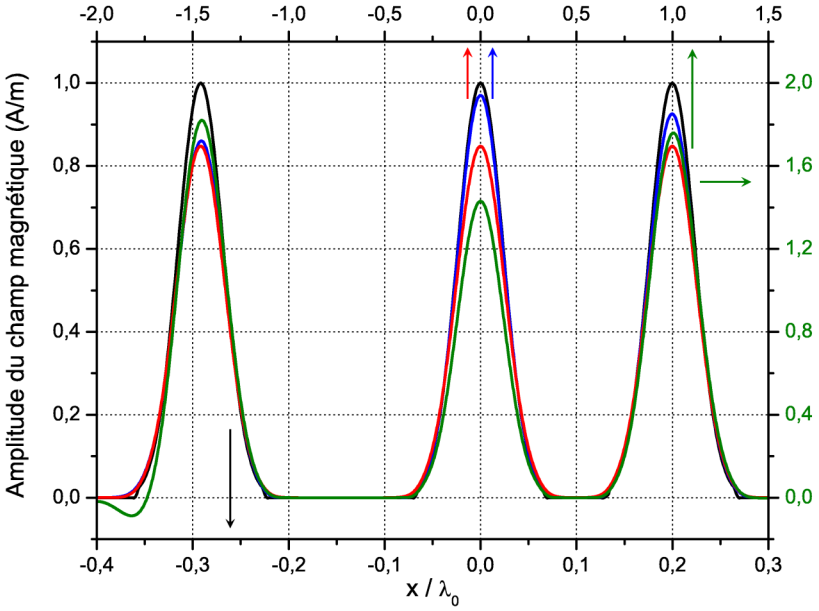

FIGURE 5.23 – Relevés de l'amplitude du champ magnétique à l'interface d'entrée (courbe noire, identique pour tous les cas) et à l'interface de sortie, pour le dispositif d'agrandissement avec les paramètres de la figure 5.21 (courbe rouge), après suppression des gradients de permittivité (courbe bleue) et après suppression de l'activité magnétique (courbe verte). Les échelles des abscisses inférieure et supérieure valent respectivement pour les relevés sur les interfaces d'entrée et de sortie. L'échelle des ordonnées de droite vaut uniquement pour la courbe verte.

5.2.2.5 Simplification des paramètres

Les paramètres idéaux obtenus à l'issue de la double transformation présentent deux inconvénients majeurs rendant problématique leur réalisation sous la forme d'un métamatériau :

1. les trois paramètres matériau du repère local (ϵ^{ii}, ϵ^{jj} et $\mu^{z''z''}$) présentent d'importants gradients
2. le matériau présente en tout point à la fois une activité électrique et une activité magnétique

Pour simplifier le problème nous allons d'abord exploiter l'observation faite précédemment quant aux ordres de grandeur des paramètres dans le repère local, en considérant :

$$\epsilon^{ii} = \epsilon^{x'x'} \quad ; \quad \epsilon^{jj} = \epsilon^{y'y'} \tag{5.24}$$

en tout point du dispositif. La fonction $\theta(x'', y'')$ permettant d'orienter le repère local ne change pas. Il s'agit d'un matériau nettement plus simple, dans lequel on a supprimé tous les gradients de permittivité dans le repère local. La seule variation de permittivité à l'intérieur du dispositif est celle de *l'orientation* de son anisotropie, à travers l'angle θ. En reprenant la même simulation que précédemment avec cette simplification, il est difficile de discerner un changement sur les cartes de champs (non présentées). Le relevé du champ sur l'interface de sortie est présenté sur la figure 5.23 (courbe bleue). On constate que la fonction recherchée est toujours correctement remplie, avec néanmoins l'apparition d'une légère dépendance en fonction de la position de l'image (les gaussiennes sur l'interface de sortie ne sont plus de même amplitude).

On peut aller encore plus loin si on suit un raisonnement similaire à celui ayant permis d'aboutir aux équations réduites d'invisibilité, et consistant à modifier l'impédance du système tout en conservant ses indices. Dans le repère local, on a les indices $n^i = 1$ et $n^j = 1/c$, ainsi que les impédances $z^i = 1/c$ et $z^j = 1$. Fixons une perméabilité de 1 dans toute la structure. On obtient : $n^i = \sqrt{c}$ et $n^j = 1/\sqrt{c}$, ce qui ne change pas fondamentalement le fonctionnement. En effet, ces indices correspondent à ce que l'on obtiendrait naturellement avec, dans l'espace d'origine, une lame d'épaisseur quasi-nulle et d'indice $\sqrt{c}$ au lieu de 1. En ce qui concerne les impédances, on obtient $z^i = 1/\sqrt{c}$ et $z^j = \sqrt{c}$, ce qui correspond bien à une désadaptation.

Une fois de plus, après application de cette simplification, on obtient une carte de champ magnétique très semblable. Le relevé du champ sur l'interface de sortie (courbe verte sur la figure 5.23) permet de noter une variation importante du niveau (l'amplitude du champ magnétique varie en raison de la variation d'impédance par rapport au cas idéal) et une légère déformation pour la gaussienne la plus éloignée de l'axe central. Néanmoins, la fonction d'agrandissement reste correctement remplie.

5.2.2.6 Réalisation d'autres fonctions sur le champ proche

Comme nous avons pu le voir, une hyperlentille remplit deux fonctions : la conservation des informations de champ proche et l'agrandissement des images. En décrivant sa conception sous la forme d'une suite de deux transformations, on perçoit les possibilités offertes par ce type de structure en termes d'opérations sur le champ proche. En effet, pour réaliser une fonction donnée sur celui-ci, il suffit de modifier la seconde transformation, la première restant inchangée. Nous

avons pu constater que la seconde transformation se traduit, après simplification, uniquement par une fonction d'orientation locale de l'anisotropie $\theta(x'', y'')$ donnée.

À titre d'exemple, nous présenterons ici deux fonctions simples : une fonction de translation latérale de l'image, et une fonction de copie de l'image avec évitement d'une zone intérieure. La première correspond à la transformation suivante :

$$y' \in [a;b] \Rightarrow \begin{cases} x'' = x' - \dfrac{s}{e^{\left(\frac{a+b}{2}-y'\right)\frac{1}{k}}+1} \\ y'' = y' \\ z'' = z' \end{cases} \tag{5.25}$$

s représente le décalage entre l'interface d'entrée et l'interface de sortie. k est une constante gouvernant la courbure des faisceaux : plus elle est importante, plus l'opération de décalage est concentrée au milieu.

Pour la fonction de copie avec évitement, on utilise simplement la transformation $r'' = r_a + \frac{r_b - r_a}{b} r'$ déjà vue précédemment, avec (r', θ', z') le repère cylindrique d'origine $(x', y', z') = (0, (b+a)/2, 0)$.

La figure 5.24 présente les résultats obtenus en termes de cartes de champ magnétique et de relevés du champ aux interfaces, pour des dispositifs incluant toutes les simplifications développées précédemment. Malgré ces simplifications, on constate que dans les deux cas les fonctions sont correctement remplies.

5.2.3 Possibilités de réalisation à base de métamatériaux

Pour réaliser une anisotropie de permittivité avec une direction variant localement, on peut imaginer concevoir une particule présentant les paramètres requis, la produire en grande quantité puis la placer dans une matrice diélectrique en l'orientant localement de manière à respecter la fonction $\theta(x'', y'')$. Néanmoins, dans notre cas, l'anisotropie requise est de valeur extrêmement importante, ce qui ne semble pas être compatible avec une réalisation sous la forme de particules isolées.

Nous allons donc nous tourner vers une réalisation sous la forme de couches minces de matériaux alternativement diélectriques et métalliques. C'est cette solution, évoquée dès les articles séminaux [162, 163], qui a permis la réalisation d'hyperlentilles classiques dans la gamme optique [169–171].

5.2.3.1 Paramètres effectifs des empilements de couches

Soit un empilement dans la direction y de couches planes (dans le plan xz) alternant les épaisseurs d_1 et d_2, ainsi que les permittivités ϵ_1 et ϵ_2. Lorsque d_1 et d_2 sont petits devant la longueur d'onde, le matériau acquiert un comportement correspondant aux paramètres effectifs anisotropes suivants (voir par exemple [161] pour une démonstration) :

$$\epsilon^{xx} = \epsilon^{zz} = \frac{d_1\epsilon_1 + d_2\epsilon_2}{d_1 + d_2} \quad ; \quad \epsilon^{yy} = \frac{(d_1+d_2)\epsilon_1\epsilon_2}{d_2\epsilon_1 + d_1\epsilon_2} \quad ; \quad \mu^{xx} = \mu^{yy} = \mu^{zz} = 1 \tag{5.26}$$

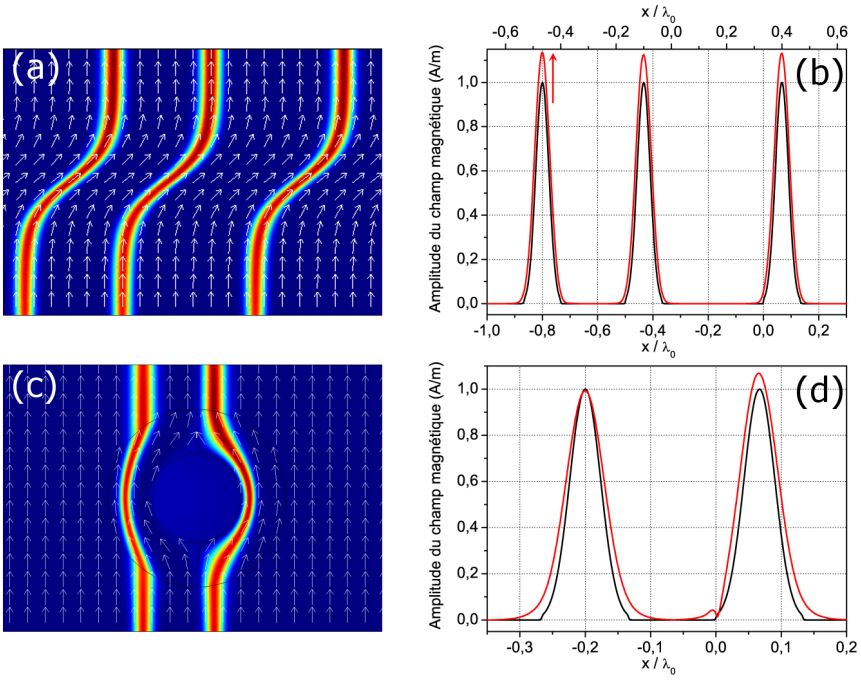

FIGURE 5.24 – Cartes d'amplitude normalisée du champ magnétique pour les dispositifs de translation (a) et d'évitement (c), et relevés de ces champs au niveau des interfaces d'entrée (courbe noire) et de sortie (courbe rouge) (respectivement b, d). Les paramètres de dimensionnement des deux structures sont : $c = 100$, $b - a = \lambda_0$, $s = \lambda_0/3$, $k = \lambda_0/15$ et $r_b = 2r_a = \lambda_0/3$ avec de l'air dans le milieu d'origine (auquel on ajoute une tangente de pertes de 0,01).

Si $d_1 = d_2$ alors les expressions ne dépendent plus des épaisseurs :

$$\epsilon^{xx} = \epsilon^{zz} = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} \quad ; \quad \epsilon^{yy} = \frac{2\epsilon_1\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad ; \quad \mu^{xx} = \mu^{yy} = \mu^{zz} = 1 \tag{5.27}$$

Ce type d'empilement permet d'accéder à des valeurs d'anisotropie très importantes si l'on dispose de deux matériaux tels que $\epsilon_2 \to -\epsilon_1$. Les permittivités effectives tendent alors vers zéro et l'infini, respectivement dans les directions x et y, ce qui correspond précisément à la situation recherchée. Cependant on peut remarquer que si ϵ_1 et ϵ_2 sont de signes opposés, alors ϵ^{xx} et ϵ^{yy} seront aussi *nécessairement* de signes opposés, ce qui signifie que nous allons travailler avec des relations de dispersion hyperboliques.

Trouver deux matériaux de permittivités opposées peut être délicat, selon le domaine fréquentiel considéré. Dans la gamme micro-ondes, tous les métaux présentent des valeurs de permittivité négatives mais extrêmement importantes, et avec une tangente de pertes également forte. On peut dans ce cas imaginer une solution où chaque couche de permittivité négative est elle-même un métamatériau avec un comportement faiblement métallique, au prix d'une forte augmentation de la complexité. Notons cependant que cette solution, dans laquelle chaque cellule élémentaire du métamatériau contient elle-même un métamatériau d'échelle plus petite a déjà été utilisée pour la génération d'une activité magnétique dans la gamme optique [172].

