

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات

Ecole Nationale Polytechnique



Département d'Electronique

Thèse de Doctorat d'Etat

Présentée par

Mouloud BOUZOUAD

Magister en Electronique (Option Télécommunications)

ANALYSE ET CONCEPTION D'ANTENNES MICRORUBAN SUR DES SUBSTRATS A BANDES INTERDITES ELECTROMAGNETIQUES

Soutenue le 3 décembre 2007

Devant le jury :

Ahmed ZERGUERRAS	Professeur ENP	Président
Rabia AKSAS	Professeur ENP	Directeur de thèse
Isabelle HUYNEN	Professeur à l'UCL, Belgique	Co-Directeur de thèse
Boualem HADDAD	Professeur à l'USTHB	Examineur
Rachida TOUHAMI-MAHDI	Professeur à l'USTHB	Examineur
Mohamed TRABELSI	Maître de conférences à ENP	Examineur
Brahim ATROUZ	Chargé de cours Dr/NT EMP	Invité

Année Universitaire 2006-2007

ملخص

إن العوازل الكهربائية المستوية ذات الأنطقة الكهرومغناطيسية الممنوعة هي بنى اصطناعية دورية عازلة ذات بعدين، لها خاصية منع انتشار الأمواج الكهرومغناطيسية داخلها من أجل بعض حزم التواتر التي تسمى "الأنطقة الكهرومغناطيسية الممنوعة"؛ هذه المواد يمكن استعمالها لمنع انتشار الموجات السطحية داخل ألواح دارات الأمواج الكهرومغناطيسية القصيرة. ذلك أن هذه الأمواج السطحية تعتبر السبب الرئيسي في تدهور عدة خصائص للدوائر الكهربائية المطبوعة، كالمردود الطاقوي ونقاوة المخططات الإشعاعية. إن الهوائيات الشريطية المطبوعة ذات الامتيازات الغنية عن التعريف تعاني بالخصوص من مشكلة تحريض هذه الأمواج السطحية، التي تبديد جزء من الطاقة الموفرة إضافة إلى زيغها عند حواف لوحة الدارة المطبوعة، فكل تحسين في خصائص هذه الهوائيات يمر عبر منع انتشار هذه الأمواج. في إطار هذا البحث نقوم باستعمال هذا المفهوم الجديد للعوازل الكهربائية المستوية ذات الأنطقة الكهرومغناطيسية الممنوعة لأجل تحسين وتطوير الهوائيات الشريطية المطبوعة.

Résumé

Les matériaux diélectriques bidimensionnels à bandes interdites électromagnétiques (2D-BIE), sont des structures artificielles périodiques dans deux dimensions de l'espace et possédant la caractéristique d'empêcher la propagation des modes de substrat dans certaines directions et certaines bandes de fréquence. Dans le cadre de cette thèse, on se propose d'utiliser ce nouveau concept de matériau 2D-BIE pour empêcher la propagation des ondes de surface dans les substrats des circuits micro-ondes imprimés. Les ondes de surface sont à l'origine de plusieurs limitations de ces circuits en technologie imprimée. Ceci est particulièrement vrai pour les antennes patch microruban (APM), où elles provoquent une dégradation du diagramme de rayonnement et du rendement en puissance. Etant des éléments raisonnants, les antennes imprimées sont des structures à faible bandes passantes. Le plus simple moyen d'améliorer cette dernière, est d'augmenter l'épaisseur du substrat. Toutefois cette technique favorise, encore plus, l'excitation des ondes de surfaces. Par conséquent, toute amélioration des performances de ces APM doit passer par la suppression de ces dernières.

Mots clés : Substrats BIE, Antenne microruban, ondes de surfaces

Abstract

Two dimensional planar electromagnetic band gap materials (2D-EBG) are artificial periodic dielectric structures that prevent the propagation of all in plan electromagnetic waves substrate modes within a certain frequency band. In this thesis we propose to use the new concept of 2D-EBG materials to prevent surface wave propagation in microwave printed circuit substrate. Surface-wave mode generation is considered losses in integrated circuits and lead to crosstalk between devices printed on the surface of the substrate. This is especially true for printed antennas were the surface wave power launched to the substrate will diffract from the edges, resulting in a disturbance of the radiation pattern and this will lower the overall radiation efficiency. Also printed microstrip antennas are very narrow band structures due to their resonating behavior. The easiest way to enhance the antenna bandwidth is to increase the substrate thickness. However this will in turn favored surface wave excitation. So any enhancement in printed circuit antennas performances requires surface wave suppression.

Keywords: EBG substrate, Microstrip antenna, surface waves.

Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord remercier et exprimer toute ma gratitude à mon directeur de thèse le Professeur Rabia Aksas de l'Ecole Nationale Polytechnique (ENP) d'Alger. Je tiens à lui témoigner toute ma reconnaissance pour sa disponibilité et ses conseils toujours avisés.

Je remercie également mon co-directeur de thèse le Professeur Isabelle Huynen du Laboratoire d'Hyperfréquences (EMIC) de l'Université Catholique de Louvain-La-Neuve, Belgique, pour son aide et sa disponibilité.

Je remercie aussi le Professeur Danielle Vanhoenacker-Janvier responsable du Laboratoire EMIC et son ex-responsable le Professeur André Vander Vorst de m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire et de m'avoir donné la possibilité de fabriquer et mesurer mes prototypes. Sans leur aide ce travail n'aurait pu aboutir.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Monsieur Didier Lippens, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, et responsable du groupe DOME de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique et Nanotechnologies (IEMN). Je tiens à le remercier de m'avoir accueilli dans son laboratoire pendant 18 mois dans le cadre d'une bourse FRANCO-ALGÉRIENNE, ce qui m'a permis de finaliser ce travail.

Je voudrais remercier également Monsieur Ahmed Zerguerras Professeur à l'ENP, de me faire l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je présente mes plus sincères remerciements à Monsieur Boualem Haddad Professeur à l'Université des Sciences et des Technologies Houari Boumediene (USTHB), à Madame Rachida Touhami-Mahdi Professeur à l'USTHB et à Monsieur Mohamed Trabelsi, Maître de Conférences à l'ENP, qui ont accepté de participer à ce jury en tant qu'examineurs et qui ont pris la peine de lire ce travail avec attention. Leurs commentaires et suggestions éclairés m'ont permis d'en améliorer le contenu.

Mes remerciements s'adressent ensuite à l'ensemble de l'équipe du laboratoire EMIC : Annette pour sa gentillesse, Robert pour les soins apportés aux différentes réalisations, Pascal ainsi que tous les doctorants avec qui j'ai collaboré durant mes divers séjours au laboratoire.

Je tiens à remercier aussi l'ensemble de l'équipe DOME (membres permanents de l'équipe, thésards, stagiaires et personnes travaillant à l'IEMN) : Eric Lheurette, Xavier Mélique, Olivier Vanbesien Thomas Crépin, Michel-François Foulon, Aurélien Marteau, Nathalie Fabre, Charles Crönne, Badreddine Ouagague, Zi Jing Ye, Zhang Fu Li, Marie-Bénédicte Dernon-court et Pierre Armand.

Enfin, je n'oublierais pas d'associer à mon travail mes parents, ma famille, mes amis qui se reconnaîtront et tous ceux que j'ai pu oublier.

Je tiens à remercier en particulier ma femme Hadda pour m'avoir épaulé et apporté encouragements et soutien continu.

Dédicaces

A mes parents

A Hadda ma femme

A mes enfants

Sommaire

Liste des Abréviations	iii
1 Introduction.....	2
2 Etat de l'art.....	6
2.1 Introduction.....	6
2.1.1 Historique des cristaux photoniques	6
2.1.1.1 Cristaux photoniques	7
2.1.1.2 Cristaux électromagnétiques.....	10
2.1.1.3 Application des structures BIE aux antennes	12
2.2 Matériaux utilisés et techniques de fabrication.....	12
2.2.1 Choix des matériaux	13
2.2.2 Techniques de fabrication.....	13
2.3 Méthodes numériques de calcul des diagrammes de bandes des cristaux électromagnétiques	14
2.3.1 Introduction.....	14
2.3.2 Méthode des ondes planes	15
2.3.2.1 Méthode E.....	15
2.3.2.2 Méthode H	16
2.3.3 Méthode de Pendry	17
2.3.4 Méthode des différences finies dans le domaine temporel.....	20
2.3.4.1 Zone d'absorption et conditions aux limites.....	24
2.3.4.2 Calcul des structures de bande.....	26
2.3.5 Méthode des éléments finis.....	27
2.3.6 Mise en œuvre des équations régissant la méthode des éléments finis ..	28
3 Matériaux à bandes interdites électromagnétiques (BIE).....	32
3.1 Principe et concepts initiaux des cristaux électromagnétiques.....	32
3.1.1 Définition	32
3.1.2 Équation principale	34
3.1.3 Loi d'échelle	36
3.1.4 Polarisation	37
3.2 Structures à bandes interdites électromagnétiques bidimensionnelles (2D-BIE)	38
3.2.1 Cartographie des bandes interdites électromagnétiques des structures 2D-BIE	39
3.2.2 Cartographie des bandes interdites du réseau triangulaire de cylindres .	43
3.3 Conclusion	47
4 Structures bidimensionnelles planaires à bandes interdites électromagnétiques (BIEP).....	49
4.1 Conception et simulation d'un substrat 2D-BIEP.....	49
4.2 Diagramme des BIE des substrats 2D-BIEP.....	52
4.2.1 Méthode des lignes de transmission	55
4.2.1.1 Diagramme des bandes dans la direction TK	55
4.2.1.2 Diagramme des bandes dans la direction TM	60

4.2.1.3	Diagramme des bandes omnidirectionelles dans le plan.....	63
4.3	Investigation du mode de défaut	65
4.4	Conclusion.....	69
5	Antennes imprimées sur substrats 2D-BIEP	71
5.1	Introduction	71
5.2	L'antenne patch microruban.....	71
5.2.1	Définition	71
5.2.2	Techniques d'alimentation	74
5.2.2.1	Alimentation directe par ligne microruban	75
5.2.2.2	Excitation par sonde coaxiale.....	75
5.2.2.3	Couplage par fente	76
5.2.2.4	Couplage par proximité.....	77
5.2.3	Choix du substrat.....	77
5.2.4	Fréquences de résonances de l'antenne patch rectangulaire	78
5.2.5	Largeur W du patch	79
5.2.6	Longueur L du patch	80
5.3	Conception de l'antenne microruban et simulation avec HFSS.....	81
5.3.1	Introduction	81
5.3.2	Les ondes de surfaces.....	81
5.3.3	Le substrat 2D-BIEP	82
5.3.4	Conception de l'antenne Patch rectangulaire (Approximation d'ordre zéro)	83
5.3.4.1	Choix du substrat.....	83
5.3.4.2	Les dimensions du patch	84
5.3.4.3	Position de la sonde d'excitation.....	85
5.4	Simulation avec HFSS	85
5.4.1	Modèle 3D dans <i>HFSS</i>	85
5.4.1.1	Dessin du modèle 3D de l'antenne.....	85
5.4.1.2	Définition des matériaux	87
5.4.1.3	Définition des conditions aux limites.....	87
5.4.1.4	Sources d'excitation ou les ports.....	88
5.4.1.5	Mise au point de la simulation	88
5.5	Simulation et fabrication des antennes patch sur le substrat 2D-BIEP	90
5.6	Résultats et discussion	91
5.6.1	Bande passante	92
5.6.2	Suppression des ondes de surface	98
5.6.3	Gain des l'antennes patch.....	101
5.6.4	Diagramme de rayonnement	102
5.7	Conclusion.....	107
6	Prospective et conclusion générale	109
	Bibliographie.....	113
	Annexe A.....	120

Liste des abréviations

a	Période du réseau périodique
r	Rayon des cylindres (barreaux) de diélectrique
ϵ_{r1}	Permittivité diélectrique des cylindres implants
n_1	Indice de réfraction du diélectrique formant les cylindres implants
ϵ_{r2}	Permittivité du diélectrique hôte
n_2	Indice de réfraction du diélectrique hôte
ϵ_{rd}	Permittivité du diélectrique du défaut
BIE	Bande interdite électromagnétique
BIP	Bande interdite photonique
BZ	« Brillouin zone », en français zone de Brillouin
CE	Cristal électromagnétique
CP	Cristal photonique
TE	Transverse électrique
TM	Transverse magnétique
Substrat 2D-BIEP	Substrat planaire bidimensionnel à bandes interdites électromagnétiques
Γ, K et M	Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin
h	Epaisseur du substrat
λ_0	Longueur d'onde en espace libre
k_0	Nombre d'onde en espace libre
k	Nombre d'onde
\vec{k}	Vecteur d'onde
$\epsilon_r(\vec{r})$	Permittivité diélectrique du milieu fonction de l'espace
$\tilde{\epsilon}_r(\vec{G})$	Transformé de Fourier de la permittivité diélectrique
\vec{r}	Vecteur position dans l'espace direct.
\vec{G}	Vecteur position dans l'espace réciproque.
$\psi(r)$	Fonction d'onde
$\vec{E}(\vec{r})$	Représentation du champ électrique dans l'espace directe.
$\vec{E}(\vec{G})$	Représentation du champ électrique dans l'espace réciproque.
$\vec{H}(\vec{r})$	Représentation du champ magnétique dans l'espace directe.
$\vec{H}(\vec{G})$	Représentation du champ magnétique dans l'espace réciproque.
$(\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3)$	vecteurs de <i>base</i> du réseau direct.
$(\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3)$	Vecteurs de <i>base</i> du réseau réciproque.
f_{01}	La fréquence centrale e la bande interdite.
f_{c1}	La fréquence de coupure inférieure e la bande interdite.
f_{c2}	La fréquence de coupure supérieure, e la bande interdite.
f_{0md}	La fréquence du mode de défaut.
f_{0md1}	La fréquence centrale du premier mode de défaut.
f_{0md2}	La fréquence centrale du deuxième mode de défaut
Δf	Largeur de la bande interdite

Chapitre 1

Introduction

1 Introduction

Aujourd'hui les technologies sans fil se multiplient au gré des normes et des besoins. L'augmentation des abonnés alliée à la croissance des débits, repoussent toujours plus loin les limites des réseaux. Le futur réserve encore une croissance phénoménale puisque les terminaux mobiles, comme les téléphones ou les ordinateurs portables, seront reliés à des essaims de satellites sur des orbites basses ou moyennes.

Ce développement intensif entraîne dans son sillage toute la technologie en amont de ces systèmes et, en particulier, les antennes. En effet, ces systèmes communiquent par ondes électromagnétiques et nécessitent un système de transformation de l'énergie guidée en énergie rayonnée. Si, dans un premier temps, les antennes classiques pouvaient répondre aux cahiers des charges, aujourd'hui de nouvelles technologies sont attendues pour étendre les couvertures des réseaux. Ces antennes doivent être à large bande, de fort gain, à faible coût et à encombrement réduit. Ces critères sont bien souvent incompatibles. Les antennes microruban sont utilisées dans des applications où la réduction des dimensions est un facteur essentiel, en raison de leur compacité, bas profil et faible poids sans oublier pour autant la facilité relative et le faible coût de leur fabrication. Mais elles souffrent d'un certain nombre d'inconvénients, tous liés à l'excitation des ondes de surface dans le substrat. L'introduction du nouveau concept de matériaux à bande interdite électromagnétique (BIE), offrant la possibilité d'empêcher la propagation des ondes de surface dans le substrat, semble être une solution très attrayante.

Les techniques des antennes imprimées, revisitées avec ce nouveau concept de structures à bandes interdites électromagnétiques (BIE) semblent prometteuses et suscitent de plus en plus d'intérêt de la part des industriels. Le concept des antennes à bande interdite électromagnétique est né.

Les structures à bandes interdites photoniques (BIP) ou électromagnétiques (BIE) connaissent un développement qui croît exponentiellement depuis 20 ans avec aujourd'hui plus de 4000 documents et publications sur le sujet, un nombre qui double tous les deux ans comme le montre l'incroyable bibliographie réalisée par Jonathan P. Dowling [1] (Fig. 1.1).

Les applications des matériaux BIP ou BIE sont très nombreuses dans le domaine de l'optique et des micro-ondes, mais une application particulière, nous intéresse ici. Elle consiste à utiliser les propriétés filtrantes de ces structures pour supprimer ou minimiser la propagation des ondes de surface dans le substrat diélectrique des antennes imprimées. En particulier le mode fondamental transverse magnétique TM_0 qui n'a pas de fréquence de coupure. Par ce procédé, nous espérons améliorer les caractéristiques radio électriques des antennes patch imprimées.

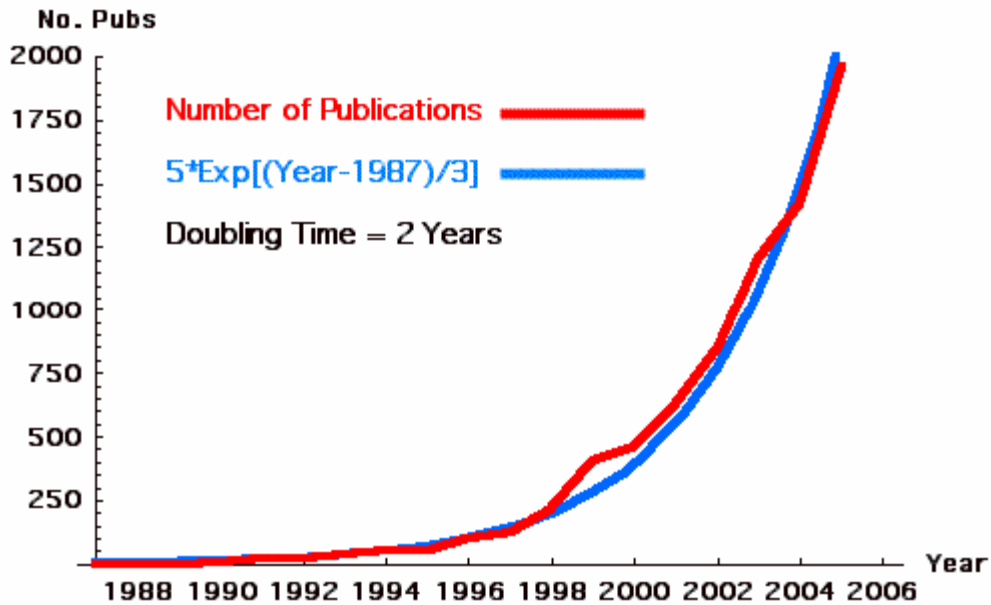


Figure 1.1 Nombre de publication concernant les structures BIP [1]

Motivation

Pour les antennes imprimées en plus des ondes rayonnées, des ondes de surface peuvent être excitées et sont la cause de beaucoup de limitations. On peut citer entre autre, la dégradation du diagramme de rayonnement causée par le rayonnement parasite des ondes diffractées aux bords du substrat, la détérioration du rendement énergétique de l'antenne, puisqu'une partie de la puissance fournie sert à exciter les ondes de surface. Ces ondes sont des modes transverses magnétique (TM_n) et électrique (TE_m) qui se propagent dans le substrat et sont associés au guide d'onde constitué par ce dernier avec le plan de masse. Leur vitesse de phase dépend fortement de la permittivité diélectrique ϵ_r et de l'épaisseur h du substrat. La plus basse fréquence de ces ondes de surface définit la fréquence limite supérieure d'utilisation de l'antenne microruban. Malheureusement, le mode TM_0 n'a pas de fréquence de coupure, il est donc toujours excité. Il se propagera même dans des substrats de faible permittivité diélectrique et de faible épaisseur, presque à la vitesse de la lumière. L'excitation de ce mode TM_0 devient appréciable quand $h/\lambda_0 > 0.09$ pour $\epsilon_r = 2.3$ et $h/\lambda_0 > 0.03$ pour $\epsilon_r = 10$ [2] où λ_0 représente la longueur d'onde en espace libre.