Dans la suite de cette section, nous nous intéresserons plutôt à la gamme de fréquences infrarouge, où il est plus facile de trouver des matériaux à permittivité faiblement négative et à faible tangente de pertes. Plus spécifiquement, nous considérerons pour ϵ_1 une valeur de 10,23 (sans pertes), et pour ϵ_2 une valeur de -10,15, avec une tangente de pertes de 0,01. Il s'agit de valeurs réalistes, autour de 20 THz, pour des semiconducteurs tels que l'AlInAs intrinsèque et l'InGaAs fortement dopé, respectivement. Ces matériaux présentent en outre l'avantage d'être compatibles avec une procédure de croissance épitaxiale multi-couche.

Avec ces valeurs, les valeurs des paramètres effectifs pertinents (pour le cas 2D TM) sont :

$$\epsilon^{xx} = 0,04 - 0,05i \quad ; \quad \epsilon^{yy} = -982 - 1272i \quad ; \quad \mu^{zz} = 1 \tag{5.28}$$

5.2.3.2 Conception de la microstructuration

Le point essentiel dans la conception de l'empilement de couches est le respect de la fonction $\theta(x'', y'')$. En effet, en tout point de la structure, la direction de l'empilement doit être suivant le vecteur de base j du repère local. Ainsi, on pourra obtenir un comportement correspondant aux paramètres effectifs $\epsilon^{ii} = 0,04 - 0,05i$, $\epsilon^{jj} = -982 - 1272i$ et $\mu^{zz} = 1$.

Pour obtenir des familles de courbes correspondant à des interfaces possibles entre les couches, nous utilisons une méthode numérique consistant à définir un ensemble de points de départ à un endroit particulier de la structure (par exemple l'interface d'entrée, ou l'axe central), et à tracer les points suivants des courbes en utilisant le gradient local de $\theta(x'', y'')$. Cette méthode assure bien une direction d'empilement suivant j en tout point. Par contre, elle ne garantit en rien un espacement constant entre les interfaces (c'est-à-dire des couches d'épaisseur constante), et les paramètres effectifs dans le repère local sont donc susceptibles de varier. Pour éviter ce problème on accroît encore le nombre de couches. En effet, lorsque les couches sont très fines, la différence d'épaisseur

entre deux couches voisines tend à diminuer, et nous avons pu voir que les paramètres effectifs reposent sur l'égalité des épaisseurs des couches voisines et non sur leurs épaisseurs absolues.

Néanmoins, certaines zones des dispositifs sont toujours susceptibles de poser des problèmes, l'épaisseur des couches y tendant naturellement vers zéro. Dans ces zones on choisit donc de changer de famille de courbes pour rétablir des épaisseurs réalistes. Notons que cette modification n'introduit pas de changement fondamental à l'intérieur de la zone concernée, mais qu'elle rajoute des interfaces génératrices d'imperfections à l'intérieur du dispositif.

Les figures 5.25 et 5.26 présentent les résultats de simulation respectivement en termes de cartes de champ magnétique et de relevés de champ aux interfaces, pour des dispositifs d'agrandissement, de translation et d'évitement utilisant les transformations et toutes les simplifications définies précédemment. Les cartes de la colonne de gauche correspondent à des simulations utilisant les paramètres effectifs (c'est-à-dire que l'on définit localement $\epsilon^{ii} = 0,04 - 0,05i$, $\epsilon^{jj} = -982 - 1272i$ et $\mu^{z''z''} = 1$), alors que celles de la colonne de droite utilisent une microstructuration définie par la méthode présentée ci-dessus (c'est-à-dire que l'on a une famille de couches conformées alternant les permittivités ϵ_1 et ϵ_2). On remarquera sur ces dernières figures la présence des différentes zones entre lesquelles on change de famille de courbes.

On peut constater sur les simulations utilisant les paramètres effectifs que malgré l'introduction des différentes simplifications et l'utilisation d'un métamatériau à dispersion hyperbolique, les trois fonctions recherchées sont toujours correctement effectuées. Par contre, l'introduction de la microstructuration entraîne une dégradation bien plus importante du fonctionnement, particulièrement en termes de niveau de transmission (il est globalement divisé par 10 par rapport aux simulations homogènes) et d'élargissement des gaussiennes. De plus, pour le dispositif à agrandissement, on observe un bruit dans le relevé de champ sur l'interface de sortie, dû au fait que cette interface n'est pas sur une couche unique mais correspond à une coupe oblique de l'empilement.

En conclusion de cette étude, nous pouvons dire que la description de l'hyperlentille sous la forme d'un dispositif superposant deux transformations présente d'intéressantes possibilités, aussi bien pour l'identification des paramètres critiques nécessaires à son fonctionnement, que pour le développement de nouveaux systèmes opérant sur le champ proche. Les structures que nous avons conçues au cours de cette étude semblent particulièrement robustes, puisque nous avons pu introduire plusieurs simplifications de paramètres tout en conservant un niveau de performances acceptable. Néanmoins, des difficultés plus importantes apparaissent dès lors qu'une microstructuration est effectivement introduite, et nécessitent des études supplémentaires. De même, l'influence de la désadaptation d'impédance du système doit être approfondie. Enfin, au delà de ces problèmes de conception, il convient de signaler que la fabrication par épitaxie de couches présentant une conformation arbitraire constitue toujours un défi technologique considérable.

5.3 Contrôle du diagramme de rayonnement d'une antenne

Dans cette section nous allons développer une étude plus prospective concernant la modification du diagramme de rayonnement des antennes par des dispositifs conçus par la méthode d'optique de transformation. Plus spécifiquement, nous traiterons un cas 2D TM avec une fonction visant à

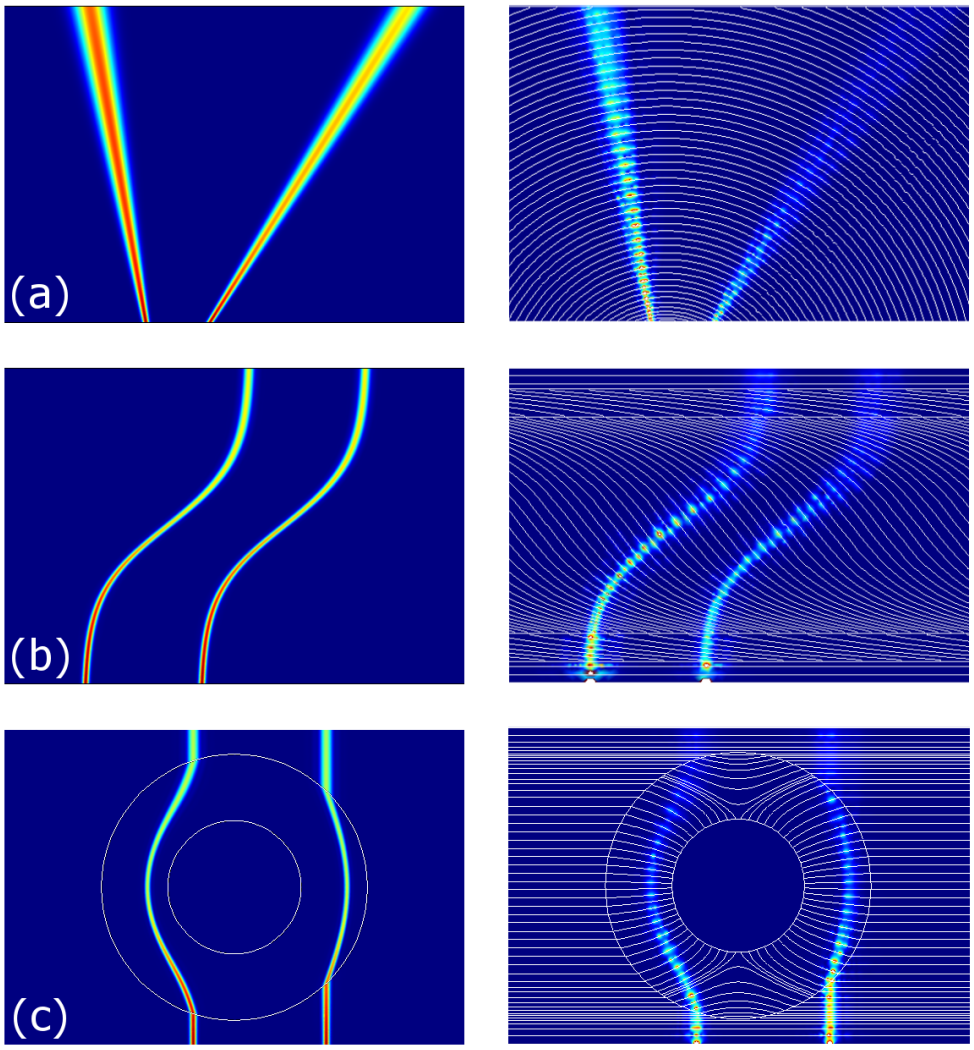

FIGURE 5.25 – Cartes d'amplitude normalisée du champ magnétique dans les dispositifs d'agrandissement (a), de translation (b) et d'évitement de zone (c), utilisant un matériau homogène présentant les paramètres effectifs requis (après simplification) (colonne de gauche) et incluant la microstructuration sous forme de couches conformées alternativement diélectriques et métalliques (colonne de droite).

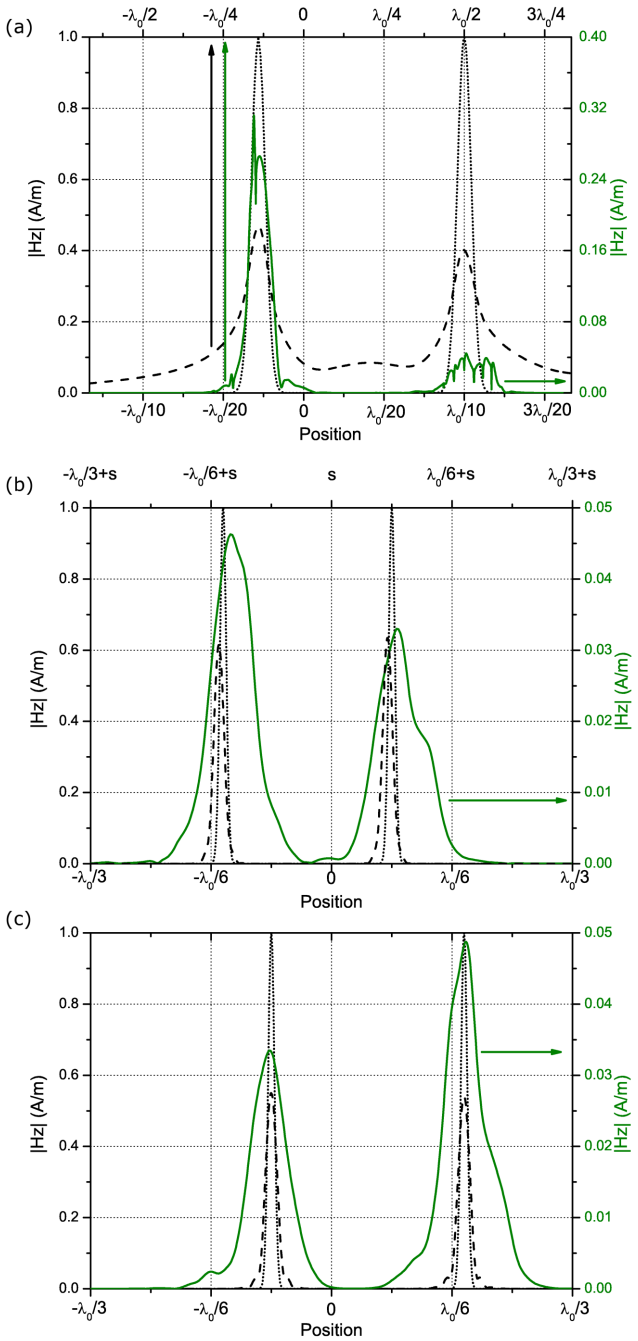

FIGURE 5.26 – Relevés de l'amplitude du champ magnétique sur les interfaces d'entrée (pointillés) et de sortie pour les simulations homogènes (tirets noirs) et microstructurées (traits continus verts) de la figure 5.25. Dans chaque cas l'échelle des ordonnées de droite vaut pour la courbe verte et l'échelle des abscisses supérieure vaut pour les champs sur l'interface de sortie.

convertir une source ponctuelle en une source plane d'une certaine étendue latérale, ce qui correspond à une augmentation de la directivité.

5.3.1 Conception de la transformation

Comme nous avons pu le voir, les dispositifs conçus par la méthode de l'optique de transformation présentent leur plus fort potentiel applicatif lorsqu'ils correspondent à un changement de topologie. On peut citer par exemple la fonction d'invisibilité, qui repose sur l'ouverture d'un « vide » dans l'espace, la superlentille, qui « duplique » l'espace électromagnétique, ou l'hyperlentille, qui le translate et l'étend.