Dans le cadre de cette thèse, on se propose d'utiliser le nouveau concept des substrats à bandes interdites électromagnétiques (BIE) pour améliorer les performances des antennes imprimées, dont les avantages que ce soit du point de vue coût ou encombrement ne sont plus à démontrer pour l'industrie des télécommunications. La principale source de la détérioration des performances des antennes imprimées est l'excitation des ondes de surface. Pour cette raison, toute amélioration de leurs performances doit passer par la suppression de ces dernières. Les substrats BIE, sont une

solution intéressante à ce problème. Leur utilisation permet de viser trois objectifs, qui sont :

- Premièrement l'utilisation des substrats de permittivité élevée, ce qui permet, d'une part, de réduire la taille des patches, et d'autre part de rendre la technologie des antennes imprimées plus compatible avec celle des circuits intégrés qui utilise des substrats de fortes permittivités diélectriques,
- Deuxièmement l'utilisation des substrats épais pour améliorer la bande passante de l'antenne,
- Troisièmement l'amélioration du gain et du rendement de l'antenne comme conséquence de la suppression des ondes de surface.

Chapitre 2

État de l'art

Dans ce chapitre, nous donnerons un aperçu général sur l'histoire des cristaux à bandes interdites photoniques/électromagnétiques depuis la suggestion de leur existence en 1987 par E. Yablonovitch et S. John jusqu'à nos jours. Nous présenterons également un résumé succinct des matériaux et techniques utilisés pour leur fabrication et en fin un bref survol des techniques numériques les plus utilisées pour la modélisation des cristaux à bandes interdites photoniques ou électromagnétiques. La caractérisation des structures BIP ou BIE infinies se fait généralement par la détermination des diagrammes de dispersion $\omega(k)$ en modes propres, alors que pour les structures finies elle se fait par le calcul des paramètres S en mode de transmission.

2 Etat de l'art

2.1 Introduction

Durant ces deux dernières décennies, les structures à bandes interdites photoniques ont été le centre d'intérêt d'un grand nombre de groupes de recherche, dans le monde entier, comme le montre le nombre des publications dans ce domaine. Nous présentons ici un bref aperçu sur l'état de l'art de ce domaine très récent. Aux premières années de cette discipline, le terme « cristaux à bandes interdites photoniques », désigne les structures travaillant dans le domaine des fréquences optiques ou micro-ondes. Avec le temps, cette discipline s'est scindée en deux domaines, relativement à la gamme des fréquences de travail : celui des cristaux à bandes interdites photoniques et celui des cristaux à bandes interdites électromagnétiques.

2.1.1 Historique des cristaux photoniques

Les structures périodiques de la nature interviennent à différentes échelles aussi petites que celles des atomes, par exemple, dans les cristaux. Leurs propriétés ont, depuis toujours, fasciné les chercheurs dans de nombreuses disciplines. Une très intéressante étude historique peut être trouvée dans les travaux de Leon Brillouin dédiés à l'étude de telles structures appliquées d'une façon générale [3]. Signalons également le rôle primordial des semi-conducteurs et des composés dérivés qui ont révolutionné le monde moderne. Nous pouvons rappeler, là aussi, la précieuse contribution à ce sujet des chercheurs comme W. L. Bragg dont les études sur la structuration de cristaux par diffraction des rayons X ont abouti, entre autre, à l'élaboration du miroir qui porte son nom.

Les structures périodiques ont fait l'objet de très nombreuses études dans différents domaines d'application, que ce soit en optique ou en hyperfréquences. Cependant, l'événement fort qui a relancé une activité sans précédent sur le sujet est, sans nul doute, la proposition faite en 1987 par E. Yablonovitch [4] et S. John [5]. Presque en même temps, ces deux chercheurs suggérèrent que des structures diélectriques bi- ou tridimensionnellement périodiques pourraient présenter des bandes de fréquences où les ondes électromagnétiques ne peuvent pas se propager dans le matériau quelque soit l'angle d'incidence et la polarisation. Ils ont ainsi généralisé à trois dimensions les propriétés du miroir de Bragg par la modulation périodique tridimensionnelle de l'indice de réfraction. Le concept des « cristaux photoniques » (CP) vient de naître. Ces derniers sont conçus pour produire sur les photons, dans un matériau diélectrique, un effet analogue à celui produit par le potentiel cristallin sur les électrons dans les cristaux semi-conducteurs. Des bandes d'énergie interdites pour les photons apparaissent, empêchant la

propagation des ondes électromagnétiques dans certaines directions et pour certaines énergies (fréquences). L'absence de modes propagatifs dans de telles structures, dans une plage de fréquence ou de longueur d'onde, est alors qualifiée de bande interdite photonique (*Photonic band gap* en anglais).

La possibilité de produire des structures à deux ou trois dimensions qui posséderaient des bandes interdites a alors suscité un très vif intérêt au sein de la communauté scientifique. Cette idée et sa démonstration expérimentale dans la gamme des fréquences micro-onde [6] ont mené à des activités théoriques et pratiques très intenses, visant à optimiser les structures BIP pour le domaine optique (visible) et à explorer leurs applications potentielles. Ces structures sont devenues, durant la décennie écoulée, l'un des sujets de recherche des plus actifs, toutes disciplines confondues. Du côté plus fondamental, la théorie de structure de bandes s'est énormément enrichie par le défi amené par les structures BIP et en particulier la nature vectorielle des équations des ondes électromagnétiques.

Le concept des BIP peut être vu comme une tentative d'amener la conception des propriétés optiques au même niveau atteint par la conception des propriétés électroniques des matériaux semi-conducteurs modernes. Les cristaux à deux dimensions ont en effet atteint le niveau de maturité nécessaire pour développer des applications mettant à profit leurs caractéristiques très intéressantes. La fabrication de cristaux photoniques à trois dimensions est encore au stade de la recherche, alors que des cristaux photoniques 2D existent déjà.

Au début de cette discipline, la terminologie bandes interdites photoniques (BIP) et cristaux photoniques (CP) a été utilisée aussi bien pour les applications dans le domaine optique que dans le domaine des micro-ondes. Par la suite, et au fil du temps une nouvelle terminologie a vu le jour. Actuellement, on utilise les termes cristaux électromagnétiques (CE) et bande interdite électromagnétique (BIE), pour des applications basse fréquence dans la gamme micro-onde et on réserve la terminologie initiale pour les applications dans le domaine optique.

2.1.1.1 Cristaux photoniques

L'avancée, réalisée par la physique quantique, a donné naissance à de nombreux composants pratiques. Parmi eux, on peut citer les semi-conducteurs qui sont à l'origine de l'évolution de l'électronique en général et de l'électronique numérique en particulier. Avec la découverte de la diode et du transistor, l'apparition des circuits intégrés n'était qu'une étape supplémentaire. Cependant, les systèmes de télécommunications sont chaque jour plus exigeants, nécessitant des vitesses de plus en plus élevées. Ce qui exige

la réalisation des processeurs optiques à base de diodes et transistor optiques. Les cristaux photoniques ou matériaux à bandes interdites photoniques ont été proposés comme analogues, pour l'optique intégrée, des semi-conducteurs. Un tel contrôle de la lumière n'est, malheureusement, pas possible avec des matériaux directement disponibles dans la nature. Par conséquent il est nécessaire, comme l'a énoncé Yablonovitch, de synthétiser un équivalent des semi-conducteurs pour l'optique [4] [7]. Les cristaux photoniques sont des matériaux structurés périodiquement. La modulation du potentiel des électrons, dans les semi-conducteurs, est remplacée par la modulation de l'indice de réfraction, ou plus simplement de la permittivité diélectrique $\varepsilon(r)$ si le matériau est non magnétique ($\mu_r = 1$). Cette analogie est visible lorsqu'on considère les équations fondamentales que sont l'équation de Schrödinger (2-1) pour le mouvement des électrons et l'équation d'Helmholtz (2-2) pour les photons.

$$\nabla^2 \psi(r) = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \psi(r) \quad [2-1]$$

$$\vec{\nabla} \times [\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad [2-2]$$

où \hbar est la constante de Planck et $\psi(r)$ représente la fonction d'onde d'un électron de masse m et d'énergie E dans un potentiel électrique $V(r)$.

On peut raisonnablement penser que cette similitude pourrait conduire à l'apparition de bandes d'énergies interdites pour les photons. En d'autres termes, des domaines de longueur d'onde pour lesquels la lumière ne pourra pas se propager dans le matériau. Rappelons également que toute structure périodique est composée d'un réseau aux nœuds où sont placés un ou plusieurs motifs élémentaires. En dehors des matériaux utilisés, aussi bien le réseau que le motif, jouent un rôle pour la classification de ces structures périodiques. Elles peuvent être classées selon leurs constituants qui sont par exemple métallique, diélectrique ou métallo-diélectrique ou bien suivant leur degré de périodicité à 1, 2 ou 3 dimensions. Les cristaux photoniques sont actuellement la source de nombreuses expériences en optique telles que l'inhibition de l'émission spontanée, les miroirs omnidirectionnels à haute réflectivité ainsi que des guides d'ondes à faibles pertes. Ces structures permettent déjà le contrôle et la manipulation de la lumière en vue d'applications de type télécommunications.

A l'instar de ce que l'on fait en physique du solide, les structures unidimensionnelles servent de modèle de référence, notamment pour comprendre la formation de la structure de bandes. Dans le domaine optique, les cristaux photoniques unidimensionnels, formés d'empilement périodique de couches diélectriques minces de permittivités différentes et d'épaisseur optique $\lambda/4$, sont plus connus sous le terme de « *miroirs de Bragg* »

(fig. 2.1). C'est la forme la plus simple que peut avoir un cristal photonique. Ces structures unidimensionnelles se comportent comme des miroirs capables de réfléchir quasiment la totalité de l'énergie incidente sur une large bande de fréquence centrée sur la fréquence de référence choisie pour leur synthèse. Ces performances sont d'autant plus fortes que le rapport de permittivité ainsi que le nombre de bicouches est important. Cependant, lorsque l'incidence de l'onde s'écarte de la normale, les performances se dégradent [8]. Ces structures sont utilisées dans de nombreux composants optiques. Surtout à partir des années 1990, année où la fabrication monolithique de miroir de Bragg à semi-conducteur a commencé à être maîtrisée. En cette année, les premiers composants optoélectroniques, utilisant des microcavités, ont été expérimentés aux longueurs d'onde du proche infrarouge [9].

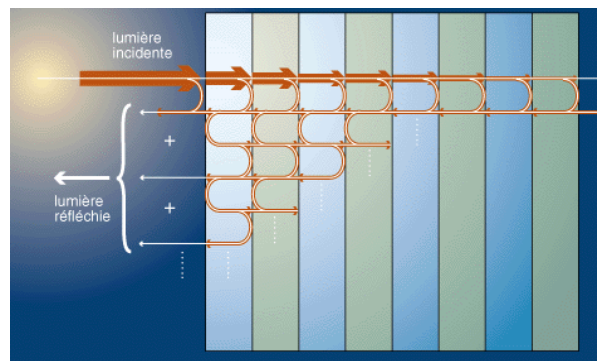


Figure 2.1 Construction des interférences multiples dans un miroir de Bragg. Les rayons émergents ont chacun un chemin optique différent avec un déphasage qui dépend explicitement de la longueur d'onde et de l'épaisseur des couches diélectriques [9].

L'idée originale de Yablonovitch est basée sur la réalisation d'un matériau qui permet de généraliser à trois dimensions les propriétés du miroir de Bragg afin d'obtenir une réflectivité totale quelque soit l'angle d'incidence, pouvant inhiber les émissions spontanées d'une source laser et augmenterai son rendement quantique [4][7]. Seuls les cristaux photoniques 3D permettent vraiment d'aboutir à une bande interdite omnidirectionnelle. Deux principales structures ont marqué la dernière décennie. La première solution est représentée sur la figure 2.2-a et correspond à l'équivalent de la structure diamant. Elle est communément appelée « yablonovite » du nom de son inventeur Eli Yablonovitch, et a valeur historique. Le principe de fabrication décrit sur la figure 2.2-a consiste à percer un diélectrique suivant des directions particulières. C'est sa réalisation aux échelles centimétriques et la mise en évidence d'une bande interdite photonique complète à 14.5 GHz qui ont déclenché l'engouement pour les cristaux photoniques [6]. La deuxième solution est la structure connue sous le nom de « tas de bois » (ou « woodpile » en anglais) représentée sur la figure 2.2-b. Généralement, les structures BIP périodiques sont passives, cependant il existe des structures périodiques

actives avec de nombreuses applications potentielles pour l'avenir. Les structures BIP possèdent également des propriétés très intéressantes lorsqu'elles sont métalliques et non diélectriques.

Les dimensions des cristaux photoniques, qui dépendent de la longueur d'onde incidente, sont la seule entrave pratique à l'aboutissement du concept aux longueurs d'ondes visibles et proche infrarouge. Leur fabrication reste actuellement un challenge technique, en dépit de la disponibilité de moyens de fabrication submicroniques, développés à l'origine pour les dispositifs électroniques. Par conséquent, il est essentiel de soutenir l'effort expérimental pour la conception et la simulation théorique fiables des structures à larges bandes photoniques. La principale difficulté, dans la réalisation des structures BIP, résiderait dans la précision du processus de fabrication qui doit être inférieure à la longueur d'onde de fonctionnement du dispositif. Cela impliquerait des précisions de l'ordre du micromètre ou moins, si le régime optique est à considérer. Cependant, Il est intéressant de noter que les structures BIP ne possèdent pas d'échelle de longueur fondamentale, leurs propriétés électromagnétiques peuvent être reproduites à l'échelle en fonction de la fréquence [10]. Par conséquent, des propriétés semblables peuvent être obtenues avec des modèles de dimensions multiples de celles de la structure originale. Si on veut faire apparaître les bandes interdites dans des gammes de fréquences plus basses, il suffit d'augmenter les dimensions du modèle. L'avantage principal est que les tolérances de fabrication seront moins critiques, permettant une meilleure validation expérimentale des dispositifs. Des prototypes de structures BIP dans le régime optique, peuvent être testés dans la gamme micro-onde [11], [12]. Ceci a amené un autre avantage, qui est le développement de nouveaux dispositifs pour cette gamme de fréquence plus basse. À partir de ce moment, de grands efforts de recherche ont été faits dans la gamme des micro-ondes.

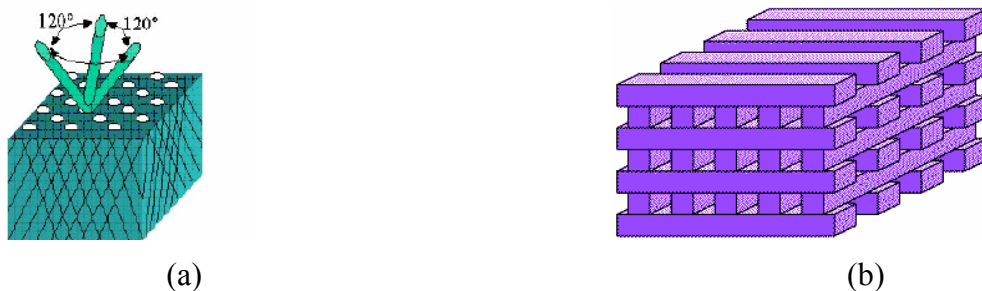


Figure 2.2 Structures BIP-3D : a) « yablonovite » [6], b) « tas de bois » [9].

2.1.1.2 Cristaux électromagnétiques

Dans cette gamme de fréquence ces structures périodiques sont appelées : structures à bandes interdites électromagnétiques (BIE). Elles ont été proposées, pour la première fois en technologie microruban, vers la fin des années 90. Il s'agit de structures planaires

à deux dimensions (2D-BIEP). Elles sont constituées, généralement, d'un réseau bidimensionnel de motifs périodiques réalisés soit dans le plan de masse du circuit microruban, soit dans le substrat lui-même et simulant des cristaux électromagnétiques. Dans le cas où les trous sont exécutés dans le substrat, ils peuvent être remplis d'un autre matériau diélectrique. Les structures 2D-BIEP sont réalisées essentiellement à base de lignes de transmission avec des perturbations périodiques dans l'impédance d'onde qui est étroitement liée à la géométrie de la ligne [13]. En technologie microruban, cette modulation d'impédance peut être obtenue en réalisant des motifs périodiques adéquats perforés dans le substrat [14], usinés dans le plan de masse [15]-[16], en changeant la géométrie de la ligne microruban [17] [18] ou en combinant les solutions précédentes. Ces perturbations produisent des réflexions de Bragg pour certaines gammes de fréquence.

La possibilité de contrôler la propagation des ondes électromagnétiques dans les trois directions de l'espace en utilisant ces nouvelles structures, simulant des cristaux électromagnétiques à 1, 2 ou 3 dimensions, permet de les utiliser avec succès dans de nombreuses applications :

- Amélioration du rendement des amplificateurs de puissance large bande par la suppression des harmoniques 2 et 3 [12] [19],
- La réduction du bruit de phase des oscillateurs micro-ondes [20],
- La réalisation de surfaces sélectives en fréquence [21] [22],
- La réalisation de résonateurs [23],
- La réalisation d'antennes très directives [24],
- La réalisation de réflecteurs pour des antennes [25] [26]],
- La réalisation de lignes de transmission assurant en même temps la fonction de filtrages,
- L'élimination des bandes indésirables dans les filtres passe-bande distribués [27] [17].

Les CE sont aussi utilisés dans différents autres composants employés en télécommunications. Un filtre à bandes interdites électromagnétiques en technologie microruban, réalisé par l'équipe de M. Sorolla de l'université de Pampelune, est présenté à la figure 2.3.



Figure 2.3 Filtre BIE basé sur l'usinage du plan de masse d'une ligne microruban (source [28]).

En technologie guide d'ondes coplanaire, des effets BIE ont été expérimentalement démontrés où les perturbations sont obtenues par usinage dans le plan de masse de motifs périodiques [29]. Des structures BIE uni-planaires ont été proposées pour la fabrication de filtres [30], [31] et de résonateurs basés sur la modulation de la géométrie de la ligne de transmission [13], [32].

2.1.1.3 Application des structures BIE aux antennes

Les premières expériences visant à exploiter les cristaux photoniques diélectriques comme substrats d'antennes ont été menées par E. R. Brown et al [33]. Dans cette approche, une antenne dipôle est déposée sur un cristal tridimensionnel de type yablonovite qui joue le rôle d'un plan de masse. Si le fait de limiter la déperdition d'énergie au sein même du substrat semblait promoteur dans les premières expériences de E. R. Brown et al., les modes de surfaces restaient une autre source de pertes pour l'antenne, leur présence se traduisant par des lobes parasites dans le diagramme de rayonnement mesuré à grandes distances. Ainsi, dans une seconde étude R. Brown et al. en 1994 [34] ont effectivement montré que le rayonnement d'une antenne dipolaire posée sur un substrat de type yablonovite (la figure 2.2-a) pouvait être optimisé pour certaines positions et orientations du dipôle. Une étude semblable a été réalisée quelques temps après pour un cristal photonique de type « tas de bois » [35]. Cela étant, l'utilisation de cristaux photoniques tridimensionnels pose des problèmes d'encombrement des lors que l'on veuille opérer à des fréquences de quelques gigahertz (plage de fréquences où se situent encore aujourd'hui les principales applications civiles ou militaires). En effet, ces structures exigent des épaisseurs du substrat de plusieurs longueurs d'ondes. A ces fréquences, quatre périodes du cristal représentent environ une épaisseur de 50 cm. Plus tard vers 1998, Agi et al. [36] et Coccioli et al. [37] ont proposé une autre version avec une antenne microruban sur un substrat 2D-BIEP. Dans leur approche, les trous du réseau périodique triangulaire, ont été percés dans le substrat, tout en laissant le plan de masse inchangé.

2.2 Matériaux utilisés et techniques de fabrication

Les matériaux BIP n'existent pas en tant que tels dans la nature par conséquent il faudrait les synthétiser. Dans la gamme des fréquences optique on utilise souvent les

matériaux et les techniques de fabrication développées à l'origine pour la microélectronique.

2.2.1 Choix des matériaux

Les matériaux généralement utilisés dans la gamme micro-ondes sont des oxyde céramique sans pertes comme par exemple l' Al_2O_3 [38][39], les monocristaux (saphir) aussi bien que le téflon ou d'autres polymères en céramique [40] [41]. Dans la gamme submillimétrique et les fréquences optique, on utilise généralement les matériaux diélectriques et semi-conducteurs destinés initialement à la micro-fabrication et la lithographie, comme le silicium à haute résistivité [42], l'oxyde de silicium SiO_2 [43], l'oxyde d'aluminium à haut résistivité Al_2O_3 [39], l'arsenic de Gallium $GaAs$ [44] [45], le $InGaAsP$ [46] et beaucoup d'autres matériaux.

2.2.2 Techniques de fabrication

Dans la gamme des fréquences micro-onde les structures BIE sont, généralement, réalisées par assemblage manuel [47] [38] ou par des traitements mécaniques comme le perçage [40] [41], le découpage [42], le fraisage aussi bien que par l'usinage au rayon laser [39] de bloc de diélectriques. Les techniques des circuits imprimés sont également utilisables. En raison de la grande taille des structures, le positionnement des éléments du réseau peut se faire manuellement. Aux fréquences plus élevées jusqu'à quelques dizaines de gigahertz, les dimensions des structures BIE (taille et distance des éléments discrets du réseau périodique) deviennent plus petites (de quelques centaines de micromètres à quelques millimètres), de sorte que les techniques de fabrication mécaniques conventionnelles approchent leurs limites en termes de tolérances et de coût de fabrication. Dans cette gamme de fréquences, l'usinage au laser est une technique de choix sur le plan de la précision et de vitesse d'exécution [39]. Néanmoins, ce procédé peut causer de fortes dégradations des propriétés électriques du matériau diélectrique, dues à la formation de régions amorphes dans le matériau cristallin ou poly-cristallin, provoquées par le phénomène de surchauffe. Ces régions présentent des pertes micro-onde très élevées causant une dégradation importante du facteur de qualité du dispositif BIE. Les techniques du moulage en céramique, offrent une intéressante alternative et peuvent jouer un rôle très important dans le processus de fabrication des structures BIE. Ces procédés constituent une manière non destructive d'usiner des structures complexes avec un large choix de matériau. Dans la gamme submillimétrique et aux fréquences optiques, les dimensions des CP sont inférieures au micromètre. La fabrication de tels cristaux exige des procédés identiques à ceux de la microélectronique nécessitant un processus en plusieurs étapes effectuées en salle blanche. Parmi ces procédés, on peut citer la gravure chimique [48] et physique [49] [50], la photogravure, les procédés

électrochimiques [51] [52] [53], le prototypage rapide [42], l'auto organisation (auto assemblage) [42] et récemment l'auto clonage [54] [42].

La figure 2.4 montre un cristal photonique 3D avec une structure « tas de bois ». Ces structures 3D sont obtenues en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir des bandes d'énergies interdites omnidirectionnelles [55] (fig. 2.4-a). Des cristaux photoniques semblables ont été fabriqués sur GaAs par Noda et al. [56] par un procédé de fusion/élimination du substrat (fig. 2.4-b). Cette technique utilise des technologies standard de micro-fabrication des semi-conducteurs et permet l'introduction déterministe de défauts dans les cristaux fabriqués.

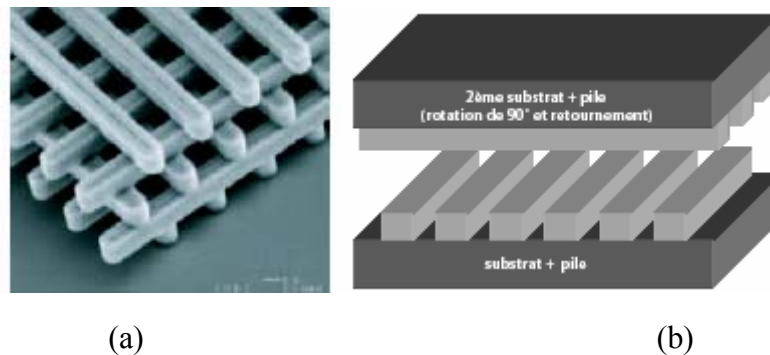


Figure 2.4 Structure tas de bois fabriquée par lithographie UV dans du silicium (d'après Lin et al [55]) : a) Image MEB (microscope électronique à balayage), b) La même structure fabriquée sur GaAs par un procédé de fusion/élimination du substrat (d'après Noda et al. [56]).

2.3 Méthodes numériques de calcul des diagrammes de bandes des cristaux électromagnétiques

2.3.1 Introduction

La modélisation électromagnétique des propriétés des cristaux photoniques/ électromagnétiques constitue une activité exigeante en compétences et en temps. Une modélisation fine des structures les plus complexes (par exemple les structures tridimensionnelles) ne peut être entreprise avec quelques chances de succès sans rassembler des compétences pointues en mathématiques appliquées, en électromagnétisme, en analyse numérique et en programmation. On comprend donc que certains groupes de recherche hésitent devant un tel investissement. On peut en effet, se procurer, gratuitement ou par achat, des codes de simulation électromagnétique destinés à la modélisation des cristaux photoniques ou électromagnétiques. On ne peut nier que les codes accessibles à tous rendent de précieux services à leurs utilisateurs. Pour avoir

une idée des moyens numériques disponibles il suffit de se rapporter sur les sites Internet tels que <http://pbglink.com/software.html>.

La propagation de la lumière dans un cristal photonique est régie par la géométrie et la permittivité des ses matériaux constitutifs. Par conséquent, afin de modéliser les propriétés optiques d'un cristal, nous avons besoin de méthodes numériques. Traditionnellement c'est la méthode de développement en ondes planes qui a été employée comme technique numérique [57] [58] pour calculer les diagrammes de bandes des cristaux photoniques. Cette approche a donné de bons résultats, mais elle a plusieurs inconvénients tels que la convergence lente et des besoins élevés en puissance de calcul et capacités mémoire [59]. La méthode des éléments finis a été également utilisée. Elle a l'avantage de donner, en plus, des informations sur la transmission, mais elle exige généralement un maillage structuré et produit une solution discrète plutôt que continue à l'intérieur du domaine du problème. Un examen complet de ces méthodes est fourni dans la référence [60].

2.3.2 Méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes reste la méthode de référence pour le calcul des bandes interdites dans les cristaux photoniques/électromagnétiques [10]. Elle est basée sur la décomposition du champ u (u représentant indifféremment le champ électrique \vec{E} ou le champ magnétique \vec{H}) sous la forme d'une série d'onde planes (éq. 2-4 ou 2-9). De faite, il existe deux principales méthodes de résolution selon que l'on considère le champ électrique ou le champ magnétique. La première est appelée la méthode **E** et la seconde la méthode **H**. En pratique, c'est la deuxième méthode qui est la plus utilisée car la première introduit des solutions excédentaires qui ne sont pas physiquement acceptables [9]. La différence entre les deux méthodes **H** et **E** réside dans le calcul de la transformée de Fourier de la permittivité diélectrique. Cela étant, des problèmes de troncature limitent la précision numérique de la résolution matricielle pour les deux méthodes.

2.3.2.1 Méthode E

Elle consiste à résoudre l'équation de propagation pour le champ électrique \vec{E} , qui s'écrit en régime harmonique

$$\nabla \times [\nabla \times \vec{E}] = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(x, y, z) \vec{E} \quad [2-3]$$

où le champ électrique est décomposé en ondes planes :

$$\vec{E}(\vec{r}) = e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} \sum_{\vec{G} \in G} \vec{E}(\vec{G}) e^{j\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad [2-4]$$

\vec{k} étant le vecteur d'onde, \vec{r} un rayon vecteur quelconque du réseau direct (réseau réel) et \vec{G} un vecteur de l'espace réciproque (combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau réciproque). La périodicité de $\varepsilon(\vec{r})$ permet aussi d'écrire :

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}'' \in G} \tilde{\varepsilon}_r(\vec{G}'') e^{j\vec{G}'' \cdot \vec{r}} \quad [2-5]$$

$$\nabla \times [\vec{E}(\vec{G}) e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}}] = j\vec{k} \times \vec{E}(\vec{G}) e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad [2-6]$$

où G désigne l'ensemble des vecteurs de base du réseau réciproque. En reportant les expressions (2-4) et (2-5) dans l'équation (2-3) et en utilisant deux fois la relation (2-6) et après projection sur les fonctions de base $e^{j(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}}$ et introduction de $\vec{G}' = \vec{G} - \vec{G}''$ on obtient :

$$(\vec{k} + \vec{G}) \times [(\vec{k} + \vec{G}) \times \vec{E}(\vec{G})] + \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}' \in G} \tilde{\varepsilon}_r(\vec{G} - \vec{G}') \vec{E}(\vec{G}') = 0 \quad [2-7]$$

Ce système d'équations aboutit à un système matriciel de dimension infinie dont les inconnues sont les composantes des vecteurs $\vec{E}(\vec{G}')$. On tronque ce système en restreignant l'ensemble des vecteurs \vec{G} à un ensemble fini. Si on se limite à M vecteurs \vec{G} , le problème est de dimension $3M \times 3M$. En réalité, seules les deux polarisations transverses de \vec{E} sont à prendre en compte ($\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$), ce qui nous ramène à $2M \times 2M$ inconnues (M inconnues par polarisation transverse). La résolution de ce système matriciel permet d'obtenir les relations cherchées $\omega(k)$ entre ω et k (relations de dispersion), moyennant une certaine troncature. Notons qu'il n'est pas nécessaire d'établir ces relations sur tout l'espace des vecteurs \vec{k} , mais comme en physique du solide [61], on montre que moyennant certaines symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs \vec{k} situés dans une zone restreinte, appelée première zone de Brillouin ou zone de Brillouin irréductible (voir chapitre 3.1). Le diagramme des bandes interdites synthétise l'ensemble des diagrammes de dispersion $\omega(k)$ du cristal photonique.

2.3.2.2 Méthode H

Dans ce cas on résout l'équation de propagation pour le champ magnétique \vec{H} . En posant pour simplifier l'écriture :

$$\eta(x, y, z) = [\varepsilon_r(x, y, z)]^{-1} \quad [2-8]$$

et en projetant $\vec{H}(\vec{r})$ sur les fonctions de base $e^{j(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}}$ on obtient :

$$\vec{H}(\vec{r}) = e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} \sum_{\vec{G} \in G} \vec{H}(\vec{G}) e^{j\vec{G} \cdot \vec{r}} = \sum_{\vec{G} \in G} \vec{H}(\vec{G}) e^{j(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}} \quad [2-9]$$

La condition de Maxwell $\nabla \cdot \vec{H} = 0$, impose d'emblée la transversalité de $\vec{H}(\vec{G})$ par rapport à la direction de propagation associée si bien que : $\vec{H}(\vec{G}) \cdot (\vec{k} + \vec{G}) = 0$ pour tout vecteur \vec{G} de l'espace réciproque. On peut alors projeter chaque vecteur $\vec{H}(\vec{G})$ intervenant dans l'expression (2-9) suivant deux vecteurs unitaires et orthogonaux $\hat{e}_{1,\vec{G}}$ et $\hat{e}_{2,\vec{G}}$ choisis de telle sorte que $\{\hat{e}_{1,\vec{G}}, \hat{e}_{2,\vec{G}} \text{ et } \vec{k} + \vec{G}\}$ forment un trièdre régulier. Il peut se mettre donc sous la forme :

$$\vec{H}(\vec{G}) = h_{1,\vec{G}} \hat{e}_{1,\vec{G}} + h_{2,\vec{G}} \hat{e}_{2,\vec{G}}$$

Où $h_{1,\vec{G}}$ et $h_{2,\vec{G}}$ désignent les composantes de $\vec{H}(\vec{G})$ dans le repère $\{\hat{e}_{1,\vec{G}}, \hat{e}_{2,\vec{G}}\}$. La périodicité de $\eta(x, y, z)$ permet d'écrire par ailleurs :

$$\eta_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}'' \in G} \tilde{\eta}_r(\vec{G}'') e^{j\vec{G}'' \cdot \vec{r}} \quad [2-10]$$

Finalement en remplaçant $\vec{H}(\vec{r})$ et $\eta_r(\vec{r})$ par leurs expressions (2-9) et (2-10) dans l'équation de propagation du champ magnétique et après projection sur les fonctions $e^{j(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}}$ comme dans la méthode E, on obtient [9] :

$$\sum_{\vec{G}' \in G} \tilde{\eta}(\vec{G} - \vec{G}') \left| \vec{k} + \vec{G}' \right| \left| \vec{k} + \vec{G} \right| \begin{bmatrix} \hat{e}_{2,\vec{G}} \cdot \hat{e}'_{2,\vec{G}} & -\hat{e}_{2,\vec{G}} \cdot \hat{e}'_{1,\vec{G}} \\ -\hat{e}_{1,\vec{G}} \cdot \hat{e}'_{2,\vec{G}} & \hat{e}_{1,\vec{G}} \cdot \hat{e}'_{1,\vec{G}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{1,\vec{G}'} \\ h_{2,\vec{G}'} \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} h_{1,\vec{G}} \\ h_{2,\vec{G}} \end{bmatrix} \quad [2-11]$$

Si on se limite à M vecteurs \vec{G} , le problème est de dimension $2M \times 2M$, avec comme inconnues l'ensemble des composantes $h_{1,\vec{G}}$ et $h_{2,\vec{G}}$ du vecteur $\vec{H}(\vec{G})$.

2.3.3 Méthode de Pendry

Pour des raisons de simplicité, nous présentons cette méthode pour le cas particulier d'une onde incidente plane de polarisation TM sur un réseau 2-D carré de tiges infinies dans la direction z . Toutes les dérivées des champs par rapport à la variable z seront nulles. La méthode de Pendry [62] est quasi-exclusivement numérique, en ce sens qu'elle utilise les équations de Maxwell de manière très directe.

Si l'on discrétise l'espace (x, y) avec un pas Δx en x et Δy en y , on peut alors utiliser les formules classiques d'approximation des dérivées :

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} \cong \frac{H_x(x, y + \Delta y) - H_x(x, y)}{\Delta y} \quad [2-12]$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} \cong \frac{E_z(x, y + \Delta y) - E_z(x, y)}{\Delta y} \quad [2-13]$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} = \frac{E_z(x + \Delta x, y) + E_z(x - \Delta x, y) - 2E_z(x, y)}{(\Delta x)^2} \quad [2-14]$$

Grâce à ces approximations que l'on reporte dans les équations de Maxwell, on déduit alors les valeurs des champs à l'ordonnée $y + \Delta y$ de celle à l'ordonnée y :

$$E_z(x, y + \Delta y) \cong E_z(x, y) + j\omega\mu_0\Delta y H_x(x, y) \quad [2-15]$$

$$H_x(x, y + \Delta y) \cong H_x(x, y) + j \frac{\Delta y}{\omega\mu_0(\Delta x)^2} \left[E_z(x + \Delta x, y) + E_z(x - \Delta x, y) + (k_0^2 \varepsilon_r (\Delta x)^2 - 2) E_z(x, y) \right] \quad [2-16]$$

Appliquées à un réseau carré infini dans toutes les directions, les relations (2-15) et (2-16) permettent de calculer les relations de dispersion du CE. Dans ce but, on peut choisir $\Delta x = \Delta y = a/M$ pour la discrétisation de l'espace (fig. 2.5) où a représente la période du cristal et M le nombre de points placés sur un coté de la maille. On place l'origine des axes sur la partie inférieure gauche de la maille et on suppose connues les valeurs des champs E_z et H_x aux M points, placés dans la partie inférieure de la maille et dont les coordonnées sont $y = 0, x = (m-1)\Delta x$ ($m = 1, 2, \dots, M$). Les M valeurs de $\mathbf{E}_z(x, 0)$ et $\mathbf{H}_x(x, 0)$ aux points P_m , sont rangés dans les matrices colonnes $\mathbf{E}_z(0)$ et $\mathbf{H}_x(0)$.