Parmi les autres changements de topologie envisageables, le cas d'un passage d'un espace plat à un espace courbe est particulièrement intéressant. Il a déjà été étudié par U. Leonhardt [173], pour la conception d'une « superantenne » se présentant sous la forme d'un ensemble de structures sphériques interceptant toute onde incidente pour la canaliser vers un point unique. La transformation utilisée, dite transformation de Zhukovsky, trouve son origine en aérodynamique. En effet, elle permet, à partir de l'expression du flux autour d'un cylindre, de calculer le flux autour d'une aile de section donnée.

Dans cette étude, nous utiliserons une transformation plus simple, mais en suivant le même processus : après avoir identifié une propriété intéressante dans un espace courbe, nous emprunterons à une autre discipline utilisant les transformations une fonction permettant de faire le lien entre cet espace courbe et l'espace réel plat.

5.3.1.1 Propagation dans un espace courbe

La propriété que nous allons exploiter est celle de la propagation à partir d'une source ponctuelle dans un epace 2D courbe « plaqué » sur une sphère. De la même façon que sur un globe terrestre, on peut définir deux pôles et un équateur sur cette sphère. Considérons que la source ponctuelle est située sur un pôle. Tout front d'onde issu de cette source correspond donc à un parallèle sur la sphère, et se propage dans la direction des méridiens. Pour tout observateur localisé sur l'équateur de la sphère, cette onde provenant du pôle est une onde plane.

L'espace 2D dans lequel nous souhaitons travailler est plat. Par conséquent, nous allons devoir utiliser une suite de deux transformations : la première nous permettra de passer dans l'espace courbe, alors que la seconde nous ramenera dans l'espace plat, mais en changeant la géométrie des interfaces, pour conserver le passage du pôle (un point) à l'équateur (une ligne).

5.3.1.2 Fonctions de transformation inspirées par la cartographie : Mercator & Lambert

Pour passer d'un espace courbe à un espace plat, et inversement, il peut être intéressant de se tourner vers des transformations utilisées en cartographie. En effet, il en existe une grande quantité, avec un large éventail de caractéristiques, notamment en termes de respect des angles, des surfaces, des distances, etc.

Notre point de départ pour la série de deux transformations est une zone rectangulaire de l'espace 2D plat muni du repère cartésien (x, y), qui s'étend de $x = -1$ à $x = 1$ et de $y = 0$ à $y = 3$. Les longueurs sont ici normalisées, la longueur d'onde dans le vide à la fréquence de fonctionnement étant de 0,3.

Considérons une onde plane se propageant dans cette zone dans la direction $-y$. Le champ sur les deux limites latérales est alors identique. Dans cette situation, on peut considérer que ces limites correspondent à des conditions de périodicité, ou des conditions de miroir (PEC, pour la situation TM considérée). « Replions » maintenant cette zone sous la forme d'une section d'hémisphère (voir figure 5.27).

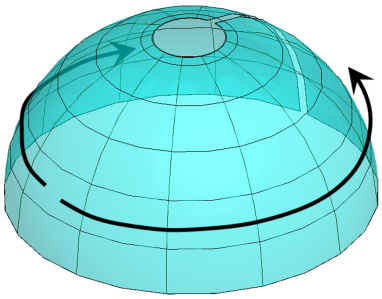

FIGURE 5.27 – Illustration de l'opération de « repliement » permettant le passage d'un espace plat à un espace courbe. En pratique on passe d'un rectangle à un hémisphère tronqué.

Pour ce faire, on utilise une transformation de Mercator inverse. Il s'agit d'une transformation relativement simple permettant de passer d'une « carte » rectangulaire à un hemisphère. Son principal défaut réside dans le rejet à l'infini du pôle, ce qui est bien visible sur la carte de la figure 5.28(a). Dans notre cas il ne s'agit pas d'un handicap : il nous suffit de tronquer légèrement l'hémisphère. Plus précisément, si on définit le système de coordonnées (φ, λ) pour l'hémisphère, avec λ la longitude définie par rapport à un méridien de référence et φ la latitude (toutes les deux en radians), on va faire correspondre à la zone $x \in [-1; 1], y \in [0; 3]$ la zone $\lambda \in [-\pi; \pi], \varphi \in [0; 0,47\pi]$. Cette légère troncature va nous amener à considérer non pas une source parfaitement ponctuelle au pôle, mais une source circulaire sur le parallèle $\varphi = 0,47\pi$, et donc de très petite taille.

Notons que le « repliement » du rectangle initial nous a amené à faire se rejoindre les deux limites latérales. Dans la situation qui nous intéresse ceci n'a pas d'incidence particulière sur le fonctionnement puisque, pour l'onde plane considérée, le champ est exactement identique sur ces deux limites.

Les fonctions permettant de passer de l'espace plat (l'espace de la « carte » de Mercator), à l'hémisphère (la « Terre ») sont, pour le dimensionnement considéré, les suivantes :

$$\varphi = \tan^{-1}(\sinh(y)) \quad ; \quad \lambda = x\pi \tag{5.29}$$

Soulignons qu'avec ce système de coordonnées, le méridien de référence $\lambda = 0$ correspond à $x = 0$.

Si l'on applique la procédure de l'optique de transformation à cette fonction, nous allons obtenir les paramètres matériau requis dans l'hémisphère muni du système de coordonnées (φ, λ) pour que

la propagation d'une onde circulaire issue du parallèle $\varphi = 0,47\pi$ vers l'équateur soit la même que celle d'une onde plane se propageant dans la direction $-y$ dans le rectangle plat d'origine.

À ce stade, nous devons repasser dans un espace 2D plat et rétablir la nature plane de la limite inférieure du système (l'équateur) tout en conservant le caractère circulaire de la source proche du pôle. Ce type de projection fait également partie de l'éventail de fonctions utilisées par les cartographes. Ici nous choisirons la projection azimutale équivalente de Lambert. Soit (x', y') le système de coordonnées dans le nouvel espace plat (la « carte »), les fonctions de transformation sont, pour le dimensionnement considéré :

$$\begin{aligned} x' = \frac{1}{2}k' \cos(\varphi)\sin(\lambda) \quad ; \quad y' = k' \sin(\varphi) \\ \text{avec} \quad k' = \sqrt{\frac{2}{1+\cos(\varphi)\cos(\lambda)}} \end{aligned} \tag{5.30}$$

Notons qu'avec cette transformation le pôle est ramené en $(x', y') = (0, \sqrt{2})$ et l'équateur redevient une ligne entre les points $(x', y') = (-1, 0)$ et $(x', y') = (1, 0)$. À ce niveau apparaît une singularité. En effet, le point $(\varphi, \lambda) = (0, \pi)$ (« l'antipode ») devient une ellipse de centre $(x', y') = (0, 0)$, de rayons 1 et 2 dans les directions x' et y' (l'ensemble du dispositif s'inscrit dans cette ellipse). Pour éviter ce problème nous allons de nouveau tronquer légèrement le domaine. La troncature correspond cette fois à une réduction du domaine d'étude à $x \in [-0,995; 0,995]$, c'est-à-dire à $\lambda \in [-0,995\pi; 0,995\pi]$. Du point de vue de la source circulaire proche du pôle, cela revient à supprimer 1% de sa circonférence.

La figure 5.29 présente la zone rectangulaire d'origine munie d'une grille régulière, ainsi que cette même grille dans l'espace final, après les deux projections. La géométrie du dernier parallèle est clairement visible. Comme prévu, il s'agit d'un anneau avec une fente correspondant à 1% de la circonférence. De même, la géométrie de l'équateur est bien une ligne de largeur 2.

En observant la forme de la grille régulière après transformation, nous pouvons avoir une idée

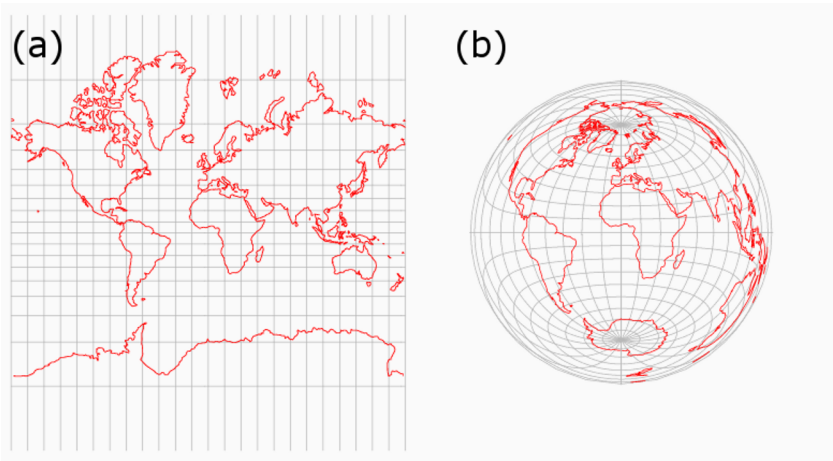

FIGURE 5.28 – Exemples de planisphères terrestres obtenus en utilisant la projection de Mercator (a) et la projection azimutale équivalente de Lambert (b) (d'après [174]).

de la métrique de la transformation. En particulier, la distance entre les courbes rouges va nous indiquer les variations de la métrique transverse, essentielle pour l'adaptation en impédance de la structure. Ici, on peut constater qu'à l'équateur la métrique varie fortement sur les bords de la structure. En fait, on peut montrer qu'à l'équateur ($y' = y = 0$) l'ensemble de deux transformations correspond à $x' = \sin\left(x\frac{\pi}{2}\right)$. La figure 5.30 présente les métriques correspondantes (tirets noirs et courbe rouge), calculées en suivant la méthode présentée au 2.4.3.

On peut vérifier sur cette figure que la métrique transverse n'est pas unitaire. Pour rétablir

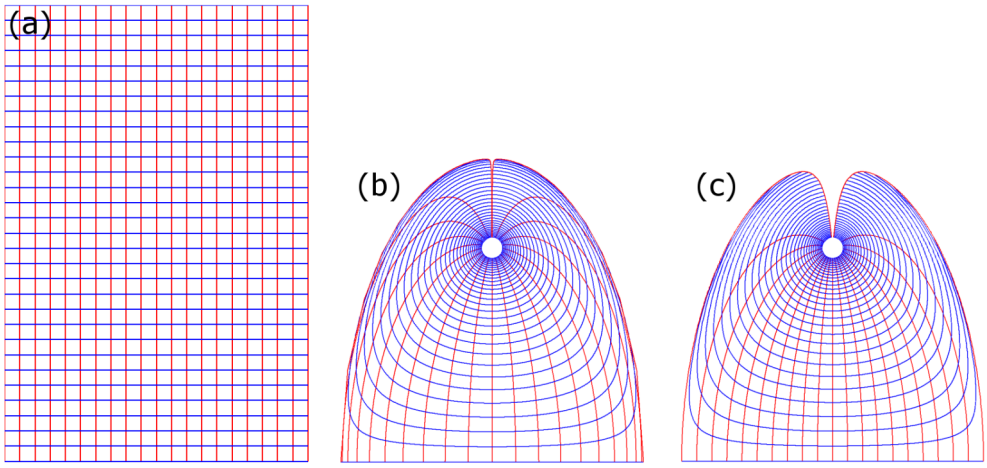

FIGURE 5.29 – Espaces d'origine (a), après application des fonctions de Mercator inverse et de Lambert simples (b), et modifiées pour rétablir la métrique à l'équateur (c). La grille correspond à des carrés de 0,1 de côté dans l'espace d'origine.

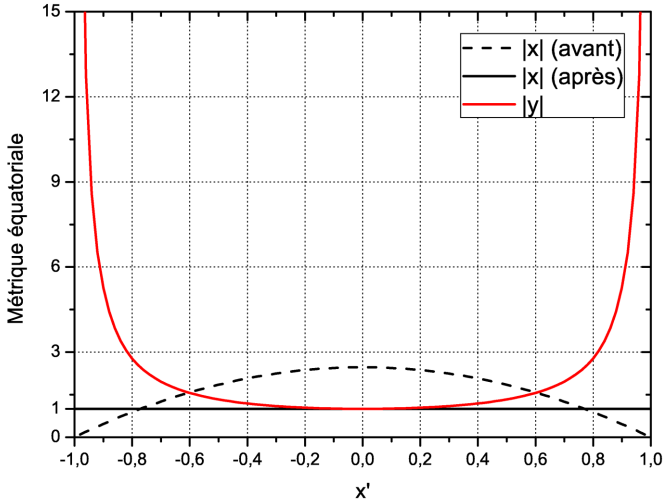

FIGURE 5.30 – Métriques au niveau de l'équateur ($y' = 0$) en fonction de la position. Pour la métrique $|x|$, les valeurs avant (tirets noirs) et après (courbe noire) modification de la fonction de Mercator sont représentées.

l'adaptation d'impédance sur toute la largeur de l'équateur, nous allons modifier la fonction de Mercator inverse sous la forme suivante :

$$\varphi = \tan^{-1}(\sinh(y)) \quad ; \quad \lambda = 2\sin^{-1}(x) \tag{5.31}$$

La figure 5.30 permet de vérifier qu'après modification la métrique transverse à l'équateur (courbe noire) est bien unitaire. Quant à la métrique normale, elle n'a pas été modifiée.

À ce stade nous pouvons calculer les paramètres matériau requis pour l'ensemble de deux transformations et les diagonaliser à l'aide d'un repère local. La figure 5.31 présente le résultat obtenu pour le dimensionnement décrit précédemment. On peut constater que ϵ^{ii} est le seul paramètre fortement divergent, sur les bords de la structure. $\mu^{z'z'}$ dépasse 100 à proximité immédiate du pôle. Quant à ϵ^{jj}, il est partout compris entre 0 et 1.

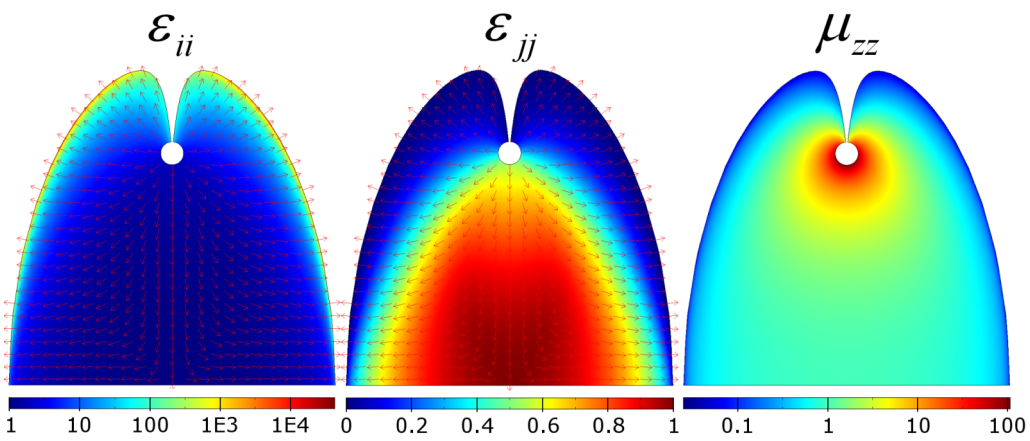

FIGURE 5.31 – Cartes des paramètres effectifs dans le repère local (i, j, z'') dans le dispositif pour le dimensionnement considéré et après modification de la fonction de Mercator. Les flèches rouges indiquent l'orientation locale du vecteur de base j.

5.3.2 Simulations d'une structure homogène

Sur la base de ces paramètres matériau, nous pouvons réaliser une première simulation du dispositif, sans simplification. Nous utiliserons comme source un modèle simplifié sous la forme d'une source de champ magnétique directement positionnée sur le cercle fendu constituant l'interface d'entrée. Notons que les conditions aux limites latérales du système sont de type PEC, conformément à la remarque initiale sur les limites de l'espace d'origine. La figure 5.32 présente le résultat de simulation, en termes de carte du champ magnétique et d'orientation du vecteur de Poynting (lignes de champ rouges).

On peut constater que la structure réalise bien la conversion des ondes cylindriques en ondes planes. La zone la plus intéressante est celle qui se situe dans les deux « lobes » constituant la partie supérieure de la structure. On peut y voir le changement de direction de l'énergie, qui part de la moitié supérieure du cercle source puis est progressivement déviée vers le bas. Notons qu'en

dehors de l'équateur et du pôle la direction du vecteur de Poynting n'est jamais perpendiculaire aux fronts de phase, en raison de la forte anisotropie du matériau.

5.3.3 Évaluation de la performance par le calcul du diagramme de rayonnement

Pour évaluer la performance du dispositif, nous allons ajouter au niveau de l'interface de sortie un volume d'air et utiliser sa limite pour le calcul du champ lointain. La figure 5.33(a) présente le résultat en termes de carte de champ magnétique et d'orientation du vecteur de Poynting. On peut remarquer l'absence de réflexion au niveau de l'équateur, ainsi que la constitution d'un front d'onde plan qui persiste dans l'air. La figure 5.34 présente le champ lointain calculé à partir de cette simulation (courbe noire). Le lobe principal, orienté dans la direction normale, a une largeur à -3 dB de 9°. Les lobes secondaires sont tous inférieurs d'au moins 10 dB.

Sur les figures 5.33 et 5.34 on peut également voir les résultats de simulation pour un réflecteur parabolique et pour une source linéaire parfaite placée à l'équateur, à titre de comparaison. On peut constater que si le réflecteur parabolique présente des performances comparables au niveau du lobe principal, les lobes secondaires sont nettement plus importants. Quant à la source linéaire parfaite (une source de champ magnétique de largeur 2 directement placée à l'équateur), elle présente un champ lointain dans la direction normale supérieur de 6 dB à celui obtenu pour notre dispositif, ainsi qu'une largeur à -3dB de 8°. On peut supposer que l'écart avec cette source idéale provient des troncatures introduites au cours des étapes de conception.

En conclusion, nous pouvons dire que ces premières simulations démontrent la possibilité de

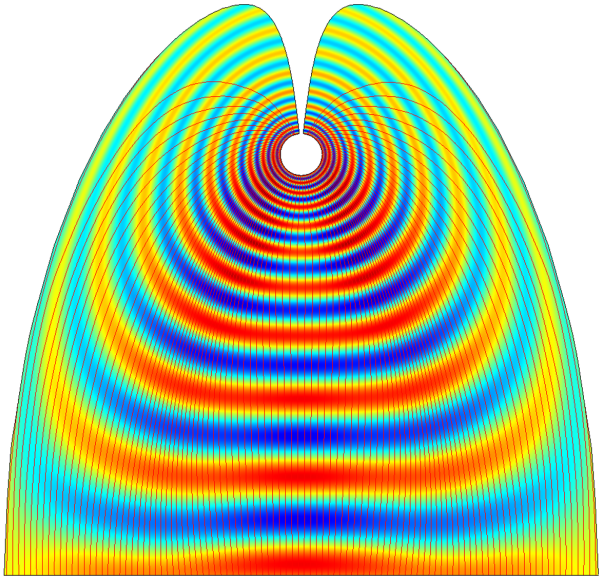

FIGURE 5.32 – Carte de champ magnétique H_z et d'orientation du vecteur de Poynting (lignes de champ rouges) pour un dispositif présentant les paramètres de la figure 5.31 et avec une source de champ magnétique sur l'ensemble de l'interface d'entrée (cercle fendu proche du pôle).

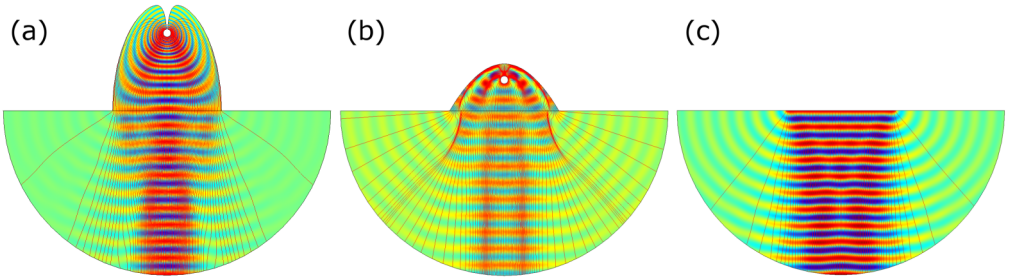

FIGURE 5.33 – Cartes de champs magnétique H_z et d'orientation du vecteur de Poynting (lignes de champ rouges) pour le dispositif présentant les paramètres de la figure 5.31 (a), un réflecteur parabolique (b) et une source linéaire parfaite (c). Dans chaque cas la source est une source de champ magnétique sur l'interface d'entrée.

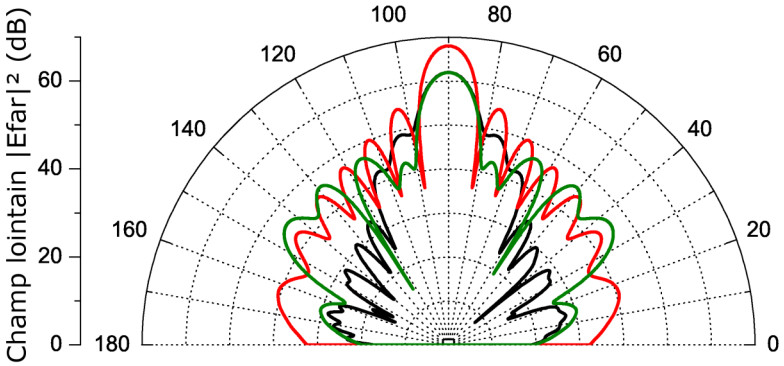

FIGURE 5.34 – Champ lointain en fonction de la direction, calculé à partir des simulations de la figure 5.33, pour le dispositif étudié (courbe noire), le réflecteur parabolique (verte) et la source linéaire parfaite (rouge).

convertir une onde cylindrique issue d'une antenne en onde plane, à l'aide d'un dispositif d'optique de transformation basé sur les fonctions projection cartographique de Mercator et Lambert. Néanmoins, certains points restent à approfondir. En particulier, le comportement de la structure lorsque l'on remplace la source circulaire théorique par une antenne réelle (positionnée *dans* le cercle au pôle) doit être étudié. Par ailleurs, les paramètres matériau requis étant une fois encore d'une grande complexité, une étude des simplifications acceptables pour ces paramètres semble nécessaire, avant de pouvoir envisager une mise en œuvre à base de métamatériaux.

Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté une série d'études sur des dispositifs conçus par la méthode de l'optique de transformation. Nous avons pu voir qu'ils se situent à des niveaux de maturité différents. Pour les revêtements d'invisibilité, les études portent actuellement sur l'optimisation des performances, notamment en termes d'adaptation d'impédance, d'augmentation et d'élargissement de la bande de fréquences de fonctionnement. En ce qui concerne les dispositifs apparentés aux hyperlentilles, nous avons pu voir que sur le plan conceptuel, certains points nécessitaient des approfondissements, en particulier l'effet véritable des relations de dispersion hyperboliques sur les performances. Néanmoins il est d'ores et déjà possible de réaliser des prototypes pour la fonction d'agrandissement, qui présente la géométrie la plus simple (cylindrique). Enfin, pour le dispositif visant à augmenter la directivité d'une antenne, des études numériques supplémentaires sont nécessaires avant de pouvoir envisager une réalisation expérimentale.

Concernant la méthode de conception, nous avons pu voir que l'adaptation d'impédance reste un point délicat. Une démonstration rigoureuse des conditions à respecter pour les métriques fait encore défaut, ainsi qu'une méthode permettant d'identifier en amont les transformations susceptibles de respecter ces conditions.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Au cours de cette thèse nous avons conçu et caractérisé différents métamatériaux électromagnétiques, reposant sur des principes physiques différents, puis étudié l'inclusion de ces métamatériaux dans des systèmes de contrôle du rayonnement et de la propagation des ondes.

Plusieurs études, présentées au chapitre 3, ont concerné des métamatériaux à base d'inclusions métalliques en incidence rasante, avec pour objectif l'obtention d'un indice de réfraction négatif dans la gamme micro-onde. Ainsi, nous avons mis en évidence une bande de transmission doublement négative pour un ensemble de résonateurs à anneaux fendus et de fils métalliques en bande W (autour de 100 GHz), fabriqué à l'Université de Bilkent. Les performances de ce prototype, en termes de bande passante et de pertes d'insertion, nous ont amené à nous tourner vers d'autres types d'inclusions métalliques, les résonateurs Ω interconnectés, combinant dans un même motif les activités électrique et magnétique requises, avec par ailleurs une limitation de leur caractère résonant, à l'origine d'une augmentation des bandes passantes réalisables. Suite à la réalisation d'un premier prototype fonctionnant dans les bandes X et Ku (de 8 à 18 GHz) dans le cadre des thèses de G. Houzet et F. Zhang, nous avons étudié une adaptation à la bande W. Le prototype issu de cette étude a montré des performances à l'état de l'art en termes de pertes d'insertion pour cette gamme de fréquences.

L'ensemble de ces travaux a mis en évidence certaines difficultés de fabrication introduites par l'utilisation de motifs métalliques en incidence rasante, liées notamment à la nécessité d'assembler mécaniquement des substrats. En conséquence, nous avons entrepris la conception de métamatériaux exploitant des incidences perpendiculaires au plan des motifs. En particulier, des études sur des plans de résonateurs fendus en incidence normale ont été menées jusque dans la gamme de l'infra-rouge proche, avec comme perspective leur empilement, susceptible de générer une activité magnétique. Des études technologiques pour la fabrication de prototypes basés sur ce principe d'empilement de résonateurs sont actuellement menées par X. Mélique au sein du groupe DOME.