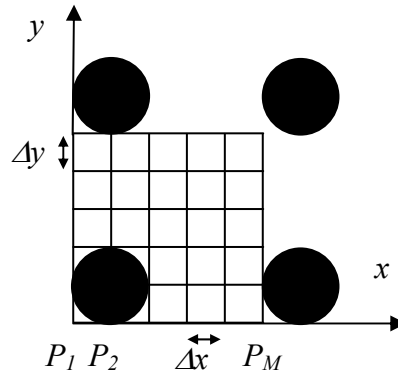


Figure 2.5 Maillage de l'espace (x,y)

Recherchant, maintenant, les solutions pseudopériodiques vérifiant la relation (2-16), ce qui permettra de déduire linéairement de $\mathbf{E}_z(0)$ et $\mathbf{H}_x(0)$, les valeurs de E_z et H_x en tous points $y = 0, x = (m-1)\Delta x$, le nombre entier m étant cette fois arbitraire. Par exemple la valeur de $E_z(a, 0)$ sera donnée par :

$$E_z(a, 0) = E_z(0, 0) e^{jk_x a} \quad [2-17]$$

Ainsi les équations (2-15) et (2-16) permettent d'exprimer linéairement le champ en tout point de discrétisation placé en $y = \Delta y$ en fonction des M composantes de $\mathbf{E}_z(0)$ et

$\mathbf{H}_x(0)$ et par conséquent $\mathbf{E}_z(\Delta y)$ et $\mathbf{H}_x(\Delta y)$ pourront être exprimés linéairement en fonction de $\mathbf{E}_z(0)$ et $\mathbf{H}_x(0)$. Ainsi de proche en proche on peut, par sauts successifs en y , exprimer linéairement $\mathbf{E}_z(a)$ et $\mathbf{H}_x(a)$ en fonction de $\mathbf{E}_z(0)$ et $\mathbf{H}_x(0)$.

$$\mathbf{E}_z(a) = O\mathbf{E}_z(0) + P\mathbf{H}_x(0) \quad [2-18]$$

$$\mathbf{H}_x(a) = Q\mathbf{E}_z(0) + R\mathbf{H}_x(0) \quad [2-19]$$

O, P, Q et R étant des matrices carrées de dimensions $M \times M$.

Par ailleurs, la relation de pseudo-périodicité (2-16) permet elle aussi d'exprimer $\mathbf{E}_z(a)$ en fonction de $\mathbf{E}_z(0)$. En effet :

$$E_z(x, a) = E_z(x, 0)e^{jk_y a} \quad [2-20]$$

Et de même pour H_x , ce qui permet d'écrire :

$$\mathbf{E}_z(a) = L\mathbf{E}_z(0) \quad [2-21]$$

$$\mathbf{H}_x(a) = L\mathbf{H}_x(0) \quad [2-22]$$

Où L est une matrice carrée diagonale de dimensions $M \times M$ dont tous les termes diagonaux sont égaux à $e^{jk_y a}$. On déduit alors, de façon simple, de (2-18), (2-19), (2-21) et (2-22) que :

$$(O - L)\mathbf{E}_z(0) + P\mathbf{H}_x(0) = 0 \quad [2-23]$$

$$Q\mathbf{E}_z(0) + (R - L)\mathbf{H}_x(0) = 0 \quad [2-24]$$

Ce qui peut être condensé sous la forme d'un système de $2M$ équations à $2M$ inconnues :

$$U\mathbf{F}(0) = 0 \quad [2-25]$$

Dans lequel la matrice colonne $\mathbf{F}(0)$ de rang $2M$ contient successivement les deux matrices colonnes $\mathbf{E}_z(0)$ et $\mathbf{H}_x(0)$, la matrice U de rang $2M$ étant donnée par :

$$U = \begin{pmatrix} O - L & P \\ Q & R - L \end{pmatrix} \quad [2-26]$$

Le système linéaire homogène de rang $2M$ exprimé par l'équation (2-25) admet une solution non nulle si le déterminant de U s'annule. Les caractéristiques des ondes de Bloch relatives au cristal infini seront donc obtenues en cherchant, pour une valeur k_0 , les valeurs de k_x et k_y qui permettent d'annuler le déterminant de U :

$$\det[U(k_x, k_y)] = 0 \quad [2-27]$$

2.3.4 Méthode des différences finies dans le domaine temporel

La méthode des différences finies dans le domaine temporel, FDTD de l'anglais « *Finite Difference Time Domain* », est une méthode générale de l'électromagnétisme. Son originalité réside dans la résolution d'un problème de diffraction dans le domaine temporel et non dans le domaine des fréquences. Les solutions harmoniques étant ensuite obtenues par transformée de Fourier sur le temps. La méthode FDTD a été introduite pour la première fois par K. S. Yee [63] et développée par la suite par Taflove et al. [60]. Les détails mathématiques pour résoudre les équations de Maxwell en utilisant la méthode FDTD ainsi que des considérations concernant la stabilité de l'algorithme peuvent être trouvées dans [64]. Cette méthode est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions de champs dans des structures de dimensions finies [60], [65].

Le problème à résoudre est donc le calcul du champ total à chaque instant t lorsqu'une onde dépendant du temps est incidente sur un cristal électromagnétique de taille finie. Par souci de simplicité, nous reprenons le modèle du cristal bidimensionnel éclairé par une onde de polarisation TM et nous nous intéressons à la projection $E_z(x, y, t)$ du champ électrique qui est parallèle aux cylindres de diélectrique. Le champ magnétique $\vec{H}(x, y, t)$ est confiné dans le plan (x, y) . Ces deux grandeurs doivent satisfaire les équations de Maxwell dépendantes du temps, qui pour un matériau non dispersif et non magnétique s'écrivent :

$$\nabla \times E_z \hat{z} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad [2-28]$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E_z}{\partial t} \hat{z} \quad [2-29]$$

Dans le cas d'une impulsion gaussienne, par exemple, le champ incident dépendant du temps s'écrit :

$$E^i = e^{-\left(t-t_0 - \frac{\hat{u} \cdot \vec{r}}{v}\right)^2 / \Delta t^2} \quad [2-30]$$

Où v désigne la vitesse de propagation de l'impulsion, \hat{u} un vecteur unitaire dirigé selon la direction de propagation, \vec{r} le vecteur position, t_0 l'instant de référence et Δt la largeur de l'impulsion. Dans le cas d'une onde sinusoïdale débutant à l'instant $t_0 = 0$, le champ s'écrira donc :

$$E^i = \sin\left(\omega\left(t - \frac{\vec{u} \cdot \vec{r}}{v}\right)\right) \times \theta\left(t - t_0 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{r}}{v}\right) \quad [2-31]$$

Où $\theta(t)$ désigne la fonction de Heaviside, nulle pour $t < 0$ et égale à l'unité pour $t > 0$.

La projection des équations de Maxwell sur les axes ox et oy donne :

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad [2-32]$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad [2-33]$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad [2-34]$$

Pour discrétiser ces équations à la fois en x , y et t , on adopte les règles suivantes :

a) La composante E_z du champ électrique est calculée aux instants $t = n\Delta t$ (n entier naturel) alors que les deux composantes du champ magnétique sont calculées aux instants $t = (n + 1/2)\Delta t$;

b) Les trois composantes spatiales sont calculées à des positions spatiales bien précises (figure 2.6) définies par :

- $[x = i\Delta x$ et $y = j\Delta y]$ pour E_z , i et j étant des nombres entiers,
- $[x = i\Delta x$ et $y = (j + 1/2)\Delta y]$ pour H_x ,
- $[x = (i + 1/2)\Delta x$ et $y = (j + 1/2)\Delta y]$ pour H_y .

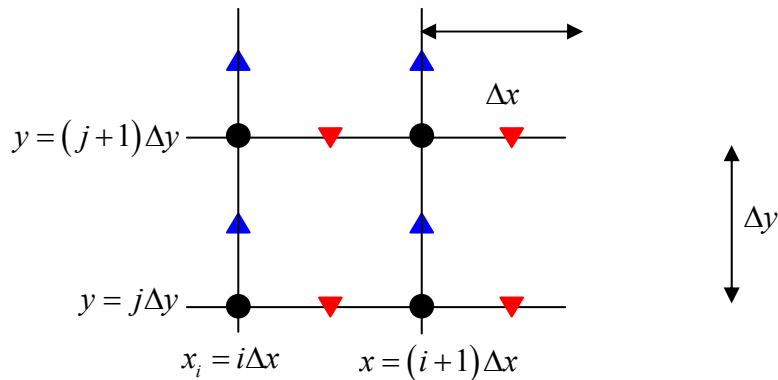


Figure 2.6 Discrétisation spatiale : ● ▲ ▼ points de discrétisation de E_z , H_x et H_y respectivement.

Les justifications théoriques de cette discrétisation sont exposées dans le livre de A. Taflove [60]. Cette discrétisation permet d'écrire les équations de Maxwell en remplaçant les dérivées spatiales et temporelles par des différences finies centrées. On appelle différence finie centrée l'approximation de la dérivée suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial u}(u_0) \cong \frac{f(u_0 + \Delta u) - f(u_0 - \Delta u)}{2\Delta u} \quad [2-35]$$

Cette approximation conduit à une erreur de second ordre en Δu . Pour présenter les équations aux différences finies sous la forme la plus claire possible, on adopte la convention consistant à représenter la valeur d'une composante arbitraire $U(\psi\Delta x, \zeta\Delta y, \xi\Delta t)$ sous la forme [9] :

$$U \left| \begin{array}{c} \xi \\ \psi, \zeta \end{array} \right. \quad [2-36]$$

Ainsi $E_z(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t)$, valeur du champ électrique au point situé dans la partie inférieure gauche de la figure 2.6 et à l'instant $n\Delta t$ s'écrira :

$$E_z \left| \begin{array}{c} n \\ i, j \end{array} \right. \quad [2-37]$$

Les équations (2-32), (2-33) et (2-34) deviennent :

$$E_z \left| \begin{array}{c} n \\ i, j \end{array} \right. = E_z \left| \begin{array}{c} n-1 \\ i, j \end{array} \right. + \frac{\Delta t}{\Delta y \varepsilon_0 \varepsilon_r} \left| \begin{array}{c} n-1 \\ i, j \end{array} \right. \left(\frac{H_y \left| \begin{array}{c} n-\frac{1}{2} \\ i+\frac{1}{2}, j \end{array} \right. - H_y \left| \begin{array}{c} n-\frac{1}{2} \\ i-\frac{1}{2}, j \end{array} \right.}{\Delta x} - \frac{H_x \left| \begin{array}{c} n-\frac{1}{2} \\ i, j+\frac{1}{2} \end{array} \right. - H_x \left| \begin{array}{c} n-\frac{1}{2} \\ i, j-\frac{1}{2} \end{array} \right.}{\Delta y} \right) \quad [2-38]$$

$$H_x \left| \begin{array}{c} n+\frac{1}{2} \\ i, j+\frac{1}{2} \end{array} \right. = H_x \left| \begin{array}{c} n-\frac{1}{2} \\ i, j+\frac{1}{2} \end{array} \right. + \frac{\Delta t}{\Delta y \mu_0} \left(E_z \left| \begin{array}{c} n \\ i, j+1 \end{array} \right. - E_z \left| \begin{array}{c} n \\ i, j \end{array} \right. \right) \quad [2-39]$$

$$H_y \left| \begin{array}{c} n+\frac{1}{2} \\ i+\frac{1}{2}, j \end{array} \right. = H_y \left| \begin{array}{c} n-\frac{1}{2} \\ i+\frac{1}{2}, j \end{array} \right. + \frac{\Delta t}{\Delta x \mu_0} \left(E_z \left| \begin{array}{c} n \\ i+1, j \end{array} \right. - E_z \left| \begin{array}{c} n \\ i, j \end{array} \right. \right) \quad [2-40]$$

Les équations (2-38), (2-39) et (2-40) seront alternativement utilisées pour calculer les variations temporelles du champ électrique et des deux composantes du champ magnétique. En effet, ces relations permettent de calculer les composantes des champs à un instant t en fonction de leurs valeurs aux instants $(t - \Delta t)$ et $(t - \Delta t/2)$. Comme l'onde incidente s'annule dans la zone de discrétisation pour $t \leq 0$, les équations (2-39) et (2-40) permettent de calculer composantes du champ magnétique à l'instant $\Delta t/2$, puis l'équation (2-38) donne la valeur du champ électrique à l'instant Δt , et ainsi de suite. Il faut cependant noter qu'en l'état actuel des équations (2-39) et (2-40), ce processus

conduit à des valeurs de champ nulles à tout instant, puisque ces équations sont homogènes.

Nous considérons, ici, le cas d'une excitation produite par une onde incidente étendue sur le cristal. La zone de discrétisation est divisée en deux parties : une zone de champ total localisée au centre et une zone de champ diffracté placée à sa périphérie (fig. 2.7).

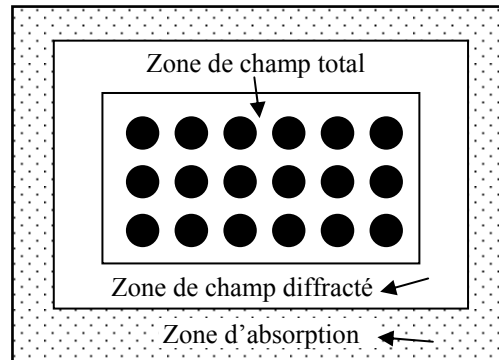


Figure 2.7 Décomposition de la zone de discrétisation en une zone de champ total zone de champ diffracté et une zone d'absorption

La zone de champ diffracté doit être homogène, autrement dit, extérieure au cristal photonique, et le champ diffracté y est classiquement défini comme la différence entre le champ total et le champ incident. Les composantes des champs contenues dans les équations (2-38), (2-39) et (2-40) seront donc égales soit à celles du champ diffracté dans la zone de champ diffracté, soit à celles du champ total dans la zone de champ total. La frontière entre les deux zones est un rectangle dont les 4 côtés passent par des points de la figure 2.6, cette frontière étant considérée comme faisant partie de la zone de champ total.

La figure 2.8 illustre les règles pour introduire le champ incident à la frontière des zones du champ total et du champ diffracté. Dans chaque cas, la frontière entre les deux zones est définie par un trait continu épais tandis que le maillage utilisé pour le calcul numérique est représenté en traits fins. E_z^i , H_x^i et H_y^i désignent les composantes du champ incident. Les points de discrétisation de E_z , H_x et H_y sont associés aux mêmes symboles que dans la figure 2.7.

Bien évidemment, il serait incorrect de mêler dans les (2-38), (2-39) et (2-40) des valeurs de champ total à des valeurs de champ diffracté. Par conséquent, chaque fois que ces équations font à la fois appel à des points de discrétisation placés dans la zone de champ total et dans la zone de champ diffracté, il convient, soit, d'ajouter le champ incident sur les

points situés dans la zone de champ diffracté, soit, de le retrancher pour les points placés dans la zone de champ total. L'une ou l'autre des deux règles est adoptée selon que le point de discrétisation correspondant au membre de gauche des équations est situé dans la zone de champ total ou dans la zone de champ diffracté. La figure 2.8 illustre sur quelques exemples l'application de ces règles.

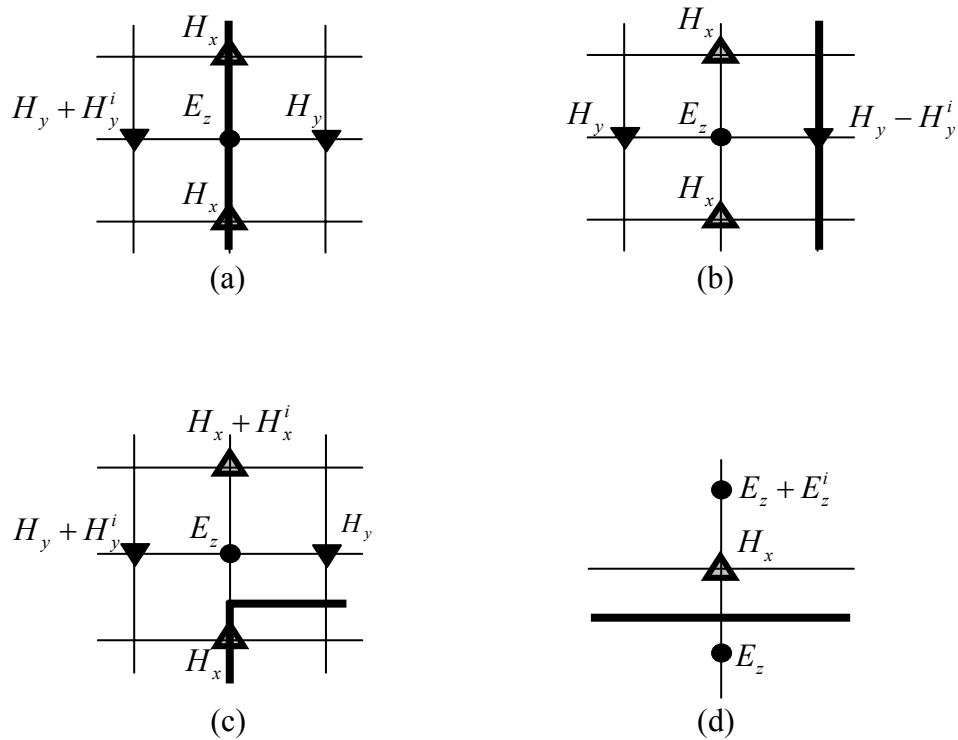


Figure 2.8 Le champ incident à la frontière des zones de champ total et de champ diffracté. Calcul de E_z avec l'équation (2-39) : a) E_z à la frontière, b) en un point extérieur à la frontière et situé dans la zone de champ diffracté, c) en un coin du rectangle délimitant la zone de champ total (figure 2.7) et d) calcul de H_x sur la frontière avec l'équation (2-40).

2.3.4.1 Zone d'absorption et conditions aux limites

L'utilisation des équations (2-38), (2-39) et (2-40) permet, moyennant l'introduction du champ incident selon les règles simples que nous venons de citer, de calculer l'évolution dans le temps du champ total (dans la zone de champ total) ou diffracté (dans la zone de champ diffracté). Il faut noter qu'avec ce procédé, le calcul du champ en un point quelconque sur la grille de discrétisation, nécessite la connaissance des valeurs du champ en tout point adjacent à celui-ci. Comme illustré sur la figure 2.9, pour les points situés aux frontières de la zone de discrétisation, certains points adjacents vont se situer à l'extérieur de la zone et nous n'avons pas d'information sur leurs valeurs. Une possibilité

consiste à ignorer les points correspondants et, par conséquent, à tronquer les équations (2-38), à (2-40) aux seuls termes de la zone de discrétisation. Cependant ignorer les termes situés à l'extérieur de la zone de discrétisation revient, en fait, à faire l'hypothèse que le champ diffracté est nul à l'extérieur de la zone de discrétisation.

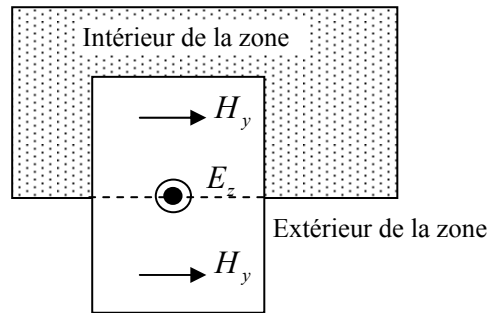


Figure 2.9 Composantes des champs sur la frontière.