Par ailleurs, des études sur des empilements de grilles à ouvertures sous-longeur d'onde, très similaires à des métamatériaux dits en « filets de pêche » ont permis la fabrication d'un prototype

pour lequel une caractérisation par spectroscopie Térahertz réalisée à l'Université de Chambéry a permis de mettre en évidence un indice négatif autour de 500 GHz, avec une adaptation d'impédance à l'origine de performances remarquables en transmission pour cette gamme de fréquences. Sur la base de ces résultats, une étude est actuellement en cours en vue de fabriquer un prisme, permettant d'observer directement un effet de réfraction négative dans la gamme Térahertz.

Enfin, en ce qui concerne la conception de systèmes à base de métamatériaux, nous avons mis en œuvre la méthode dite « d'optique de transformation » pour l'étude d'une cape d'invisibilité, ainsi que pour la conception de dispositifs de type hyperlentille et d'un dispositif de contrôle du diagramme de rayonnement d'une antenne. Ces trois études présentent des niveaux de maturité différents. Pour le dispositif d'invisibilité, nous avons pu voir que le travail concerne actuellement l'implémentation des paramètres requis sous la forme de résonateurs, ainsi que l'optimisation, en particulier pour le comportement fréquentiel. Pour les dispositifs à base d'hyperlentilles, l'étude des simplifications acceptables permettant de conserver la propagation sans limite de diffraction reste un enjeu important, même si des implémentations, sous la forme d'empilement de couches conformées, sont d'ores et déjà réalisables. Enfin, pour le dispositif de contrôle du diagramme de rayonnement, les études présentées dans le cadre de cette thèse correspondent à une démonstration de principe.

À l'issue de cette thèse, nous pouvons discerner trois axes de développement principaux pour les métamatériaux :

1. L'optimisation des performances en termes de paramètres effectifs.
2. La simplification des procédés de fabrication.
3. La conception de systèmes exploitant toutes les possibilités offertes par les métamatériaux.

Le premier de ces trois axes est le plus aisément identifiable : la plupart des applications envisagées pour les métamatériaux sont handicapées par la présence de pertes, d'une désadaptation d'impédance, ou le caractère dispersif des paramètres effectifs. L'exemple le plus frappant est sans doute la superlentille, dans laquelle les effets de super-résolution disparaissent lorsque l'on s'écarte trop largement des cas idéaux sans pertes. De même, de nombreuses applications posent des conditions sur les paramètres effectifs dans plusieurs directions et pour plusieurs polarisations, ce qui reste délicat à l'heure actuelle.

Le deuxième axe de développement, celui de la simplification des procédés de fabrication, est apparent dans plusieurs études, en particulier dès que des résonateurs métalliques sont impliqués. Dans de nombreux cas, nous avons dû recourir aux technologies de la microélectronique planaire, relativement peu adaptées à la conception de matériaux volumiques. Ceci est particulièrement apparent dans les études sur les métamatériaux métallo-diélectriques du chapitre 3, qui font appel à des assemblages mécaniques de substrats. Les métamatériaux présentés au chapitre 4 présentent à ce titre d'importants avantages, avec l'utilisation de technologies multi-couches et d'un unique masque optique, même si elles doivent encore être optimisées. Pour aller plus loin, une option intéressante réside dans le rapprochement avec des techniques plus classiques de synthèse de matériaux artificiels, de type auto-assemblage de particules.

Enfin, le troisième axe de développement qui peut être dégagé à l'issue de cette thèse est la conception de systèmes plus évolués à base de métamatériaux. En effet, de nombreux systèmes à base de métamatériaux sont concurrencés par des systèmes plus classiques. Ceci est particulièrement apparent dans les applications liées aux circuits micro-ondes, à la conception d'antennes, mais aussi celles liées à l'imagerie (avec par exemple les microscopes de type SNOM). Il apparaît cependant que certaines libertés offertes par les métamatériaux (par exemple en termes de gradients ou d'anisotropie) ne sont que partiellement exploitées dans les applications proposées. À ce titre, la méthode de conception par optique de transformation a déjà ouvert de nouvelles perspectives.

Au-delà de ces développements possibles dans le domaine des métamatériaux électromagnétiques, il convient de signaler que plusieurs concepts et méthodes présentées dans cette thèse, et en particulier la conception par optique de transformation, sont actuellement adaptées au domaine acoustique, avec des applications potentielles allant de la furtivité sous-marine à la prévention des risques sismiques.

BIBLIOGRAPHIE

[1] V. M. Shalaev, « Optical negative-index metamaterials », *Nature Photonics*, vol. 1, p. 41 – 48, 2007.

[2] J. Li et C. T. Chan, « Double-negative acoustic metamaterial », *Physical Review E*, vol. 70, p. 055602, 2004.

[3] K. J. Morton, K. Loutherback, D. W. Inglis, O. K. Tsui, J. C. Sturm, S. Y. Chou et R. H. Austin, « Hydrodynamic metamaterials : Microfabricated arrays to steer, refract, and focus streams of biomaterials », *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 105 No. 21, p. 7434 – 7438, 2008.

[4] J. Machac, M. Rytir, P. Protiva et J. Zehentner, « A double h-shaped resonator for an isotropic eng metamaterial », *in Proceedings of the 38th European Microwave Conference*, p. 547 – 550, 2008.

[5] J. Machac, J. Zehentner et M. Blaha, « Coupling of split ring resonators in a μ-negative volumetric metamaterial », *in IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, p. 327 – 330, 2008.

[6] W. J. Padilla, « Group theoretical description of artificial electromagnetic metamaterials », *Optics Express*, vol. 15 No. 4, p. 1639 – 1646, 2007.

[7] V. G. Veselago, « The electrodynamics of substances with simultaneous negative values of epsilon and mu », *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 10, no. 4, p. 509 – 514, 1968.

[8] T. Koschny, P. Markos, E. N. Economou, D. R. Smith, D. C. Vier et C. M. Soukoulis, « Impact of inherent periodic structure on effective medium description of left-handed and related metamaterials », *Physical Review B*, vol. 71, p. 245105, 2005.

[9] C. R. Simovski, « Bloch material parameters of magneto-dielectric metamaterials and the concept of bloch lattices », *Metamaterials*, vol. IN PRESS, p. IN PRESS, 2007.

[10] C. R. Simovski et S. A. Tretyakov, « Local constitutive parameters of metamaterials from an effective-medium perspective », *Physical Review B*, vol. 75, p. 195111, 2007.

[11] R. Liu, T. J. Cui, D. Huang, B. Zhao et D. R. Smith, « Description and explanation of electromagnetic behaviors in artificial metamaterials based on effective medium theory », *Physical Review E*, vol. 76, p. 026606, 2007.

[12] J. B. Pendry, A. J. Holden et W. J. Stewart, « Extremely low-frequency plasmons in metallic mesostructures », *Physical Review Letters*, vol. 76, no. 25, p. 4773 – 4776, 1996.

[13] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins et W. J. Stewart, « Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 11, p. 2075 – 2084, 1999.

[14] N. Engheta, « Circuits with light at nanoscales : optical nanocircuits inspired by metamaterials », *Science*, vol. 317, p. 1698 – 1702, 2007.

[15] P. A. Belov, C. R. Simovski et S. A. Tretyakov, « Two-dimensional electromagnetic crystals formed by reactively loaded wires », *Physical Review E*, vol. 66, p. 036610, 2002.

[16] A. Djermoun, A. de Lustrac, J.-M. Gadot et E. Akmansoy, « Refraction device with electrically controllable permittivity and negative permeability », *Electronics Letters*, vol. 42 No. 4, p. 223 – 225, 2006.

[17] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. C. Nemat-Nasser et S. Schultz, « Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial », *Applied Physics Letters*, vol. 78 No. 4, p. 489 – 491, 2001.

[18] J. Garcia-Garcia, F. Martin, J. D. Baena, R. Marqués et L. Jelinek, « On the resonances and polarizabilities of split ring resonators », *Journal of Applied Physics*, vol. 98, p. 033103, 2005.

[19] D. Schurig, J. J. Mock et D. R. Smith, « Electric-field-coupled resonators for negative permittivity metamaterials », *Applied Physics Letters*, vol. 88, p. 041109, 2006.

[20] C. R. Simovski et S. He, « Frequency range and explicit expressions for negative permittivity and permeability for an isotropic medium formed by a lattice of perfectly conducting ω particles », *Physics Letters A*, vol. 311, p. 254 – 263, 2003.

[21] H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorczyk et J. A. Kong, « Left-handed materials composed of only s-shaped resonators », *Physical Review E*, vol. 70, p. 057605, 2004.

[22] H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorczyk et J. A. Kong, « Negative refraction of a combined double s-shaped metamaterial », *Applied Physics Letters*, vol. 86, p. 151909, 2005.

[23] T. Koschny, L. Zhang et C. M. Soukoulis, « Isotropic three-dimensional left-handed metamaterials », *Physical Review B*, vol. 71, p. 121103, 2005.

[24] V. M. Shalaev, W. Cai, U. K. Chettiar, H.-K. Yuan, A. K. Sarychev, V. P. Drachev et A. V. Kildishev, « Negative index of refraction in optical metamaterials », *Optics Letters*, vol. 30 No. 24, p. 3356 – 3358, 2005.

[25] X. Zhou et P. Zhao, « Resonant condition of unitary dendritic structure with overlapping negative permittivity and permeability », *Applied Physics Letters*, vol. 91, p. 181908, 2007.

[26] G. V. Eleftheriades, A. K. Iyer et P. C. Kremer, « Planar negative refractive index media using periodically loaded transmission lines », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 50, no. 12, p. 2702 – 2712, 2002.

[27] C. Caloz et T. Itoh, « Transmission line approach of left-handed (lh) materials and microstrip implementation of an artificial lh transmission line », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 52 No. 5, p. 1159 – 1166, 2004.

[28] T. Crépin, J. F. Lampin, T. Decoopman, X. Mélique, L. Desplanque et D. Lippens, « Experimental evidence of backward waves on terahertz left-handed transmission lines », *Applied Physics Letters*, vol. 87, p. 104105, 2005.

[29] D. Kuylenstierna, A. Vorobiev, P. Linnér et S. Gevorgian, « Composite right/left handed transmission line phase shifter using ferroelectric varactors », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 16 No. 4, p. 167 – 169, 2006.

[30] A. Grbic et G. V. Eleftheriades, « Practical limitations of subwavelength resolution using negative-refractive-index transmission-line lenses », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53 No. 10, p. 3201 – 3209, 2005.

[31] P. Alitalo, S. Maslovski et S. Tretyakov, « Experimental verification of the key properties of a three-dimensional isotropic transmission-line superlens », *Journal of Applied Physics*, vol. 99, p. 124910, 2006.

[32] P. Alitalo, S. Ranvier, J. Vehmas et S. Tretyakov, « A microwave transmission-line network guiding electromagnetic fields through a dense array of metallic objects », *Metamaterials*, vol. 2, p. 206 – 212, 2008.

[33] D. K. Hale, « physical properties of composite materials », *Journal of Materials Science*, vol. 11, p. 2105 – 2141, 1976.

[34] T. Kasagi, T. Tsutaoka et K. Hatakeyama, « Negative permeability spectra in Permalloy granular composite materials », *Applied Physics Letters*, vol. 88, p. 172502, 2006.

[35] T. Tsutaoka, T. Nakamura et K. Hatakeyama, « Magnetic field effect on the complex permeability spectra in a Ni-Zn ferrite », *Journal of Applied Physics*, vol. 82 No. 6, p. 3068 – 3071, 1997.

[36] H. García-Miquel, J. Carbonell, V. E. Boria et J. Sánchez-Dehesa, « Experimental evidence of left handed transmission through arrays of ferromagnetic microwires », *Applied Physics Letters*, vol. 94, p. 054103, 2009.

[37] S. O'Brien et J. B. Pendry, « Photonic band-gap effects and magnetic activity in dielectric composites », *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 14, p. 4035 – 4044, 2002.

[38] Q. Zhao, L. Kang, B. Du, H. Zhao, Q. Xie, X. Huang, B. Li, J. Zhou et L. Li, « Experimental demonstration of isotropic negative permeability in a three-dimensional dielectric composite », *Physical Review Letters*, vol. 101, p. 027402, 2008.

[39] L. Lewin, « electrical constants of a material loaded with spherical particles », *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 94, Part III, p. 65 – 68, 1947.

[40] C. L. Holloway, E. F. Kuester, J. Baker-Jarvis et P. Kabos, « A double negative (dng) composite medium composed of magnetodielectric shperical particles embedded in a matrix », *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, vol. 51 No. 10, p. 2596 – 2603, 2003.