Comme on ne peut pas étendre indéfiniment la zone de discrétisation, une idée consiste à inclure, en périphérie de la zone de champ diffracté, une zone d'absorption capable d'absorber progressivement le champ diffracté sans engendrer de phénomènes de réflexion du champ. Si cette zone d'absorption est réalisée, la nullité du champ diffracté à l'extérieur de la zone de discrétisation ne perturbera plus le calcul, puisque le champ diffracté est déjà très proche de zéro avant d'y parvenir. Du moment que la zone d'absorption n'engendre aucun phénomène de réflexion parasite du champ diffracté, elle est assimilable à l'espace libre. Cette démarche n'est en fait que la reproduction au plan théorique de la démarche expérimentale des mesures micro-onde en chambre anéchoïque : afin de ne pas perturber les mesures du champ diffracté par un objet placé au centre de la chambre, on revêt les murs de la chambre par un revêtement absorbant qui évite les réflexions parasites.

La recherche de conditions absorbantes efficaces est sans doute la partie de la méthode FDTD qui a provoqué les recherches les plus subtiles. On peut dire que la zone d'absorption est réalisée par l'introduction de matériaux à pertes, présentant une conductivité élevée. Par exemple, on peut essayer d'obtenir un tel matériau en donnant à ϵ_r une valeur complexe dans cette zone, ce qui présente l'avantage de ne pas perturber la forme des équations (2-38), (2-39) et (2-40). Réaliser l'absorption totale du champ diffracté n'est pas une chose évidente. Cela signifierait que toute onde plane incidente sur une interface air/matériau absorbante n'engendrerait aucun champ réfléchi, quel que soit l'angle d'incidence. Sans entrer dans les détails, la méthode qui semble s'affirmer aujourd'hui comme la plus efficace est celle proposée par J.P. Bérenger [66]. La formulation du PML (*Perfectly Matched Layer*) proposée par Bérenger, consiste non

seulement à introduire dans les équations de Maxwell à la fois une permittivité et une perméabilité complexes, mais aussi à séparer E_z en deux parties et attribuer à chacune d'elles des constantes électromagnétiques différentes. L'efficacité de la méthode est remarquable puisque l'épaisseur de la zone d'absorption peut être souvent limitée à un nombre de mailles de l'ordre de 5 [9].

La mise en œuvre de la méthode FDTD peut être scindée en trois étapes. Dans une première étape, qu'on qualifie d'étape de champ nul, le front d'onde de l'onde incidente n'a pas atteint la zone de discrétisation, les équations (2-38) à (2-40) sont homogènes et le champ est donc nul en tout point. Dans une seconde étape, qu'on qualifie d'étape d'illumination, le champ incident atteint la zone de discrétisation et doit être introduit dans les équations pour les points situés sur la frontière entre la zone de champ diffracté et la zone de champ total ou immédiatement à l'extérieur de cette limite (figure 2.8). Ainsi, le champ prend des valeurs non nulles. Dans une troisième étape, le champ incident a franchi la zone de discrétisation et devient, par conséquent, nul dans celle-ci. Aucune correction n'est alors nécessaire dans les équations (2-38), (2-39) et (2-40) afin d'introduire le champ incident et les équations redeviennent homogènes. Toutefois, contrairement à ce qui se passait dans la première étape, le champ n'est pas nul car il possède des valeurs non nulles au début de cette étape. On peut qualifier cette période d'étape de relaxation. On s'attend évidemment qu'à l'issue de cette dernière étape, le champ s'annule à nouveau, puisque aucun champ incident ne viendra compenser les pertes du champ diffracté.

Il est évident que la troisième étape est différente si, au lieu d'une impulsion électromagnétique, on introduit une onde sinusoïdale dont le front d'onde est donné par l'équation (2-31). Dans ce cas, la phase de relaxation est remplacée par une étape de stabilisation, au cours de laquelle le champ tend vers un comportement harmonique.

2.3.4.2 Calcul des structures de bande

La simulation dans le domaine temporel permet aussi de calculer les structures de bandes des cristaux photoniques/électromagnétiques. La zone de discrétisation est limitée à la cellule élémentaire du cristal infini. Les champs aux nœuds situés à l'extérieur de la zone sont reliés aux champs à l'intérieur de la zone par la condition de Bloch :

$$\vec{E}(\vec{r} + \vec{a}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t) e^{j\vec{k} \cdot \vec{a}} \quad [2-41]$$

Où \vec{r} représente le vecteur position, \vec{a} le vecteur du réseau (période) et \vec{k} le vecteur d'onde. Après l'excitation initiale, le régime permanent s'installe. C'est une combinaison linéaire de plusieurs modes propres pour le même vecteur d'onde \vec{k} . Les fréquences de

ces modes propres peuvent, alors, être obtenues par la transformation de Fourier de la réponse calculée dans le domaine temporel. Le spectre résultant est composé d'une série discrète de pics, où chaque pic correspond à une fréquence propre.

2.3.5 Méthode des éléments finis

La formulation de la méthode des éléments finis conduit à des systèmes aux valeurs propres décrits par des matrices éparées. Ceci se traduit par une réduction significative des besoins en puissance de calcul et capacité mémoire, contrairement à ce que nécessitent les matrices denses produites par la méthode des ondes planes. Les discontinuités que présentent la permittivité diélectrique, caractéristiques de beaucoup de matériaux BIE, sont facilement et exactement représentées en utilisant la méthode des éléments finis alors que la technique des ondes planes souffre du phénomène de Gibbs aux interfaces entre les différents milieux matériels. Le maillage non structuré du cristal simplifie la construction de régions de formes arbitraires et le raffinement adaptatif du maillage permettant la concentration des calculs sur les régions clés du domaine.

La méthode des éléments finis est une technique, qui a déjà fait ses preuves dans la résolution des problèmes aux frontières. Elle date des années 1940 et elle a été utilisée à l'origine pour résoudre des problèmes de la mécanique des structures. La première application de la méthode des éléments finis à un problème électrique remonte à la fin des années 60 et depuis lors elle a été appliquée à des problèmes scientifiques et technologiques de plus en plus diversifiés dans le domaine de la simulation électromagnétique.

Dans la méthode des éléments finis, le domaine du problème, le cristal photonique dans notre cas, est décomposé en une série de petits éléments de forme simple (par exemple triangles (deux dimensions), et tétraèdres (trois dimensions)). Les équations élémentaires déduites de celles de Maxwell approximent le champ électromagnétique au-dessus d'un élément en ajustant les coefficients de la fonction d'interpolation. Le choix de celle-ci est un compromis entre le niveau de précision désiré et le nombre de coefficients qu'il nécessite, également connu sous le nom de nombre de degrés de liberté. Une fonction d'interpolation d'ordre élevé peut donner une bonne approximation à la solution vraie mais exigera un grand nombre de degrés de liberté augmentant ainsi les besoins en ressources de calcul et de stockage pour la simulation. Une fois la fonction d'interpolation choisie, les coefficients de la fonction d'interpolation doivent être calculés pour chaque élément, ceux-ci sont stockés en tant que matrices élémentaires. Ces matrices sont plus tard assemblées dans des matrices globales, en utilisant une transformation des indices locaux en indices globaux. Ces matrices globales forment un système aux valeurs propres de matrices éparées. Ce système est alors résolu en utilisant

des techniques itératives. Les valeurs propres résultantes sont les fréquences des modes permis et les vecteurs propres correspondants représentent la force du champ aux nœuds [67], [68].

2.3.6 Mise en œuvre des équations régissant la méthode des éléments finis

Le problème fondamental à résoudre est posé ici comme suit : étant donnée une structure et des propriétés de matériaux d'un cristal photonique, quelles sont alors les fréquences des modes permis ? Autrement dit connaissant la fonction $\varepsilon(\vec{r})$ décrivant le cristal photonique, trouver les fréquences ω des modes propres permis $k_n(\omega)$.

Les équations de base régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans le cristal dérivent des équations de Maxwell et peuvent s'écrire sous la forme [10] :

$$\vec{\nabla} \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right] = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \right) \vec{H}(\vec{r}) \quad [2-42]$$

$$\nabla \times [\nabla \times \vec{E}(\vec{r})] = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \right) \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad [2-43]$$

Avec la contrainte exprimant la transversalité du champ électromagnétique :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad [2-44]$$

où $\vec{H}(\vec{r})$ représente le champ magnétique, $\varepsilon(\vec{r})$ la permittivité diélectrique du matériau comme une fonction de la position spatiale \vec{r} , ω la fréquence de l'onde électromagnétique et c la vitesse de la lumière. L'équation (2-42) (respectivement (2-43)) est appelée l'équation principale pour le champ magnétique (respectivement pour le champ électrique). Dans le cas d'une structure bidimensionnelle, l'équation principale (2-42), par exemple, qui est de nature vectorielle, peut être scindée en deux équations scalaires représentant les deux modes de polarisation transverse électrique TE et transverse magnétique TM [69] :

$$-\nabla \cdot \left[\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \xi \right] = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \right) \xi, \text{ pour la polarisation TE} \quad [2-45]$$

$$-\nabla^2 \xi = \varepsilon(\vec{r}) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \right) \xi, \text{ pour la polarisation TM} \quad [2-46]$$

où ξ désigne la fonction d'onde qui représente la composante E_z (respectivement H_z) du champ électromagnétique dans l'équations (2-45) (respectivement (2-46)). La périodicité du problème décrite par ces dernières équations ($\varepsilon(\vec{r})$ étant une fonction périodique de l'espace) permet d'appliquer le théorème de Floquet-Bloch [70] : les

modes propres de l'équation principale sont le produit de l'onde plane $e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}$ par une fonction $u_k(\vec{r})$ qui possède la périodicité du cristal. Les fonctions d'ondes peuvent donc être représentées par :

$$\xi = u_k(\vec{r})e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad [2-47]$$

Où \vec{k} représente le vecteur d'onde et $u(\vec{r})$ la valeur de la fonction propre à la position \vec{r} . En remplaçant (2-47) dans (2-45), nous obtenons l'équation aux valeurs propre :

$$\left(\vec{\nabla} + j\vec{k}\right) \cdot \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \left(\vec{\nabla} + j\vec{k}\right) u = \lambda u \quad [2-48]$$

Il reste à trouver les solutions de cette équation différentielle pour des conditions aux limites données. La première étape consiste à mailler le domaine de calcul Ω grâce à des éléments géométriques adaptés. A chacun de ces éléments, est associé un certain nombre de nœuds : en 2D, des éléments triangulaires par exemple peuvent être caractérisés par 3 nœuds, 6 nœuds si l'on y ajoute les milieux des segments. Les fonctions de base pour différents types de géométrie et différents ordres pour chaque géométrie, sont souvent des polynômes pour leur bonne dérivabilité [71]

La deuxième étape consiste à reformuler l'équation d'onde (2-48) afin de limiter à l'ordre 1 ces dérivées. Pour ce faire, on considère tout d'abord une distribution de fonctions tests $w(\vec{r})$, respectant des conditions de dérivabilité et de continuité au bord du domaine de calcul Ω (le cristal photonique dans notre cas), telle que le résidu,

$$R(\vec{r}) = \left(\vec{\nabla} + j\vec{k}\right) \cdot \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \left(\vec{\nabla} + j\vec{k}\right) u - \lambda u = 0 \quad [2-49]$$

vérifie, sur l'ensemble du domaine, la relation suivante :

$$\int_{\Omega} w(\vec{r}) R(\vec{r}) d\Omega = 0 \quad [2-50]$$

Cette manière de procéder s'appelle la formulation faible de la méthode des résidus pondérés [72]. Le choix des fonctions de base $\psi(\vec{r})$ se fait d'une manière générale d'après la méthode de Galerkin. Cette dernière consiste à utiliser les mêmes fonctions pour la base et la pondération ce qui permet d'obtenir :

$$\int_{\Omega} w(\vec{r}) \left(\left(\vec{\nabla} + j\vec{k}\right) \cdot \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \left(\vec{\nabla} + j\vec{k}\right) u - \lambda u \right) d\Omega = 0 \quad [2-51]$$

La recherche d'une solution exacte $u(\vec{r})$ se ramène, donc, à la recherche d'une approximation $\hat{u}(\vec{r})$ qu'on peut mettre sous la forme :

$$\hat{u} = \sum_{j=1}^N \alpha_j \psi_j \quad [2-52]$$

où les ψ_j sont les fonctions de base, et les coefficients α_j sont les inconnus à déterminer. Ils représentent l'amplitude du champ au j^{eme} noeud. En remplaçant l'expression (2-52) dans l'équation (2-51) on obtient :

$$\sum_{i=1}^N \int_{\Omega} \alpha_i \psi_i \left((\vec{\nabla} + j\vec{k}) \cdot \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (\vec{\nabla} + j\vec{k}) \alpha_j \psi_j - \lambda \alpha_j \psi_j \right) d\Omega = 0 \quad [2-53]$$

L'abaissement de l'ordre dérivatif de la relation intégrale (2-48) est toujours obtenu par l'application de la relation générale :

$$\int_{\Omega} f \frac{\partial g}{\partial x_i} d\Omega = - \int_{\Omega} \frac{\partial f}{\partial x_i} g d\Omega + \int_{\Gamma} f g n_{x_i} d\Gamma \quad [2-54]$$

qui est la formule de Green, laquelle est la généralisation à un espace à plusieurs dimensions de la formule d'intégration par partie. Ω représente le domaine de calcul et Γ son bord (sa frontière). L'intégration par partie de l'équation (2-53) permet d'aboutir ensuite à l'équation (2-56), dite formulation variationnelle de l'équation (2-48) [69] :

$$\int_{\Omega} \underbrace{\alpha_i \psi_i}_f \underbrace{\left((\vec{\nabla} + j\vec{k}) \cdot \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (\vec{\nabla} + j\vec{k}) \alpha_j \psi_j - \lambda \alpha_j \psi_j \right)}_{\partial g / \partial x_i} d\Omega = 0 \quad [2-55]$$

$$R_j = - \sum_{i=1}^N \int_{\Omega} \alpha_i \vec{\nabla} \psi_i \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (\vec{\nabla} + j\vec{k}) \alpha_j \psi_j d\Omega \quad [2-56]$$

$$- \lambda \int_{\Omega} \alpha_i \psi_i \alpha_j \psi_j d\Omega + \int_{\Gamma} \alpha_i \psi_i \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (\vec{\nabla} + j\vec{k}) \alpha_j \psi_j d\Gamma = 0$$

L'intérêt d'une telle formulation réside dans le fait qu'elle réunit en une seule expression, l'équation d'onde (dans l'intégrale de surface) et les conditions aux bords (dans l'intégrale curviligne), en ne faisant intervenir que des dérivées d'ordre 1. En écrivant cette équation sous une forme matricielle, nous obtenons alors le problème aux valeurs propres généralisé suivant :

$$A(\vec{k})\psi = \lambda B\psi \quad [2-57]$$

Où les matrices assemblées A et B sont formées à partir des fonctions par morceau élémentaire.

Chapitre 3

Matériaux bidimensionnels infinis à bandes interdites électro-magnétiques

Dans ce chapitre nous présentons un aperçu général des structures périodiques à bandes interdites électromagnétiques (BIE) en général et des structures BIE bidimensionnelles en particulier. Ces dernières jouent un rôle très important dans la conception des circuits planaires en technologie imprimée. Nous nous intéresserons principalement aux paramètres du cristal électromagnétique qui gouvernent l'ouverture des bandes interdites et leurs importance, tels la nature du réseau périodique le choix des matériaux constituant le cristal et le facteur de remplissage.

3 Matériaux à bandes interdites électromagnétiques (BIE)

Comme énoncé dans le chapitre précédent, le concept des matériaux à bandes interdites photoniques ou cristaux photoniques, est apparu depuis déjà deux décennies sous l'impulsion de E. Yablonovitch. L'analogie entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger pour les électrons, suggère qu'il puisse exister des bandes de fréquences pour lesquelles la propagation des ondes électromagnétique est interdite dans un cristal photonique. Ces bandes sont appelées « bandes interdites électromagnétiques », terminologie empruntée à la théorie des bandes d'énergie dans les semi-conducteurs. L'idée initiale de Yablonovitch était de contrôler directement l'émission de la lumière, afin d'inhiber l'émission spontanée pour surmonter certaines limites des lasers à semi-conducteur telles que la réduction du bruit et du seuil d'accrochage du laser.

3.1 Principe et concepts initiaux des cristaux électromagnétiques

Les cristaux électromagnétiques sont une nouvelle classe de matériaux artificiels qui permettent un contrôle accru des ondes électromagnétiques. Ils permettent de tirer parti d'un ensemble très vaste de nouvelles propriétés, incluant le contrôle (exaltation, inhibition) de l'émission, le contrôle de la dispersion et de la propagation, se traduisant par un renforcement de l'interaction onde-matière, le tout avec des géométries compactes et intégrables.

3.1.1 Définition

Un matériau électromagnétique à bandes interdites est une structure dont la permittivité diélectrique est modulée de façon périodique dans une, deux ou trois dimensions de l'espace. La figure 3.1 donne une représentation schématique d'une telle structure.

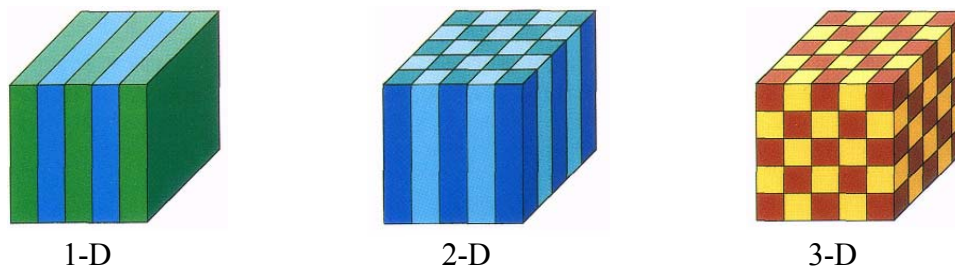


Figure 3.1 Représentation de cristaux électromagnétique à une, deux et trois dimensions. Les différentes couleurs représentent des matériaux de permittivité diélectriques différentes. (source [10])

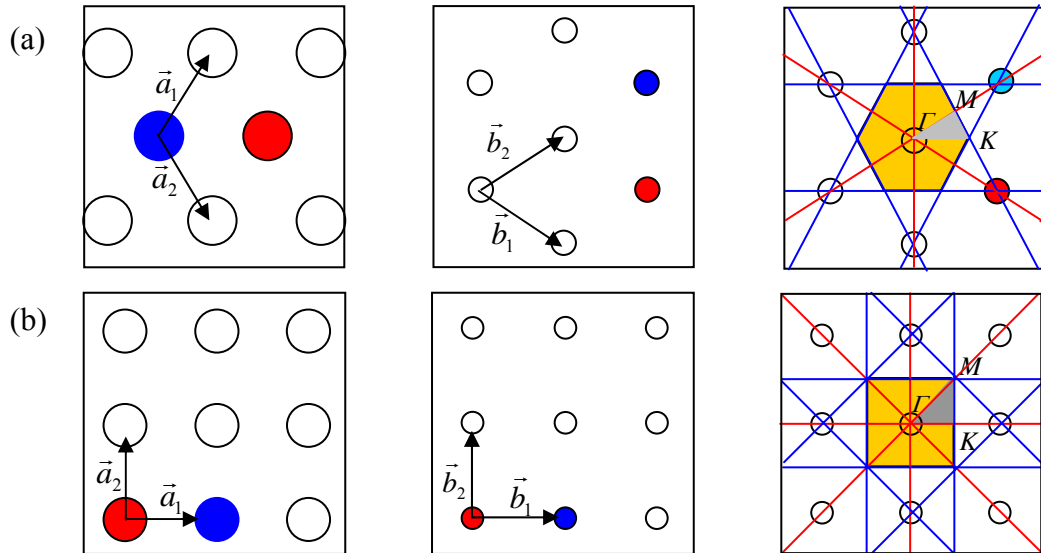


Figure 3.2 Réseau direct, réseau réciproque et zone de Brillouin. (a) réseau triangulaire, (b) réseau carrée.

En physique du solide ce type d'arrangement est appelé un « cristal ». C'est une structure dont les atomes se répartissent de façon périodique dans l'espace (espace direct ou espace réel). Ces atomes définissent ce qu'on appelle un réseau. C'est un ensemble de points dans l'espace se répétant périodiquement. Soient $(\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3)$ les trois vecteurs unitaires qui définissent une base de l'espace direct, tout vecteur \vec{R} du réseau peut se mettre sous la forme $\vec{R} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3$, où (l, m, n) sont des entiers. Les vecteurs \vec{R} sont appelés les vecteurs du réseau et les vecteurs de base \vec{a}_1, \vec{a}_2 et \vec{a}_3 sont appelés les vecteurs primitifs du réseau. À chaque réseau dans l'espace direct est associé un second réseau appelé réseau réciproque. La base $(\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3)$ du réseau réciproque est définie à partir de la base $(\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3)$ du réseau direct, par les relations issues des produits scalaires de chacun des vecteurs de la base de l'autre réseau:

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}, \quad \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_2 \cdot (\vec{a}_3 \times \vec{a}_1)}, \quad \vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_3 \cdot (\vec{a}_1 \times \vec{a}_2)} \quad [3-1]$$

Les réseaux direct et réciproque sont reliés par l'équation

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij}$$

avec $\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases}$

Les réseaux direct et réciproque sont inverse l'un de l'autre. En effet, les vecteurs du réseau direct ont la dimension d'une longueur, alors que ceux du réseau réciproque celle de l'inverse d'une longueur et forment, dans notre cas, une base naturelle pour l'espace des vecteurs d'ondes \vec{k} (tab. 1.1).

Tableau 1.1: Propriétés élémentaires des réseaux carré et triangulaire.

	Réseau carré	Réseau triangulaire
Vecteurs directs	$\vec{a}_1 = (1,0) : \vec{a}_2 = (0,1)$	$\vec{a}_1 = \frac{a}{2}(1,\sqrt{3}) : \vec{a}_2 = \frac{a}{2}(1,-\sqrt{3})$
Vecteurs réciproques	$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a}(1,0) : \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$	$\vec{b}_1 = \frac{\pi}{a}(1,\sqrt{3}) : \vec{b}_2 = \frac{\pi}{a}(-1,\sqrt{3})$
Facteur de remplissage	$f = \pi \left(\frac{r}{a}\right)^2 \approx 3.141 \left(\frac{r}{a}\right)^2$	$f = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{2r}{a}\right)^2 \approx 3.628 \left(\frac{r}{a}\right)^2$

où a désigne la période du réseau et r le rayon des cylindres.

3.1.2 Équation principale

Tous les problèmes de l'électromagnétisme dans un milieu y compris dans un cristal électromagnétique, sont régis par les quatre équations de Maxwell macroscopiques. En absence de sources de charge libre et de courant (i.e., $\rho = 0$ et $\vec{J} = 0$), et en utilisant la convention symbolique pour les opérateurs vectoriels, ces équations s'écrivent alors :

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad [3-2.a]$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad [3-2.b]$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad [3-2.c]$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad [3-2.d]$$

En supposant le milieu linéaire, isotrope, non magnétique et sans pertes, les vecteurs déplacement électrique et induction magnétique sont reliés aux champs électrique et magnétique par les relations constitutives suivantes :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E} \quad [3-3]$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad [3-4]$$

où $\varepsilon(\vec{r})$ est une fonction périodique de l'espace, et \vec{r} le vecteur position. En combinant les équations de Maxwell on peut éliminer une grandeur (\vec{E} ou \vec{H}) et obtenir une équation aux valeurs propres :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} \quad [3-5]$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}) \vec{E} \quad [3-6]$$

Dans la littérature des cristaux photoniques, l'équation (3-5) (respectivement 3-6) est appelée « l'équation Principale » pour le champ magnétique (respectivement

électrique). L'équation principale pour le champ magnétique par exemple est analogue, lorsque $\varepsilon(\vec{r})$ est périodique, à l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons se déplaçant dans un potentiel cristallin périodique, avec \vec{H} analogue à la fonction d'onde électronique et $\varepsilon(\vec{r})$ analogue au potentiel ionique $V(r)$. Cette analogie avec la physique du solide permet de réutiliser tous les outils de la cristallographie liés à la périodicité du réseau. Les équations (3-5) et (3-6) sont à prendre au sens de distributions [9]. Autrement dit, elles incluent les conditions aux limites sur les interfaces entre les matériaux, en l'occurrence la continuité des composantes tangentielles des champs électrique et magnétique. Plus généralement, on peut mettre ces équations sous la forme condensée suivante :

$$\Theta \vec{F} = k_0^2 \vec{F} \quad [3-7]$$

où \vec{F} représente l'un des champs et Θ un opérateur agissant dans l'espace des fonctions \vec{F} de carré sommable. Ainsi il apparaît qu'une solution quelconque des équations de Maxwell est une fonction propre de l'opérateur Θ , k_0^2 étant la valeur propre correspondante. On peut montrer [9] que les solutions de l'équation de propagation (3-5) ou (3-6) peuvent être écrites sous la forme d'ondes de Bloch, les quels constituent une généralisation des intégrales de Fourier. D'après le théorème de Bloch, les solutions de l'équation principale sont de la forme :

$$\vec{H}_k(\vec{r}) = \vec{u}_k(\vec{r}) e^{j(\vec{k} \cdot \vec{r})} \quad [3-8]$$

où les fonctions $\vec{u}_k(\vec{r})$ contiennent toutes les périodicités du réseau, c'est-à-dire que l'on a :

$$\vec{u}_k(\vec{r}) = \vec{u}_k(\vec{r} + \vec{R}) \quad [3-9]$$

pour tout vecteur \vec{R} du réseau direct [10].

L'équation est à résoudre pour chaque vecteur d'onde \vec{k} appartenant à la première zone de Brillouin du réseau réciproque. Ce qui revient à résoudre un système d'équations aux valeurs propres, où ω est la valeur propre et \vec{H}_k le vecteur propre associé.

L'ensemble des solutions discrètes de ω donne la structure de bande $\omega_n(\vec{k})$ du cristal électromagnétique, où l'indice n désigne le numéro de la bande. En général, quand les vecteurs d'onde \vec{k} parcourent la zone de Brillouin, les bandes $\omega_n(\vec{k})$ recouvrent le spectre entier d'énergie. Toutefois, dans certaines configurations, il existe des intervalles d'énergie où aucune bande $\omega_n(\vec{k})$ n'est disponible: ce sont les bandes interdites électromagnétiques. La figure 3.3 montre un diagramme de bandes interdites d'une structure périodique à une dimension constituée d'une succession de couches

diélectriques de permittivité ε_r et d'épaisseur d_{diel} , séparées par des couches d'air d'épaisseur d_{air} avec une période de réseau a [73].

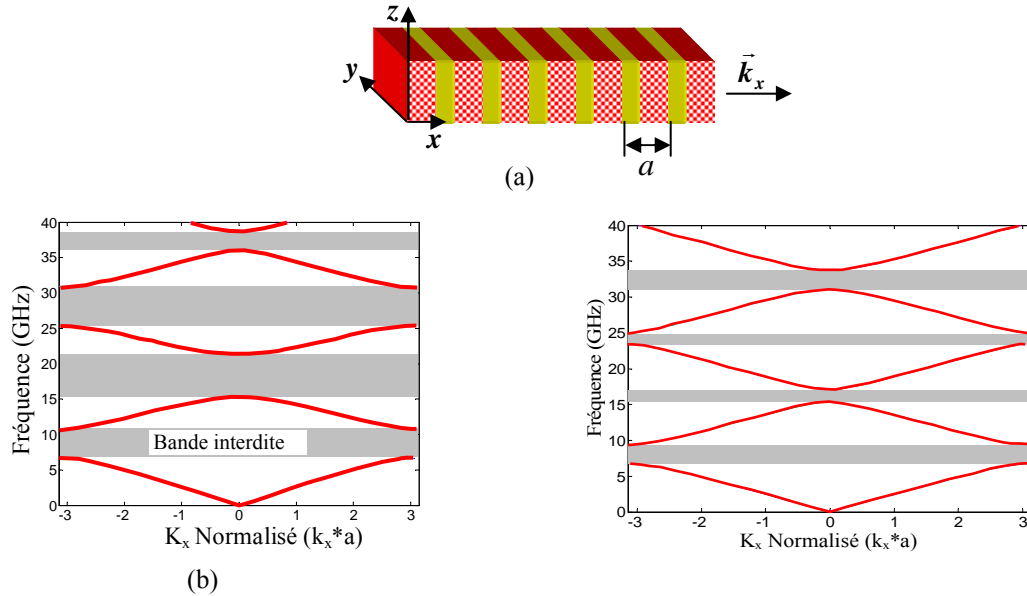


Figure 3.3 Diagramme de bandes d'une structure périodique calculé par la méthode des ondes planes. (a) la structure périodique avec $\varepsilon_r = 10.2$, $a = 13.8$ mm, $d_{diel} = 1.1$ mm et $d_{air} = 12.7$ mm, (b) Bande interdite dans la direction ΓK , (c) Bande interdite dans la direction ΓM .

3.1.3 Loi d'échelle

Une des caractéristiques intéressantes de l'électromagnétisme en milieu diélectrique est qu'il n'y a pas une échelle de longueur fondamentale, tant qu'on ne descend pas à l'échelle atomique. Deux problèmes identiques à une contraction ou extension de taille près, possèdent des solutions électromagnétiques reliées de façon simple. Reprenons l'équation (3-5), si l'on contracte toutes les distances avec un facteur d'échelle s , après un changement de variable, on montre que l'équation se transforme en une équation identique [10]. En effet, si l'on remplace la permittivité $\varepsilon(\vec{r})$ par la valeur $\varepsilon'(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r}/s)$ Alors $\varepsilon'(r)$ aura la même forme que la distribution originale mais dilatée ou réduite par le facteur d'échelle s . Il suffit ensuite, d'effectuer le changement de variable $\vec{r}' = s\vec{r}$ et $\vec{\nabla}' = \vec{\nabla}/s$ pour obtenir ensuite :

$$s\vec{\nabla}' \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r}'/s)} s\vec{\nabla}' \times \vec{H}(\vec{r}'/s) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}'/s)$$

qui devient en divisant par s^2 :

$$\nabla' \times \left(\frac{1}{\varepsilon'(r')} \nabla' \times \vec{H}(\vec{r}'/s) \right) = \left(\frac{\omega}{cs} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}'/s) \quad [3-10]$$

Cette équation n'est rien d'autre que l'équation principale (3-5) mais pour des vecteurs propres $\vec{H}'(\vec{r}') = \vec{H}(\vec{r}'/s)$ et des fréquences propres $\omega' = \omega/s$. En redimensionnant (réduction ou dilatation) les variables de position et donc la distribution de la permittivité $\varepsilon(\vec{r})$, il est possible de retrouver l'équation d'Helmholtz avec une fréquence réduite $\omega' = \omega/s$. Par conséquent, on ne génère pas de nouvelles solutions. La solution du problème à une échelle donnée détermine les solutions à toutes autres échelles [10]. Si $\vec{H}(\vec{r})$ est solution de l'équation (3-5) à la fréquence ω , $\vec{H}(\vec{r}/s)$ est solution de l'équation (3-10) à la fréquence $\omega' = \omega/s$. La longueur d'onde centrale de la bande interdite et la taille géométrique du réseau sont ainsi reliés par une loi d'échelle : l'énergie des bandes s'exprime en fonction de la quantité sans dimension $u = a/\lambda_0$ où a désigne la période du réseau et λ_0 la longueur d'onde dans le vide. La complexité des structures étudiées ne permet pas d'exprimer de préfacteur simple reliant ω_0 et la période comme dans le cas des empilements unidimensionnels, mais on peut dire de façon générale que la période du réseau et la longueur d'onde inhibée sont du même ordre de grandeur. Pour des ondes millimétriques, les réseaux à fabriquer doivent être de taille millimétrique et seront facilement réalisables. En revanche, si l'on veut utiliser les BIP pour le visible, il faudra fabriquer des structures submicroniques, ce qui devient technologiquement beaucoup plus difficile. Néanmoins, l'existence d'une loi d'échelle offre la possibilité de vérifier l'adéquation entre calculs et expériences sur des structures de grande taille, pour lesquelles on saura fabriquer des échantillons de très bonne qualité, avant de s'attaquer à des structures plus petites.

De même, qu'il n'existe pas d'échelle de longueur fondamentale, il n'y a pas de valeur fondamentale pour la permittivité diélectrique. Une transformation qui change uniquement l'amplitude de la permittivité de la forme $\varepsilon'(\vec{r}) = s^2 \varepsilon(\vec{r})$ conduit à une équation d'Helmholtz, avec une fréquence $\omega' = s\omega$, de la forme :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon'(r)} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \frac{(s\omega)^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad [3-11]$$

3.1.4 Polarisation

En général les modes d'un cristal tridimensionnel sont hybrides. Cependant, les systèmes bidimensionnels possèdent une propriété qui facilite la résolution des systèmes d'équations (3-5) ou (3-6) dès lors que l'on se limite à la propagation dans le plan de périodicité (x,y) : toutes les dérivées par rapport à la variable z sont nulles. L'équation de Maxwell (3-2.c) permet aisément de relier les composantes transverses (parallèles au plan xy) du champ électrique à la composante longitudinale H_z du champ magnétique. De façon similaire, l'équation (3-2.d) permet de déduire les composantes transverses du champ magnétique de la composante longitudinale E_z du champ électrique. La

projection sur les trois axes de coordonnées des équations de propagation (3-5) et (3-6) montre que les deux composantes longitudinales obéissent à deux équations de propagation totalement découplées :

$$\nabla \left(\frac{1}{\varepsilon(x, y, z)} \nabla H_z \right) = -k_0^2 H_z \quad [3-12]$$

$$\frac{1}{\varepsilon(x, y, z)} \nabla^2 E_z = -k_0^2 E_z \quad [3-13]$$

Ainsi, chacune des composantes longitudinales des champs satisfait à une équation de propagation scalaire. On peut donc étudier séparément les deux problèmes correspondant aux deux cas fondamentaux de polarisation suivant que $E_z \neq 0$ et $H_z = 0$ ou $E_z = 0$ et $H_z \neq 0$ [74]. Le premier cas pour lequel le champ électrique est confiné dans le plan xy (E_x, E_y, H_z) est appelé transverse électrique (TE) et le second pour lequel le champ magnétique est confiné dans le plan xy (H_x, H_y, E_z) est appelé transverse magnétique (TM). Pour une polarisation quelconque, la solution des équations de propagation (3-5) et (3-6) s'exprimera alors comme une combinaison des solutions des équations (3-12) et (3-13).

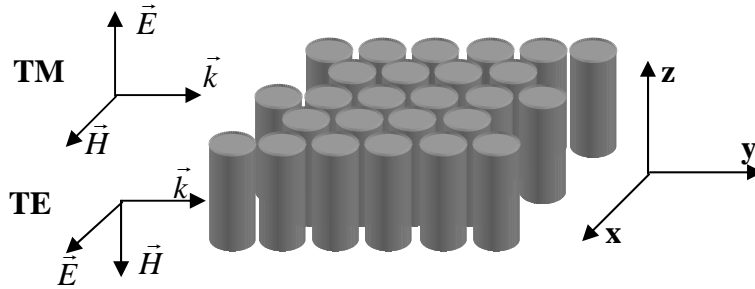


Figure 3.4 Structure BIE bidimensionnelle infinie (2D-BIE) et définition correspondante des deux types de polarisation TE et TM.

3.2 Structures à bandes interdites électromagnétiques bidimensionnelles (2D-BIE)

Les cristaux bidimensionnels sont périodiques le long de deux axes et uniformes le long du troisième, appelant, par exemple cet axe l'axe des \hat{z} . Alors que les films multicouches (cristaux électromagnétiques unidimensionnels) réfléchissent les ondes avec une incidence normale, ces structures photoniques à deux dimensions peuvent réfléchir les ondes pour tout angle d'incidence et pour toutes les directions dans le plan xy . Les figures 3.5 et 3.7 montrent des exemples de cristaux bidimensionnels avec un réseau carré pour le premier et triangulaire pour le second. La structure 2D-BIE étant homogène le long de l'axe des \hat{z} il n'y a donc pas de restriction pour \vec{k}_z , le vecteur d'onde le long de cet axe. De plus la structure ayant une symétrie de translation dans le

plan xy , ($\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R})$), le théorème de Bloch est alors applicable. Nous pouvons, donc, focaliser notre étude sur les valeurs de $\vec{k}_{//}$ (vecteur d'onde situé dans le plan xy) localisé dans la zone de Brillouin [10]. Pour certaines valeurs de l'espacement des cylindres, ces structures possèdent des bandes interdites photoniques « complètes » dans le plan xy . Par le terme « bande complète », il faut comprendre toutes les directions dans le plan xy ou « omnidirectionnelle ». Pour qu'une telle bande interdite existe, il faut que les bandes interdites unidirectionnelles se recouvrent au moins partiellement sur l'ensemble de la première zone de Brillouin. En réalité, on montre que les extrema des bandes sont situés le long des directions de haute symétrie de la zone de Brillouin [75], ce qui permet de s'affranchir du fastidieux travail qui consisterait à calculer les bandes en tout point de la zone de Brillouin pour se contenter d'étudier uniquement les axes de haute symétrie, et en particulier, les points de bord de zone (points Γ , K et M des figures 3.5.a et 3.7.a. Le recouvrement sera maximal si les bandes interdites sont larges et si les valeurs de $|k|$ varient peu entre ces points de symétrie. Intuitivement, la situation la plus favorable est celle où la zone de Brillouin est la plus « circulaire » possible, ce qui désigne le réseau triangulaire en 2D et le réseau cubique à faces centrées en 3D [58]. De plus, pour que les bandes interdites soient larges, il faut que la diffusion de Mie de chaque cellule unité soit grande, ce qui requiert de forts contrastes des indices de réfraction dans la maille du réseau [74].