[41] L. Jylhä, I. Kolmakov, S. Maslovski et S. Tretyakov, « Modeling of isotropic backward-wave materials composed of resonant spheres », *Journal of Applied Physics*, vol. 99, p. 043102, 2006.

[42] I. Vendik, O. Vendik, I. Kolmakov et M. Odit, « Modelling of isotropic double negative media for microwave applications », *Opto-Electronics Review*, vol. 14 No. 3, p. 179 – 186, 2006.

[43] I. Vendik, M. Odit et D. Kozlov, « 3d metamaterial based on a regular array of resonant dielectric inclusions », *Radioengineering*, vol. 18 No. 2, p. 111 – 116, 2009.

[44] Y.-J. Lai, C.-K. Chen et T.-J. Yen, « Creating negative refractive identity via single-dielectric resonators », *Optics Express*, vol. 17 No. 15, p. 12960 – 12970, 2009.

[45] I. B. Vendik et M. A. Odit, « 3d isotropic dng material based on a set of coupled dielectric spheres with mie resonance », *in Proceedings of the Metamaterials'2008 Conference*, 2008.

[46] L. Peng, L. Ran, H. Chen, H. Zhang, J. A. Kong et T. M. Grzegorczyk, « Experimental observation of left-handed behavior in an array of standard dielectric resonators », *Physical Review Letters*, vol. 98, p. 157403, 2007.

[47] H. Zhao, J. Zhou, Q. Zhao, B. Li, L. Kang et Y. Bai, « Magnetotunable left-handed material consisting of yttrium iron garnet slab and metallic wires », *Applied Physics Letters*, vol. 91, p. 131107, 2007.

[48] X. Cai, R. Zhu et G. Hu, « Experimental study for metamaterials based on dielectic resonators and wire frame », *Metamaterials*, vol. 2, p. 220 – 226, 2008.

[49] P. Russell, « Photonic crystal fibers », *Science*, vol. 299, p. 358 – 362, 2003.

[50] D. P. Gaillot, O. Deparis, V. Welch, B. K. Wagner, J. P. Vigneron et C. J. Summers, « Composite organic-inorganic butterfly scales : production of photonic structures with atomic layer deposition », *Physical Review E*, vol. 78, p. 031922, 2008.

[51] N. Fabre, *Matériaux main gauche et cristaux photoniques pour l'optique : approche diélectrique.* Thèse doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2008.

[52] K. Kertész, Z. Bálint, Z. Vértesy, G. I. Márk, V. Lousse, J.-P. Vigneron et L. P. Biró, « Photonic crystal type structures of biological origin : structural and spectral characterization », *Current Applied Physics*, vol. 6, p. 252 – 258, 2006.

[53] M. Notomi, « Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap », *Physical Review B*, vol. 62 No. 16, p. 10696 – 10705, 2000.

[54] J. B. Pendry, « Negative refraction makes a perfect lens », *Physical Review Letters*, vol. 85 No. 18, no. 18, p. 3966 – 3969, 2000.

[55] A. Grbic et G. V. Eleftheriades, « Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission-line lens », *Physcial Review Letters*, vol. 92 No. 11, p. 117403, 2004.

[56] K. Aydin, I. Bulu et E. Ozbay, « Subwavelength resolution with a negative-index metamaterial superlens », *Applied Physics Letters*, vol. 90, p. 254102, 2007.

[57] N. Fang, H. Lee, C. Sun et X. Zhang, « Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens », *Science*, vol. 308, p. 534 – 537, 2005.

[58] L. Liu, C. Caloz et T. Itoh, « Dominant mode leaky-wave antenna with backfire-to-endfire scanning capability », *Electronics Letters*, vol. 38 No. 23, p. 1414 – 1416, 2002.

[59] C. A. Allen, C. Caloz et T. Itoh, « Leaky- waves in a metamaterial-based two-dimensional structure for a conical beam antenna application », *in IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2004.

[60] A. Lai, C. Caloz et T. Itoh, « Composite right-left-handed transmission line metamaterials », *IEEE Microwave Magazine*, vol. 5 No. 3, p. 34 – 50, 2004.

[61] T. Ueda, N. Michishita, M. Akiyama et T. Itoh, « Dielectric-resonator-based composite right/left-handed transmission lines and their application to leaky wave antenna », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56 No. 10, p. 2259 – 2269, 2008.

[62] A. P. Feresidis, G. Goussetis, S. Wang et J. C. Vardaxoglou, « Artificial magnetic conductor surfaces and their application to low-profile high-gain planar antennas », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53 No. 1, p. 209 – 215, 2005.

[63] A. Ourir, A. de Lustrac et J.-M. Lourtioz, « All-metamaterial-based subwavelength cavities ($\lambda/60$) for ultrathin directive antennas », *Applied Physics Letters*, vol. 88, p. 084103, 2006.

[64] D. Sievenpiper, L. Zhang, R. F. Jimenez Broas, G. Alexópolous et E. Yablonovitch, « -impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47 No. 11, p. 2059 – 2074, 1999.

[65] K. M. K. H. Leong, C.-J. Lee et T. Itoh, « Compact metamaterial based antennas for mimo applications », *International Workshop on Antenna Technology : Small and Smart Antennas Metamaterials and Applications*, vol. 1, p. 87 – 90, 2007.

[66] S. Enoch, G. Tayeb, P. Sabouroux, N. Guérin et P. Vincent, « A metamaterial for directive emission », *Physical Review Letters*, vol. 89 No. 21, p. 213902, 2002.

[67] C. Caloz et T. Itoh, « Novel microwave devices and structure based on the transmission line approach of meta-materials », *in IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2003.

[68] M. A. Antoniades et G. V. Eleftheriades, « linear lead/lag metamaterial phase shifters for broadband applications », *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 2, p. 103 – 106, 2003.

[69] R. Islam et G. V. Eleftheriades, « -agile baranch-line couplers using metamaterial lines », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 14 No. 7, p. 340 – 342, 2004.

[70] A. L. Borja, J. Carbonell, V. E. Boria et D. Lippens, « selective left-handed transmission line loaded with split ring resonators and wires », *Applied Physics Letters*, vol. 94, p. 143503, 2009.

[71] A. Marteau, G. Velu, G. Houzet, L. Burgnies, E. Lheurette, J.-C. Carru et D. Lippens, « Ferroelectric tunable balanced right- and left-handed transmission lines », *Applied Physics Letters*, vol. 94, p. 023507, 2009.

[72] H.-J. Lee et J.-G. Yook, « Biosensing using split-ring resonators at microwave regime », *Applied Physics Letters*, vol. 92, p. 254103, 2008.

[73] F. Xu, A. Patrovsky et K. Wu, « Fast simulation of periodic guided-wave structures based on commercial software », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 49 No. 9, p. 2180 – 2182, 2007.

[74] F. Zhang, S. Potet, J. Carbonell, E. Lheurette, O. Vanbésien, X. Zhao et D. Lippens, « Negative-zero-positive refractive index in a prism-like omega-type metamaterial », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56 No. 11, p. 2566 – 2573, 2008.

[75] A. M. Nicolson et G. F. Ross, « Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. IM-19 No. 4, p. 377–382, 1970.

[76] W. B. Weir, « Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies », *Proceedings of the IEEE*, vol. 62 No. 1, p. 33 – 36, 1974.

[77] A. Vander Vorst, *Transmission, propagation et rayonnement.* De Boeck, 1995.

[78] T. Decoopman, O. Vanbésien et D. Lippens, « Demonstration of a backward wave in a single split ring resonator and wire loaded finline », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 14 No. 11, p. 507 – 509, 2004.

[79] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš et C. M. Soukoulis, « Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients », *Physical Review B*, vol. 65, p. 195104, 2002.

[80] N. Fabre, S. Fasquel, C. Legrand, X. Mélique, M. Muller, M. François, O. Vanbésien et D. Lippens, « Towards focusing using photonic crystal flat lens », *Opto-Electronics Review*, vol. 14 No. 3, p. 225 – 232, 2006.

[81] N. Fabre, X. Mélique, D. Lippens et O. Vanbésien, « Optimized focusing properties of photonic crystal slabs », *Optics Communications*, vol. 281, p. 3571 – 3577, 2008.

[82] T. Decoopman, G. Tayeb, S. Enoch, D. Maystre et B. Gralak, « Photonic crystal lens : from negative refraction and negative index to negative permittivity and permeability », *Physical Review Letters*, vol. 97, p. 073905, 2006.

[83] S. Foteinopoulou et C. M. Soukoulis, « Electromagnetic wave propagation in two-dimensional photonic crystals : a study of anomalous refractive effects », *Physical Review B*, vol. 72, p. 165112, 2005.

[84] C. Croënne, N. Fabre, D. P. Gaillot, O. Vanbésien et D. Lippens, « Bloch impedance in negative index photonic crystals », *Physical Review B*, vol. 77, p. 125333, 2008.

[85] B. Momeni, A. A. Eftekhar et A. Adibi, « Effective impedance model for analysis of reflection at the interfaces of photonic crystals », *Optics Letters*, vol. 32 No. 7, p. 778 – 780, 2007.

[86] X. Chen, B.-I. Wu, J. A. Kong et T. M. Grzegorczyk, « Retrieval of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials », *Physical Review E*, vol. 71, p. 046610, 2005.

[87] O. F. Siddiqui, M. Mojahedi et G. V. Eleftheriades, « Periodically loaded transmission line with effective negative refractive index and negative group velocity », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51 No. 10, p. 2619 – 2625, 2003.

[88] B. Bianco et M. Parodi, « Determination of the propagation constant of uniform microstrip lines », *Alta Frequenza*, vol. 45 No. 2, p. 107 – 110, 1976.

[89] P. Salzenstein, O. Dupuis, M. Hélal, . Lheurette, O. Vanbésien, P. Mounaix et D. Lippens, « Coplanar waveguides on dielectric membranes micromachined on a gaas substrate », *Electronics Letters*, vol. 32 No. 9, p. 821 – 822, 1996.

[90] O. Acher, A. L. Adenot et F. Duverger, « Fresnel coefficients at an interface with a lamellar composite material », *Physical Review B*, vol. 62 No. 20, p. 13748 – 13756, 2000.

[91] J. M. Lerat, N. Malléjac et O. Acher, « Determination of effective parameters of a metamaterial by field summation method », *Journal of Applied Physics*, vol. 100, p. 1–9, 2006.

[92] O. Acher, J. M. Lerat et N. Malléjac, « Evaluation and illustration of the properties of metamaterials using field summation », *Optics Express*, vol. 15 No. 3, p. 1096 – 1106, 2007.

[93] I. De Leon et F. S. Roux, « Fourier analysis of reflection and refraction in two-dimensional photonic crystals », *Physical Review B*, vol. 71, p. 235105, 2005.

[94] A. Jafarpour, C. M. Reinke, A. Adibi, Y. Xu et R. K. Lee, « new method for the calculation of the dispersion of nonperiodic photonic crystal waveguides », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40 No. 8, p. 1060 – 1067, 2004.

[95] J. B. Pendry, D. Schurig et D. R. Smith, « Controlling electromagnetic fields », *Science*, vol. 312, p. 1780 – 1782, 2006.

[96] D. Schurig, J. B. Pendry et D. R. Smith, « Calculation of material properties and ray tracing in transformation media », *Optics Express*, vol. 14 No. 21, p. 9794 – 9804, 2006.

[97] U. Leonhardt et T. G. Philbin, « General relativity in electrical engineering », *New Journal of Physics*, vol. 8, p. 247, 2006.

[98] M. Rahm, S. A. Cummer, D. Schurig, J. B. Pendry et D. R. Smith, « Optical design of reflectionless complex media by finite embedded coordinate transformations », *Physical Review Letters*, vol. 100, p. 063903, 2008.

[99] M. Rahm, D. A. Roberts, J. B. Pendry et D. R. Smith, « Transformation-optical design of adaptative beam bends and beam expanders », *Optics Express*, vol. 16 No. 15, p. 11555 – 11567, 2008.

[100] M. Rahm, D. Schurig, D. A. Roberts, S. A. Cummer, D. R. Smith et J. B. Pendry, « Design of electromagnetic cloaks and concentrators using form-invariant coordinate transformations of Maxwell's equations », *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, vol. 6, p. 87 – 95, 2008.

[101] C. Croënne, M.-F. Foulon, E. Lheurette, X. Mélique, M. Gheudin et D. Lippens, « Negative index metamaterial at 100 ghz », *Proceedings of the European Microwave Association*, vol. 4, p. 95 – 101, 2008.

[102] R. Marqués, F. Medina et R. Rafii-El-Idrissi, « Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials », *Physical Review B*, vol. 65, p. 144440, 2002.

[103] R. S. Penciu, M. Kafesaki, T. F. Gundogdu, E. N. Economou et C. M. Soukoulis, « Theoretical study of left-handed behavior of composite metamaterials », *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, vol. 4, p. 12 – 16, 2006.

[104] M. Gokkavas, K. Guven, I. Bulu, K. Aydin, R. S. Penciu, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis et E. Ozbay, « Experimental demonstration of a left-handed metamaterial operating at 100 ghz », *Physical Review B*, vol. 73, p. 193103, 2006.

[105] E. Lheurette, O. Vanbésien et D. Lippens, « Double negative media using interconnected omega-type metallic particles », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 49 No. 1, p. 84 – 90, 2007.

[106] E. Lheurette, G. Houzet, J. Carbonell, F. Zhang, O. Vanbésien et D. Lippens, « Omega-type balanced composite negative refractive index materials », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 56 No. 11, p. 3462 – 3469, 2008.

[107] F. Zhang, D. P. Gaillot, C. Croënne, E. Lheurette, X. Mélique et D. Lippens, « Low-loss left-handed metamaterials at millimeter waves », *Applied Physics Letters*, vol. 93, p. 083104, 2008.

[108] C. Croënne, F. Garet, E. Lheurette, J.-L. Coutaz et D. Lippens, « Left handed dispersion of a stack of subwavelength hole metal arrays at terahertz frequencies », *Applied Physics Letters*, vol. 94, p. 133112, 2009.

[109] V. A. Podolskiy, A. K. Sarychev et V. M. Shalaev, « Plasmon modes in metal nanowires and left-handed materials », *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, vol. 11, no. 1, p. 65 – 74, 2002.

[110] V. A. Podolskiy, A. K. Sarychev et V. M. Shalaev, « Plasmon modes and negative refraction in metal nanowire composites », *Optics Express*, vol. 11 No. 7, no. 7, p. 735 – 745, 2003.

[111] R. A. Depine et A. Lakhtakia, « A new condition to identify isotropic dielectric-magnetic materials displaying negative phase velocity », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 41 No. 4, p. 315 – 316, 2004.

[112] B. Kanté, S. N. Burokur, A. Sellier, A. de Lustrac et J.-M. Lourtioz, « Controlling plasmon hybridization for negative refraction metamaterials », *Physical Review B*, vol. 79, p. 075121, 2009.

[113] J. Zhou, L. Zhang, G. Tuttle, T. Koschny et C. M. Soukoulis, « Negative index materials using simple short wire pairs », *Physical Review B*, vol. 73, p. 041101, 2006.

[114] S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood et S. R. J. Brueck, « Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials », *Physical Review Letters*, vol. 95, p. 137404, 2005.

[115] S. Zhang, W. Fan, K. J. Malloy, S. R. J. Brueck, N. C. Panoiu et R. M. Osgood, « Demonstration of metal–dielectric negative-index metamaterials with improved performance at optical frequencies », *Journal of Optical Society of America B*, vol. 23 No. 3, p. 434 – 438, 2006.

[116] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C. M. Soukoulis et S. Linden, « Low-loss negative-index metamaterial at telecommunication wavelengths », *Optics Letters*, vol. 31 No. 12, p. 1800 – 1802, 2006.

[117] G. Dolling, M. Wegener, C. M. Soukoulis et S. Linden, « Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength », *Optics Letters*, vol. 32 No. 1, p. 53 – 55, 2007.

[118] U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, H.-K. Yuan, W. Cai, S. Xiao, V. P. Drachev et V. M. Shalaev, « Dual-band negative index metamaterial : double negative at 813 nm and single negative at 772 nm », *Optics Letters*, vol. 32 No. 12, p. 1671 – 1673, 2007.

[119] C. M. Soukoulis, S. Linden et M. Wegener, « Negative refractive index at optical wavelengths », *Science*, vol. 315, p. 47 – 49, 2007.

[120] J. Valentine, S. Zhang, T. Zentgraf, E. Ulin-Avila, D. A. Genov, G. Bartal et X. Zhang, « Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index », *Nature*, vol. 455, p. 376 – 379, 2008.

[121] C. Rockstuhl, T. Zentgraf, H. Guo, N. Liu, C. Etrich, I. Loa, K. Syassen, J. Kuhl, F. Lederer et H. Giessen, « Resonances of split-ring resonator matematerials in the near infrared », *Applied Physics B*, vol. 84, p. 219 – 227, 2006.

[122] J. Zhou, T. Koschny, M. Kafesaki, E. N. Economou, J. B. Pendry et C. M. Soukoulis, « Saturation of the magnetic response of split-ring resonators at optical frequencies », *Physical Review Letters*, vol. 95, p. 223902, 2005.

[123] S. Tretyakov, « On geometrical scaling of split-ring and double-bar resonators at optical frequencies », *Metamaterials*, vol. 1, p. 40 – 43, 2007.

[124] C. M. Soukoulis, T. Koschny, J. Zhou, M. Kafesaki et E. N. Economou, « Magnetic response of split ring resonators at terahertz frequencies », *Physica Status Solidi b*, vol. 244 No. 4, p. 1181 – 1187, 2007.

[125] C. Rockstuhl, F. Lederer, C. Etrich, T. Zentgraf, J. Kuhl et H. Giessen, « On the reinterpretation of resonances in split-ring-resonators at normal incidence », *Optics Express*, vol. 14 No. 19, p. 8827 – 8836, 2006.

[126] T. Akalin, *Dispositifs de propagation, de filtrage et de rayonnement électromagnétiques basés sur les structures périodiques.* Thèse doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2002.

[127] R. Marqués, F. Mesa, J. Martel et F. Medina, « Comparative analysis of edge- and broadside-coupled split ring resonators for metamaterial design - theory and experiments », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51 No. 10, p. 2572 – 2581, 2003.

[128] E. Prodan, C. Radloff, N. J. Halas et P. Nordlander, « A hybridization model for the plasmon response of complex nanostructures », *Science*, vol. 302, p. 419 – 422, 2003.

[129] N. Liu, H. Guo, L. Fu, S. Kaiser, H. Schweizer et H. Giessen, « Three-dimensional photonic metamaterials at optical frequencies », *Nature Materials*, vol. 7, p. 31 – 37, 2008.

[130] N. Liu, H. Liu, S. Zhu et H. Giessen, « Stereometamaterials », *Nature Photonics*, vol. 3, p. 157 – 162, 2009.

[131] A. V. Kildishev, W. Cai, U. K. Chettiar, H.-K. Yuan, A. K. Sarychev, V. P. Drachev et V. M. Shalaev, « Negative refractive index in optics of metal-dielectric composites », *Journal of Optical Society of America B*, vol. 23 No. 3, p. 423 – 433, 2006.

[132] J. Carbonell, . Lheurette, C. Croënne, V. E. Boria et D. Lippens, « From rejection to transmission for a stack of arrayed split ring resonators », *in Proceedings of the 39th European Microwave Conference*, 2009.

[133] M. J. Freire et R. Marqués, « Planar magnetoinductive lens for three-dimensional subwavelength imaging », *Applied Physics Letters*, vol. 86, p. 182505, 2005.

[134] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. Ghaemi, T. Thio et P. A. Wolf, « Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays », *Nature*, vol. 391, p. 667 – 669, 1998.

[135] H. A. Bethe, « Theory of diffraction by small holes », *Physical Review*, vol. 66, p. 163 – 182, 1944.

[136] M. Beruete, I. Campillo, M. Navarro-Cia, F. Falcone et M. Sorolla, « Molding left- or right-handed metamaterials by stacked cutoff metallic hole arrays », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55 No. 6, p. 1514 – 1521, 2007.

[137] M. Beruete, M. Sorolla et I. Campillo, « Left-handed extraordinary optical transmission through a photonic crystal of subwavelength hole arrays », *Optics Express*, vol. 14 No. 12, p. 5445 – 5455, 2006.

[138] M. Beruete, I. Campillo, J. E. Rodriguez-Seco, E. Perea, M. Navarro-Cia, I. J. Nunez-Manrique et M. Sorolla, « Enhanced gain by double-periodic stacked subwavelength hole array », *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 17 No. 12, p. 831 – 833, 2007.

[139] M. Beruete, M. Sorolla, M. Navarro-Cia, F. Falcone, I. Campillo et V. Lomakin, « Extraordinary transmission and left-handed propagation in miniaturized stacks of doubly periodic subwavelength hole arrays », *Optics Express*, vol. 15 No. 3, p. 1107 – 1114, 2007.

[140] M. Sarrazin et J. P. Vigneron, « Nonreciprocal optical reflection from a bidimensional array of subwavelength holes in a metallic film », *Physical Review B*, vol. 70, p. 193409, 2004.

[141] A. Mary, S. G. Rodrigo, F. J. Garcia-Vidal et L. Martin-Moreno, « Theory of negative-refractive-index response of double fishnet structures », *Physical Review Letters*, vol. 101, p. 103902, 2008.

[142] P. Salzenstein, *Technologie des composants à hétérostructures pour les têtes de réception par satellite aux longueurs d'onde millimétriques.* Thèse doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1996.

[143] F. Aquistapace, L. Duvillaret, F. Garet, J.-F. Roux et J.-L. Coutaz, « Photovariation of grating-assisted coupling of terahertz waves into a silicon waveguide », *Journal of Applied Physics*, vol. 94, p. 7888 – 7891, 2003.

[144] F. Garet, L. Duvillaret et J.-L. Coutaz, « Evidence of frequency-dependent thz beam polarization in time-domain spectroscopy », *in Proceedings of the SPIE*, vol. 3617, p. 30, 1999.

[145] F. Medina, F. Mesa et R. Marqués, « Extraordinary transmission through arrays of electrically small holes from a circuit theory perspective », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56 No. 12, p. 3108 – 3120, 2008.

[146] M. Navarro-Cia, M. Beruete, M. Sorolla et I. Campillo, « Negative refraction in a prism made of stacked subwavelength hole arrays », *Optics Express*, vol. 16, p. 560 – 566, 2008.

[147] A. Alù et N. Engheta, « Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings », *Physical Review E*, vol. 72, p. 016623, 2005.

[148] G. W. Milton et N.-A. P. Nicorovici, « On the cloaking effects associated with anomalous localized resonance », *Proceedings of the Royal Society A*, vol. 462, p. 3027 – 3059, 2006.

[149] A. Alù et N. Engheta, « Cloaking and transparency for collections of particles with metamaterial and plasmonic covers », *Optics Express*, vol. 15 No. 12, p. 7578 – 7590, 2007.

[150] M. G. Silveirinha, A. Alù et N. Engheta, « Parallel-plate metamaterials for cloaking structures », *Physical Review E*, vol. 75, p. 036603, 2007.

[151] H. Chen, X. Luo, H. Ma et C. T. Chan, « The anti-cloak », *Optics Express*, vol. 16 No. 19, p. 14603 – 14608, 2008.

[152] H. Chen, « Transformation optics in orthogonal coordinates », *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol. 11, p. 075102, 2009.

[153] S. A. Cummer, B.-I. Popa, D. Schurig et D. R. Smith, « Full-wave simulations of electromagnetic cloaking structures », *Physical Review E*, vol. 74, p. 036621, 2006.

[154] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr et D. R. Smith, « Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies », *Science*, vol. 314, p. 977–980, 2006.

[155] D. P. Gaillot, C. Croënne et D. Lippens, « An all-dielectric route for terahertz cloaking », *Optics Express*, vol. 16 No. 6, p. 3986 – 3992, 2008.

[156] Z. Ruan, M. Yan, C. W. Neff et M. Qiu, « Ideal cylindrical cloak : perfect but sensitive to tiny perturbations », *Physical Review Letters*, vol. 99, p. 113903, 2007.

[157] H. Chen, Z. Liang, P. Yao, X. Jiang, H. Ma et C. T. Chan, « Extending the bandwidth of electromagnetic cloaks », *Physical Review B*, vol. 76, p. 241104, 2007.

[158] J. Li et J. B. Pendry, « Hiding under the carpet : a new strategy for cloaking », *Physical Review Letters*, vol. 101, p. 203901, 20058.

[159] R. Liu, C. Ji, J. J. Mock, J. Y. Chin, T. J. Cui et D. R. Smith, « Broadband ground-plane cloak », *Science*, vol. 323, p. 366 – 369, 2009.

[160] J. H. Lee, J. Blair, V. A. Tamma, Q. Wu, J. Rhee, C. J. Summers et W. Park, « Direct visualization of optical frequency invisibility cloak based on silicon nanorod array », *Optics Express*, vol. 17 No. 15, p. 12922 – 12928, 2009.

[161] S. A. Ramakrishna, J. B. Pendry, M. C. K. Wiltshire et W. J. Stewart, « Imaging the near field », *Journal of Modern Optics*, vol. 50 No. 9, p. 1419–1430, 2003.