Nous verrons, aussi, que dans le cas des structures bidimensionnels, outre le fait qu'il faut considérer deux directions de propagation au lieu d'une seule pour le cas unidimensionnel, les aspects de polarisation de l'onde jouent un rôle important et donc à prendre en considération. De ce fait, l'obtention d'une bande interdite « complète », à la fois pour les deux directions de propagation (JK et IM) et les deux polarisations (TE et TM) n'est pas évidente. Même, si la bande interdite « complète » n'est pas toujours utile, pour les applications, la recherche des structures les plus favorables à son obtention a mobilisé, cependant, les efforts des théoriciens et des expérimentateurs jusque dans les années 2000 surtout dans le domaine des fréquences optiques [9].

3.2.1 Cartographie des bandes interdites électromagnétiques des structures 2D-BIE

Dans le but d'optimiser une structure 2D-BIE, on réalise des cartes des bandes interdites, c'est-à-dire que l'on présente, en fonction d'un facteur variable, l'évolution des bords des bandes interdite [74]. Ces cartes des bandes interdites sont très pratiques pour décider des paramètres du cristal électromagnétique en vue d'une application donnée.

Une structure typique des cristaux bidimensionnels consiste en un réseau de cylindres (barreaux) de permittivité ϵ_{r2} disposés selon différents arrangements périodiques dans une matrice de diélectrique hôte de permittivité ϵ_{r1} . Les figures 3.5-a et 3.7-a montrent des exemples de cristaux électromagnétiques bidimensionnels pour des arrangements carré et triangulaire que nous allons examiner dans les sections suivantes.

A) Réseau carré

Le premier cristal électromagnétique bidimensionnel que nous allons considérer est constitué d'un réseau carré de cylindres de diélectriques noyés dans un diélectrique hôte. Commençons d'abord par le cas où le diélectrique formant les cylindres a une permittivité $\epsilon_{r2} \gg 1$ et où le diélectrique hôte est de l'air ($\epsilon_{r1} = 1$). La figure 3.6-a montre la carte des bandes interdites d'une telle structure pour le cas $\epsilon_{r2} = 11.4$. Considérons dans un premier temps la polarisation TM, la carte des bandes interdites révèle quelques caractéristiques intéressantes :

1. Toutes les bandes diminuent en fréquence lorsque le rayon des cylindres r/a augmente. En effet les fréquences de coupure sont inversement proportionnelles à la racine carré de la permittivité effective du milieu qui augmente avec r/a ,
2. Toutes les bandes interdites se ferment pour la valeur $r/a = 0.50$. À cette valeur les cylindres de diélectrique commencent à se toucher les uns les autres et, à la valeur $r/a = 0.70$, l'espace est complètement rempli de diélectrique et devient uniforme,
3. La plus basse bande interdite et la plus importante se répète, aux fréquences élevées à de intervalles presque égaux, identiquement à elle-même mais de taille de plus en plus petite.

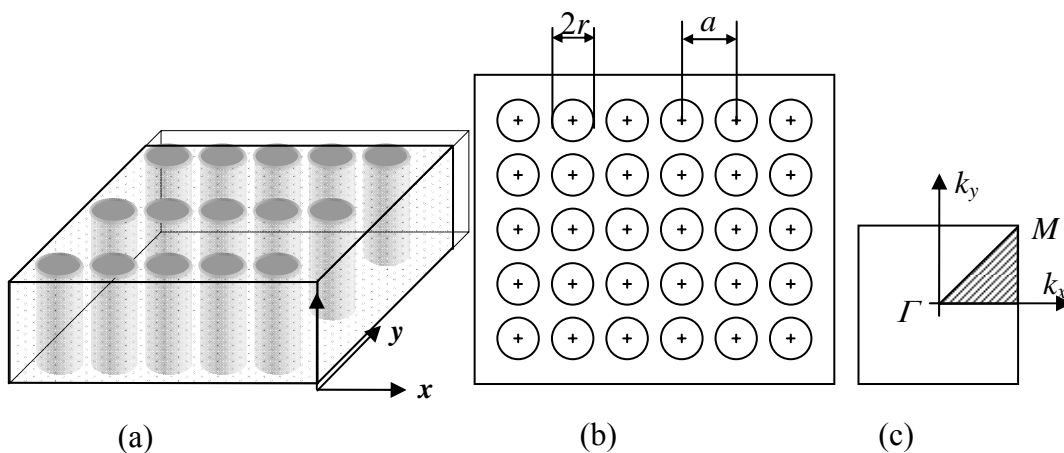


Figure 3.5 Réseau carré, de cylindres d'air dans un matériau diélectrique. (a) structure infinie, (b) structure finie, (c) Zone de Brillouin associée.

Examinons maintenant le cas de la polarisation TE, la figure 3.6-a montre une structure de bandes beaucoup plus dépourvue. Il n'y a aucune bande interdite TE significative pour le réseau carré dans la gamme de fréquence étudiée. Cette structure ne présente, donc, pas de bandes interdites totales pour toutes les polarisations et toutes les directions.

Considérons maintenant la configuration inverse, de cylindres d'air ($\epsilon_2 = 1$) dans un diélectrique hôte ($\epsilon_{r1} \gg 1$). La figure 3.6-b montre la carte des bandes pour les deux polarisations pour le cas d'un diélectrique hôte de permittivité ($\epsilon_{r1} = 11.4$). Nous remarquons immédiatement que, cette fois-ci, les fréquences des bandes augmentent avec le ratio r/a , puisque la permittivité effective du milieu diminue lorsque le rayon des cylindres d'air augmente. Les bandes interdites électromagnétiques des modes TM commencent à s'ouvrir autour de $r/a = 0.45$, contrairement à la structure à cylindres de diélectriques pour laquelle les bandes interdites présentent une coupure pointue à cette valeur. Apparemment, la connectivité entre les cylindres d'air est d'importance, puisque la figure 3.6-b montre un changement crucial du comportement du cristal autour de $r/a = 0.5$ valeur pour laquelle les cylindres se touchent. Avec une polarisation TE, le réseau carré de cylindres d'air dans un diélectrique hôte se comporte un peu mieux que celui des cylindres de diélectriques dans de l'air, comme le montre la figure 3.6-b. Plusieurs bandes interdites minces peuvent être observées. Cependant, aucune de ces bandes ne se recouvre avec des bandes des modes TM. De ce fait il n'existe aucune bande interdite complète pour le réseau carré pour cette valeur du contraste diélectrique.

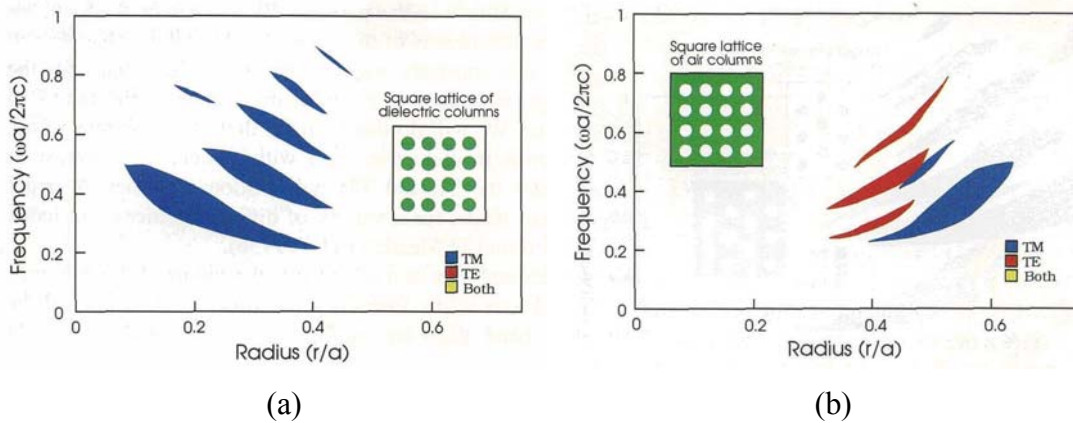


Figure 3.6 Carte des bandes interdites d'un réseau carré en fonction du ratio r/a . (a) cylindres de diélectrique dans de l'air, (b) cylindres d'air dans un diélectrique (source [10])

B) Réseau triangulaire

Le deuxième cristal électromagnétique que nous allons considérer, est le réseau de cylindres disposés selon un arrangement triangulaire, comme le montre la figure 3.7.

Pour cette structure, les cylindres commencent à se toucher les uns les autres pour $r/a = 0.50$, et remplissent tout l'espace à partir de $r/a = 0.58$. Là encore nous distinguons deux situations duales l'une de l'autre. Le cas de cylindres de diélectriques ($\epsilon_{r2} \gg 1$) dans l'air, et le cas de cylindres d'air dans une matrice de diélectrique ($\epsilon_{r1} \gg 1$).

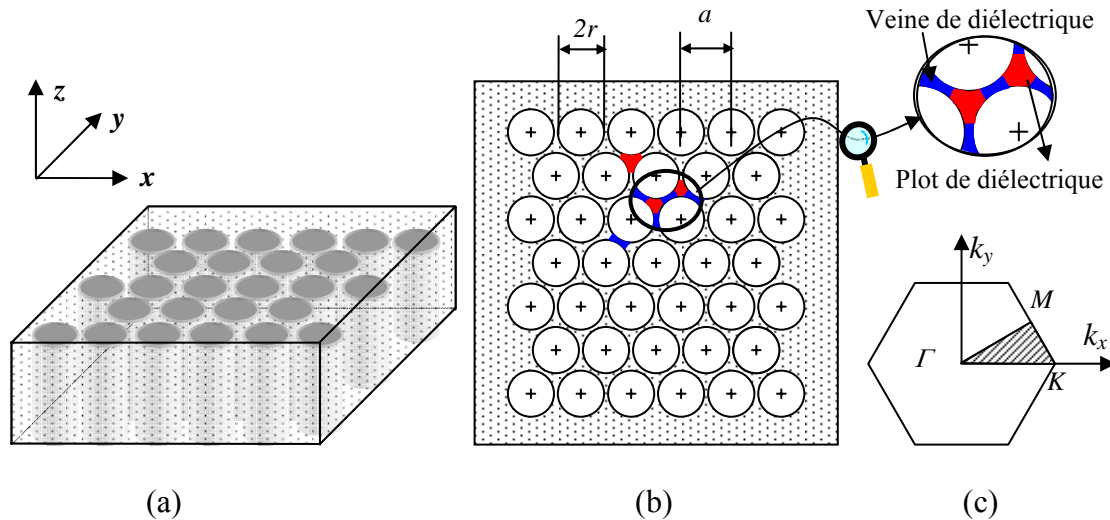


Figure 3.7 Réseau triangulaire, de cylindres d'air dans un matériau diélectrique. (a) structure infinie, (b) structure finie, (c) Zone de Brillouin associée.

Nous commençons par le premier cas (cylindres de diélectrique dans l'air). La figure 3.8.a montre la carte des bandes interdites de cette structure, pour un diélectrique de permittivité $\epsilon_{r2} = 11.4$. La ressemblance avec la figure 3.6-a, correspondant au mode TM du réseau carré de cylindres de diélectriques, est frappante. En effet, les bandes successives sont semblables dans la forme et l'orientation, et s'empilent régulièrement les unes sur les autres. La coupure à $r/a = 0.45$ est de nouveau près de la condition où les cylindres commencent à se chevaucher. La carte des bandes pour le mode de polarisation TE est presque aussi éparsé que celle du réseau carré correspondant. Seules quelques fines bandes sont visibles. D'une façon générale les propriétés de la carte des bandes interdites (décroissance de ω_0 , la fréquence centrale de la bande interdite, avec r/a et transition à $r/a = 0.5$) suivent les mêmes tendances que ceux déjà discutées pour le réseau carré.

Contrairement au réseau carré, le réseau triangulaire, de cylindres d'air dans une matrice de diélectrique, présente une bande interdite complète comme le montre la figure 3.8(b). Pour le même diélectrique hôte de permittivité $\epsilon_r = 11.4$, la bande interdite complète s'ouvre pour des rayons r/a situés dans un faible intervalle compris entre 0.4 et 0.5. La bande interdite principale de cette structure s'ouvre pour des rayons r/a compris entre 0.16 et 0.50 pour le mode de polarisation TE et entre 0.4 à 0.53 pour le mode TM.

Alors que la bande interdite principale de la structure duale, constituée de cylindres de diélectrique dans l'air, s'ouvre pour des rayons r/a compris entre 0.25 et 0.47 pour une polarisation TE, et entre 0.05 et 0.46 pour le mode de polarisation TM.

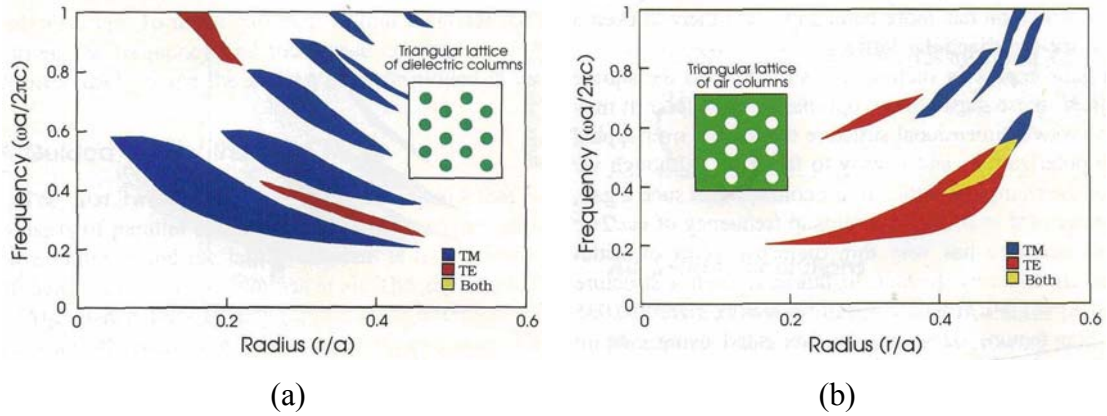


Figure 3.8 Carte des bandes interdites d'un réseau triangulaire en fonction du ratio r/a . (a) cylindres de diélectrique dans de l'air, (b) cylindres d'air dans un diélectrique (source [10]).

3.2.2 Cartographie des bandes interdites du réseau triangulaire de cylindres

Comme nous l'avons vu au paragraphe §3.2.1, un réseau triangulaire de cylindres d'air dans une matrice de diélectrique est susceptible de présenter une bande interdite pour les deux polarisations TE et TM. Nous allons donc adopter cette structure pour concevoir notre substrat 2D-BIEP. Nous établirons la cartographie des bandes interdites du cristal électromagnétique, afin d'étudier l'influence de paramètres du CE, comme le ratio r/a et le contraste d'indice, sur le comportement de ces bandes. L'indice du milieu n étant égal à la racine carrée de la permittivité diélectrique ($n = \sqrt{\epsilon_r}$) pour un milieu non magnétique ($\mu_r = 1$) et le contraste d'indice est définie par $\Delta n = |n_2 - n_1|$, avec n_1 l'indice du diélectrique formant la matrice et n_2 celui des cylindres.

Nous utiliserons pour établir ces cartes des bandes interdites le logiciel professionnel **BandSolv** de **Rsoft**. C'est un outil de simulation commercial basé sur la méthode des ondes planes qui reste la méthode de référence pour le calcul des bandes interdites des cristaux photoniques ou électromagnétiques [10]. Les figures 3.9 et 3.10 montrent les cartographes des bandes interdites des structures BIE constituées d'une part de cylindres d'air dans du diélectrique et d'autre part de cylindres de diélectrique dans de l'air. Ces cartes sont calculées pour différentes valeurs du rapport r/a en fonction de l'indice n_2 (fig. 3.9), et pour différentes valeurs de l'indice n_1 du diélectrique hôte en fonction du rayon r/a (fig. 3.10).

A Effet du contraste d'indice

Dans cette section, nous étudions l'influence du contraste d'indice sur le comportement des bandes interdite de la structure 2D-BIE infinie triangulaire

représentée à la figure 3.7-a. Comme au chapitre précédent, considérons les deux structures périodiques de cylindres de diélectrique (d'indice n_2 variable) dans l'air ($n_1 = 1$) et la structure duale formée de cylindres d'air ($n_2 = 1$) dans une matrice de diélectrique (d'indice n_1 variable).

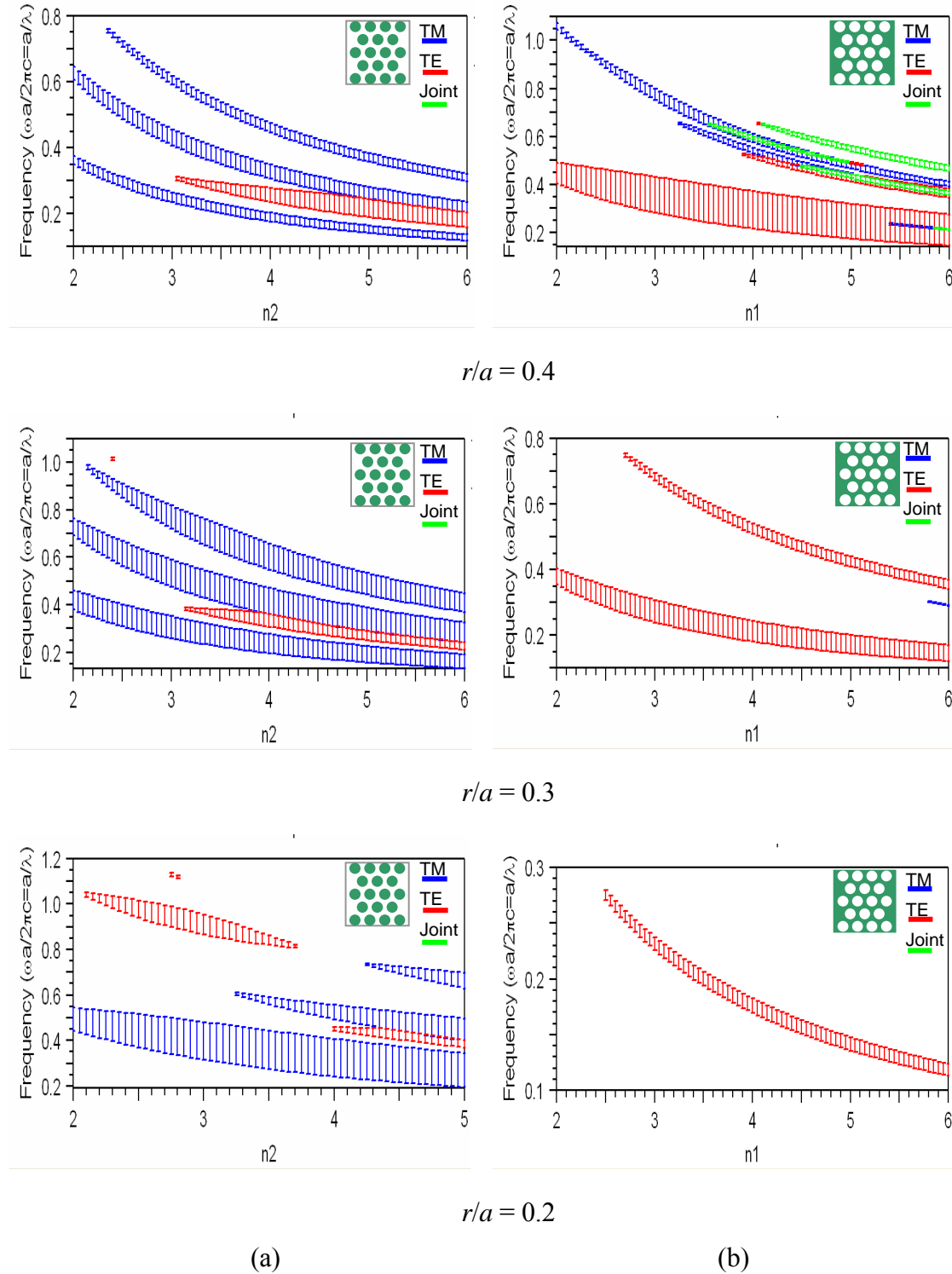


Figure 3.9 Carte des BIE d'un réseau triangulaire en fonction de l'indice des matériaux, pour différentes valeurs du ratio r/a . (a) cylindres de diélectrique dans l'air, (b) et d'air dans un diélectrique.