[162] Z. Jacob, L. V. Alekseyev et E. Narimanov, « Optical hyperlens : far-field imaging beyond the diffraction limit », *Optics Express*, vol. 14 No. 18, p. 8247 – 8256, 2006.

[163] A. Salandrino et N. Engheta, « Far-field subdiffraction optical microscopy using metamaterial crystals : theory and simulations », *Physical Review B*, vol. 74, p. 075103, 2006.

[164] M. Tsang et D. Psaltis, « Magnifying perfect lens and superlens design by coordinate transformation », *Physical Review B*, vol. 77, p. 035122, 2008.

[165] D. P. Gaillot, C. Croënne, F. Zhang et D. Lippens, « Transformation optics for the full dielectric electromagnetic cloak and metal–dielectric planar hyperlens », *New Journal of Physics*, vol. 10, p. 115039, 2008.

[166] A. V. Kildishev et E. E. Narimanov, « Impedance-matched hyperlens », *Optics Letters*, vol. 32, p. 3432 – 3434, 2007.

[167] A. V. Kildishev et V. M. Shalaev, « Engineering space for light via transformation optics », *Optics Letters*, vol. 33 No. 1, p. 43 – 45, 2008.

[168] W. Wang, H. Xing, L. Fang, Y. Liu, J. Ma, L. Lin, C. Wang et X. Luo, « Far-field imaging device : planar hyperlens with magnification using multi-layer metamaterial », *Optics Express*, vol. 16 No. 25, p. 21142 – 21148, 2008.

[169] Z. Liu, H. Lee, Y. Xiong, C. Sun et X. Zhang, « Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects », *Science*, vol. 315, p. 1686, 2007.

[170] I. I. Smolyaninov, Y.-J. Hung et C. C. Davis, « Magnifying superlens in the visible frequency range », *Science*, vol. 315, p. 1699 – 1701, 2007.

[171] H. Lee, Z. Liu, Y. Xiong, C. Sun et X. Zhang, « Development of optical hyperlens for imaging below the diffraction limit », *Optics Express*, vol. 15 No. 24, p. 15886 – 15891, 2007.

[172] W. Park et Q. Wu, « Negative effective permeability in metal cluster photonic crystal », *Solid State Communications*, vol. 146, p. 221 – 227, 2008.

[173] U. Leonhardt et T. Tyc, « Superantenna made of transformation media », *New Journal of Physics*, vol. 10, p. 115026, 2008.

[174] E. W. Weisstein, « Mercator projection & Lambert azimuthal equal-area projection ». Mathworld - A Wolfram Web Resource. http ://mathworld.wolfram.com/MercatorProjection.html & http ://mathworld.wolfram.com/LambertAzimuthalEqual-AreaProjection.html.

PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

Publications

1. C. Croënne, F. Garet, É. Lheurette, J.-L. Coutaz et D. Lippens, *« Left handed dispersion of a stack of sub-wavelength hole metal arrays at terahertz frequencies »*, *Applied Physics Letters*, vol. 94, pp. 133112, 2009.
2. D. P. Gaillot, C. Croënne, F. Zhang et D. Lippens, *« Transformation optics for the full dielectric electromagnetic cloak and metal-dielectric planar hyperlens »*, *New Journal of Physics*, vol. 10, pp. 115039, 2008.
3. F. Zhang, D. P. Gaillot, C. Croënne, É. Lheurette, X. Mélique et D. Lippens, *« Low-loss left-handed metamaterials at millimeter waves »*, *Applied Physics Letters*, vol. 93, pp. 083104, 2008.
4. D. P. Gaillot, C. Croënne et D. Lippens, *« An all-dielectric route for terahertz cloaking »*, *Optics Express*, vol. 16 n° 6, p. 3986, 2008.
5. C. Croënne, N. Fabre, D. P. Gaillot, O. Vanbésien et D. Lippens, *« Bloch impedance in negative index photonic crystals »*, *Physical Review B*, vol. 77, pp. 125333, 2008.
6. C. Croënne, M.-F. Foulon, É. Lheurette, X. Mélique, M. Gheudin et D. Lippens, *« Negative index metamaterial at 100 GHz »*, *Proceedings of the European Microwave Association*, vol. 4, p. 95, 2008.

Communications internationales

Lorsque la mention « exposé oral » est en italique, la présentation a été (ou sera) assurée par un autre auteur.

1. ***Exposé oral*** : C. Croënne, F. Garet, J. Carbonell, É. Lheurette, K. Blary, J.-L. Coutaz et D. Lippens, *« Sub-wavelength hole arrayed stack : towards terahertz high resolution imaging systems »*, *Proceedings of the 39th European Microwave Conference*, 28 sept. - 2 oct. 2009, Rome.
2. ***Exposé oral*** : J. Carbonell, É. Lheurette, C. Croënne, V. E. Boria et D. Lippens, *« From rejection to transmission for a stack of arrayed split ring resonators »*, *Proceedings of the 39th European Microwave Conference*, 28 sept. - 2 oct. 2009, Rome.

3. **Exposé oral** : C. Croënne et D. Lippens, *« Enhancement of antenna directivity via transformation optics using Mercator and Lambert mapping functions »*, *Proceedings of Metamaterials'2009*, 30 août - 4 sept. 2009, Londres.
4. ***Exposé oral*** : J. Carbonell, C. Croënne, F. Garet, É. Lheurette, J.-L. Coutaz et D. Lippens, *« Circuit approach for terahertz left-handed sub-wavelength holes arrayed stacks »*, *Proceedings of Metamaterials'2009*, 30 août - 4 sept. 2009, Londres.
5. **Exposé oral** : C. Croënne, D. P. Gaillot, F. Zhang, W. Park et D. Lippens, *« Transformation optics for cloaking and hyperlens with metamaterials »*, *Proceedings of the 25th Progress in Electromagnetic Research Symposium*, 23 - 27 mars 2009, Beijing.
6. ***Exposé oral*** : F. Zhang, C. Croënne, G. Houzet, D. P. Gaillot, X. Mélique, É. Lheurette et D. Lippens, *« Metamaterial technologies at terahertz frequencies »*, *Proceedings of the 25th Progress in Electromagnetic Research Symposium*, 23 - 27 mars 2009, Beijing.
7. **Poster** : C. Croënne, J. Carbonell, D. P. Gaillot, É. Lheurette, X. Mélique et D. Lippens, *« Split ring resonator arrays : from microwave to optics »*, *Proceedings of the 38th European Microwave Conference*, pp. 1038-1041, 27 - 31 oct. 2008, Amsterdam.
8. **Exposé oral** : D. P. Gaillot, Q. Zhao, F. Zhang, L. Kang, C. Croënne, J. Zhou et D. Lippens, *« Transparency cloak based on high- ? BST rods »*, *Proceedings of the 38th European Microwave Conference*, pp. 869-872, 27 - 31 oct. 2008, Amsterdam.
9. ***Exposé oral*** : É. Lheurette, J. Carbonell, C. Croënne et D. Lippens, *« Left-handed metamaterial based on elliptical subwavelength apertures arrays for THz applications »*, *Proceedings of Metamaterials'2008*, 21 - 26 sept. 2008, Pamplona.
10. **Exposé oral invité** : C. Croënne, N. Fabre, D. P. Gaillot, O. Vanbésien et D. Lippens, *« Impedance mismatch in negative index photonic crystals »*, *Proceedings of SPIE's Europe 2008 Photonics Europe Symposium*, 7 - 11 avril 2008, Strasbourg.
11. **Poster** : C. Croënne, J.-M. Lerat, M. N. Malléjac, O. Acher et D. Lippens, *« Retrieval technique by field summation : application to double negative media »*, *Proceedings of Metamaterials'2007*, 22 - 26 oct. 2007, Rome.
12. **Exposé oral** : C. Croënne, K. Guven, M.-F. Foulon, E. Ozbay, T. Crépin et D. Lippens, *« Loss in terahertz double negative media »*, *Proceedings of the International Student Seminar on Microwave Applications of Novel Physical Phenomena 2006*, 24 - 25 août 2006, Rovaniemi (Finlande).

Communications nationales

1. **Poster** : C. Croënne, F. Zhang, É. Lheurette, X. Mélique et D. Lippens, *« Détermination expérimentale des paramètres effectifs des métamatériaux à indice négatif »*, *Actes des XVIes Journées Nationales Micro-ondes*, 27 - 29 mai 2009, Grenoble.
2. **Poster** : C. Croënne, D. P. Gaillot et D. Lippens, *« Techniques des transformation conforme appliquées aux métamatériaux : application au cloaking et à l'hyperfocalisation »*, *Actes des XVIes Journées Nationales Micro-ondes*, 27 - 29 mai 2009, Grenoble.
3. **Exposé oral** : C. Croënne, G. Houzet, A. L. Borja, X. Mélique, É. lheurette et D. Lippens, *« Bio capteurs à base de micro-résonateurs fendus »*, *Actes des XVIes Journées Nationales Micro-ondes*, 27 - 29 mai 2009, Grenoble.
4. **Poster** : C. Croënne, F. Garet, É. Lheurette, J.-L. Coutaz et D. Lippens, *« Spectroscopie terahertz d'un métamatériau gaucher constitué d'un empilement de réseaux métalliques sous longueur d'onde »*, *Actes des XVIes Journées Nationales Micro-ondes*, 27 - 29 mai 2009, Grenoble.

5. **Poster** : C. Croënne, N. Fabre, D. P. Gaillot, O. Vanbésien et D. Lippens, *« Désadaptation d'impédance dans les cristaux photoniques »*, *Actes de la réunion plénière "Interférences d'ondes" 2007, GDR Ondes*, 21 - 23 nov. 2007, Pessac.
6. **Exposé oral** : C. Croënne, M.-F. Foulon, É. Lheurette, X. Mélique, M. Gheudin et D. Lippens, *« Métamatériaux à indice de réfraction négatif à 100 GHz »*, *Actes des XVes Journées Nationales Micro-ondes*, 23 - 25 mai 2007, Toulouse.
7. **Poster** : C. Croënne, J.-M. Lerat, N. Malléjac, O. Acher et D. Lippens, *« Extraction ab-initio des paramètres effectifs des métamatériaux »*, *Actes des XVes Journées Nationales Micro-ondes*, 23 - 25 mai 2007, Toulouse.

Résumé

Ce travail de thèse répond à deux objectifs principaux. Le premier concerne la conception de métamatériaux électromagnétiques en vue de l'obtention de paramètres effectifs, et particulièrement d'indices de réfraction négatifs, dans des gammes de fréquences allant des micro-ondes à l'infrarouge. Le second objectif a trait à la conception de systèmes exploitant les possibilités offertes par les métamatériaux pour remplir des fonctions de contrôle de la propagation et du rayonnement électromagnétique. Pour la partie de conception de métamatériaux, nous présentons et analysons une série de résultats de simulation et de caractérisation expérimentale pour plusieurs prototypes à base de résonateurs métalliques de différents types, ainsi que des réseaux de grilles métalliques superposées. Des indices effectifs négatifs sont obtenus autour de 100 et 500 GHz, avec de remarquables performances en termes de pertes d'insertion et d'adaptation d'impédance, correspondant à l'état de l'art actuel. Pour la partie de conception de systèmes, nous présentons un ensemble de travaux exploitant la méthode dite « d'optique de transformation ». Une première étude a trait à l'implémentation sous forme de métamatériaux à résonateurs de Mie d'un dispositif d'invisibilité. Une seconde étude concerne un ensemble de dispositifs apparentés à des hyperlentilles, susceptibles de réaliser différentes fonctions sur des images de champ proche. Enfin, une dernière étude concerne une proposition de système de contrôle du diagramme de rayonnement d'une antenne exploitant les propriétés des espaces courbes pour la propagation des ondes.

Mots clés : métamatériaux, réfraction, optique des micro-ondes, ondes décimillimétriques, applications conformes, réfraction négative.

Abstract

The objective of this thesis work is two-fold. Firstly, we design electromagnetic metamaterials in order to obtain specific effective parameters, and especially negative indices of refraction, in fraquency bands ranging for the microwaves to the infrared. Secondly, we design systems exploiting the possibilities offered by metamaterials to control the propagation and the radiation of electromagnetic waves. In the metamaterial design part, we present and analyse a series of simulation and experimental results for several prototypes based on metallic patterns and subwavelength hole arrays in superimposed metallic plates. Negative effective indices are obtained around 100 and 500 GHz, with state-of-the-art performance in terms of insertion losses and impedance matching. In the metamaterial-based system design, we present different studies exploiting the 'transformation optics' procedure. The first one deals with a Mie-resonator-based implementation of an invisibility device. The second one concerns a family of devices related to hyperlenses which can accomplish different functions on near field images. Lastly, we propose a device to control the radiation pattern of an antenna, exploiting the wave propagation properties of curved spaces.

Keywords : metamaterials, refraction, microwave optics, terahertz waves, conformal mapping, negative refraction.