La figure 3.9 montre les cartes des bandes interdites établi pour différentes valeurs du ratio r/a . On constate pour les deux structures, que toutes les bandes diminuent en fréquence (fréquence centrale, fréquences de coupures inférieure et supérieure) lorsque l'indice augmente. Ceci est en bon accord avec le fait que la longueur d'onde guidée est inversement proportionnelle à l'indice du milieu. Les largeurs des bandes interdites augmentent légèrement lorsque le contraste d'indice augmente jusqu'à une certaine valeur (de l'ordre de 1.5 à 2). Au-delà de cette limite, elles deviennent presque indépendantes du contraste. On remarque aussi, que les bandes interdites TM sont plus importantes en nombre et en étendue pour la structure de cylindres de diélectrique dans de l'air, que pour la structure de cylindre d'air dans du diélectrique. Pour cette dernière structure les bandes TM n'apparaissent que pour un fort contraste d'indice (supérieur à 5 pour la première bande) et un fort ratio r/a (supérieur à 0.3). L'apparition des bandes TM est favorisée par la présence d'îlots isolés de régions de permittivité élevée (fig. 3.7.b). Par contre les bandes interdites TE sont plus abondantes et certaines se chevauchent avec des bandes TM donnant lieu à des bandes interdites complètes (pour les deux polarisations en même temps). L'apparition des bandes TE étant favorisée par la présence de régions connectées de permittivité élevée.

B Effet du facteur de remplissage (ratio r/a)

Pour un contraste d'indice donné, nous examinons l'effet de f le « facteur de remplissage » du cristal, sur l'apparition des bandes interdites. Ce facteur est défini par le rapport entre l'aire du motif (ici le disque du matériau ϵ_{r2}) et l'aire totale de la cellule élémentaire du cristal. Dans le cas du réseau triangulaire de cylindres de diélectrique dans une matrice hôte, que nous avons sélectionné, f se calcule par la formule :

$$f = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{2r}{a} \right)^2 \approx 3.628 \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad [3-14]$$

Dans ce cas, le facteur variable est le rayon des cylindres normalisé par rapport à la période du cristal (r/a). A l'examen des cartes des bandes, nous constatons que lorsque le ratio r/a augmente, les fréquences des bandes interdites décroissent pour la structure de cylindres de diélectrique et croissent pour la structure de cylindre d'air. Cela s'explique aisément par la variation de la permittivité diélectrique effective de la structure en fonction r/a . En effet la permittivité effective de la structure augmente dans le premier cas (cylindres de diélectrique) et diminue dans le second (cylindres d'air) lorsque r/a augmente.

Examinons la structure de cylindre de diélectrique, c'est la bande TM qui apparaît en premier, pour des ratios r/a entre 0.1 et 0.45, comme le montre la figure 3.10-a. Pour ces valeurs la structure est constituée d'îlots isolés de régions de permittivité élevée

favorables à l'apparition des bandes TM. Pour les fortes valeurs du ratio r/a les cylindres de diélectrique se chevauchent les uns les autres. Il s'agit d'un régime de perturbation plutôt faible, puisque les trous d'air (interstices entre les cylindres) sont de très petites tailles, ce qui explique l'absence de bandes interdites.

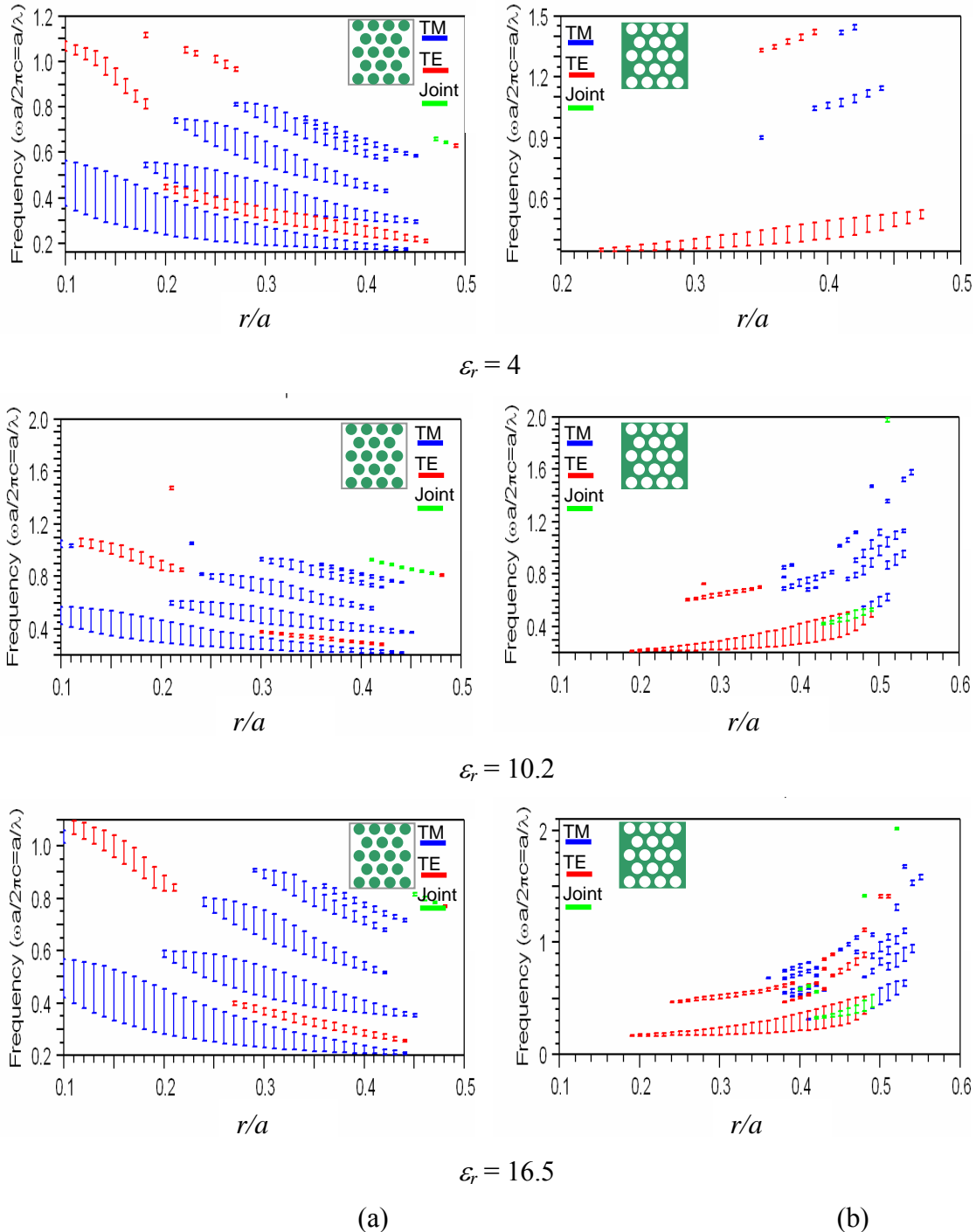


Figure 3.10 Carte des BIE d'un réseau triangulaire en fonction de ratio r/a , pour différentes valeurs de la permittivité relative du milieu. (a) cylindres de diélectrique dans de l'air, (b) cylindres d'air dans un diélectrique.

En ce qui concerne la structure de cylindres d'air, nous remarquons l'apparition d'une bande interdite d'abord pour la polarisation TE (fig. 3.10-b), pour des ratios r/a compris entre 0.19 et 0.49. À ces valeurs du ratio r/a , le réseau de matière est solidement connecté mais d'épaisseur encore presque constante partout, ce qui favorise la bande interdite TE, mais pas la bande interdite TM [74]. Par la suite pour des ratio r/a beaucoup plus élevé, de l'ordre de 0.41 à 0.54, la matière se structure avec des veines très étroites entre les cylindres d'air d'une part et des plots larges assez peu connectés d'autre part (fig. 3.7-a). Ces conditions sont favorables à l'apparition des bandes interdites TM. Pour une certaine gamme du ratio r/a (de 0.43 à 0.51), la connectivité reste suffisante pour que les bandes interdites se recouvrent pour les deux polarisations, on est donc dans des conditions d'une bande interdite complète. Il faut noter aussi qu'un contraste d'indice important est nécessaire ($\Delta n > 2$) pour l'apparition des bandes interdites.

3.3 Conclusion

L'apparition de bandes interdites, pour les structures 2D-BIE infinies, est assujettie à plusieurs facteurs entre autre un rapport r/a assez important et un fort contraste d'indice supérieur à 2.

Les structures de cylindres de diélectrique dans l'air, avec un réseau carré ou triangulaire, sont surtout constituées d'îlots isolés de permittivité élevée, elles présentent essentiellement des bandes interdites TM. Par contre, leurs structures duales, formées de cylindres d'air dans du diélectrique, sont plutôt constituées de veines connectées de régions de permittivité élevée et présentent donc des bandes interdites TE. Il faut noter, que pour des grandes valeurs du ratio r/a (compris entre 0.43 et 0.51 pour $\epsilon_r = 10.2$), les structures avec un réseau triangulaire sont constituées d'îlots assez larges et peu connectés favorisant l'apparition de bandes TM. De plus, pour certaines valeurs de r/a , les bandes interdites TE et TM se recouvrent.

D'une façon générale nous retiendrons comme règle de base l'énoncé suivant :

1. L'apparition des bandes interdites TM est favorisée par structures constituées d'îlots isolés (plots) de matériau de haute permittivité (fig. 3.7.b),
2. L'apparition des bandes interdites TE est favorisée par structures constituées de veines connectées de matériau de haute permittivité (fig. 3.7.b).

L'obtention des bandes interdites pour les deux polarisations nécessite des cristaux à BIE qui possèdent à la fois des îlots isolés et des veines connectées de matériaux de haute permittivité. La structure triangulaire de cylindres d'air dans un diélectrique constitue un bon candidat pour la conception et la fabrication de ces cristaux à BIE.

Nous utiliserons, par la suite, cette structure pour concevoir notre substrat 2D-BIEP.

Chapitre 4

Substrats planaires bidimensionnels à bandes interdites électromagnétiques

Dans ce chapitre nous proposons une méthode analytique et expérimentale simple basée sur la méthode des lignes des transmissions pour la détermination des diagrammes des bandes interdites des structures planaires périodiques. Cette méthode a été validée ensuite expérimentalement par la comparaison des résultats théoriques avec ceux des mesures.

4 Structures bidimensionnelles planaires à bandes interdites électromagnétiques (BIEP)

La connaissance préalable des diagrammes des bandes des structures bidimensionnelles planaires à bandes interdites électromagnétiques (2D-BIEP) est nécessaire avant toute réalisation de circuit sur ce type de matériau. La détermination expérimentale des diagrammes de bandes d'une structure 2D-BIE infinie est relativement aisée. Il suffit de placer un bloc de ce matériau entre deux antennes, une émettrice et l'autre réceptrice, et de mesurer les coefficients de transmission. Cependant, le problème est tout autre quand il s'agit de déterminer les diagrammes de bandes des structures 2D-BIEP, utilisées en technologie imprimée. En effet ces structures se présentent sous une forme, où au moins une des dimensions est très petite par rapport aux autres dimensions du substrat. Dans ces conditions, la technique précédente n'est plus applicable. En technologie imprimée, c'est de ce genre de structures 2D-BIEP dont on aura besoin de connaître les cartes des bandes lors de la conception de circuits micro-ondes. Dans la suite de ce travail, nous appellerons ce type de substrat : « substrats 2D-BIEP ».

Récemment il y eu un grand intérêt porté pour développer de nouvelles structures planaire périodiques pour les circuits micro-ondes [76]. Par exemple, des filtres passe bas à base de lignes microruban peuvent être réalisés en modifiant, seulement, le substrat diélectrique ou le plan de masse. Dans de cette partie de la thèse, on se propose de démontrer les propriétés de filtrage que présentent les lignes microruban, imprimées sur des substrats 2D-BIEP. Cette caractéristique de filtrage peut être utilisée dans la réalisation des circuits micro-ondes en technologie imprimée à moindres coûts. Une ligne microruban, sur un substrat 2D-BIEP, constitue un outil simple et efficace pour mettre en évidence et mesurer, expérimentalement, les bandes interdites de ces substrats planaires à BIE. Dans ce but, nous avons réalisé un jeu de ligne microruban d'impédance caractéristique 50Ω , sur des substrats 2D-BIEP avec et sans défauts.

4.1 Conception et simulation d'un substrat 2D-BIEP

La conception d'un substrat 2D-BIEP (fig. 4.1), commence à partir de celle d'un matériau 2D-BIE infini (fig. 3.6.-a), constitué d'un réseau de cylindre de diélectrique de rayon r , espacés d'une période a et noyés dans un autre diélectrique. Plusieurs types d'arrangement dans le plan peuvent être utilisés : le réseau carré, rectangulaire, triangulaire, etc. Comme il a été énoncé au chapitre 3, seul le réseau triangulaire est susceptible de présenter des bandes interdites complètes pour toutes les directions dans le plan ($k_z = 0$) et pour toutes les polarisations. Cela est dû au degré très élevé de symétrie de la zone de Brillouin qui lui est associée. Cette dernière est représentée par l'hexagone de la figure 3.7-c [77].

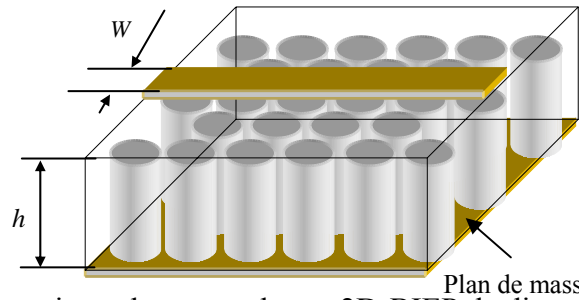


Figure 4.1 Ligne microruban sur substrat 2D-BIEP de dimensions finies.

La figure 4.2 montre que les gaps doivent apparaître aux sommets M et K de la zone de Brillouin. Les fréquences relatives aux vecteurs de propagation \vec{k} aux points M ou K sont généralement inconnues pour la structure actuelle. La détermination du diagramme de dispersion d'une telle structure est une tâche très lourde du point de vue calcul. Le temps de calcul devient encore plus important si l'on devait considérer toutes les directions de propagation possibles. En réalité, pour une caractérisation complète du substrat périodiquement chargé par des trous, il faut que le vecteur d'onde \vec{k} parcourt le contour du triangle ΓMK de la zone de Brillouin dans l'espace réciproque [77]. On peut montrer que les extremums des bandes sont situés le long des directions de haute symétrie de la zone de Brillouin [58], comme le montre la figure 4.2. Il suffit donc d'étudier les directions de haute symétrie, ΓK (ou direction de \vec{k}_1) et ΓM (celle de \vec{k}_2), pour connaître les propriétés de la bande interdite omnidirectionnelle.

Dans le cas de faibles perturbations, i.e. cas de petites valeurs du ratio r/a , les fréquences centrales des bandes interdites dans les directions ΓK et ΓM , peuvent être estimées à partir des constantes de propagation de la structure non perturbée. Pour des valeurs élevées du ratio r/a , le recours au concept de la permittivité diélectrique équivalente du substrat perforé, permet d'obtenir une approximation de ces fréquences et de déterminer les constantes du réseau $a_{\Gamma K}$ et $a_{\Gamma M}$ pour obtenir des bandes interdites dans les directions ΓK et ΓM respectivement.

Dans le cadre de notre travail, nous avons choisi un réseau triangulaire de cylindres d'air dans une matrice de diélectrique de permittivité $\epsilon_r = 10.2$ (fig.3.10), pour concevoir le substrat 2D-BIEP (fig. 4.3). Ce dernier sera utilisé, par la suite, pour améliorer les performances des antennes imprimées. En effet, les propriétés que possède le substrat 2D-BIEP de pouvoir réduire la propagation des ondes de surfaces dans le substrat, permet d'augmenter l'épaisseur de ce dernier et, par conséquent, d'augmenter la bande passante de l'antenne microruban sans que cette augmentation ne soit accompagnée d'une dégradation du diagramme de rayonnement. Pour ce substrat 2D-BIEP, la permittivité diélectrique effective est donnée par [77] :

$$\epsilon_{\text{refff}} = \epsilon_r \left(1 - \frac{2\pi r^2}{\sqrt{3}a^2} \right) \quad [4.1]$$

A partir de cette valeur de ϵ_{refff} on détermine la constante de propagation k comme suit :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{\text{refff}}} \quad [4.2]$$

La fréquence centrale de la bande interdite est obtenue à partir de la condition de Bragg. Les périodes du réseau, pour des propagations le long de ΓK et ΓM , sont données par [77] :

$$a_{\Gamma K} = \frac{4\pi}{3k}, \text{ le long de } \Gamma K \quad [4.3]$$

$$a_{\Gamma M} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}k}, \text{ le long de } \Gamma M, \quad [4.4]$$

Si l'on devait interdire la propagation dans une seule direction uniquement, il suffirait de choisir la valeur de la constante de réseau appropriée ($a_{\Gamma K}$ ou $a_{\Gamma M}$). Tandis que pour obtenir une bande interdite pour toutes les directions de propagation dans le plan (qu'on appellera par la suite « bandes omnidirectionnelles dans le plan » ou « Bandes 2D »), il faudrait adopter pour la constante du réseau une valeur intermédiaire entre celles obtenues précédemment. Malheureusement, cette valeur ne garantira pas la présence d'une bande interdite 2D, qui est assujettie à la largeur des deux bandes interdites le long des directions ΓK et ΓM qui doivent être assez larges pour se chevaucher.

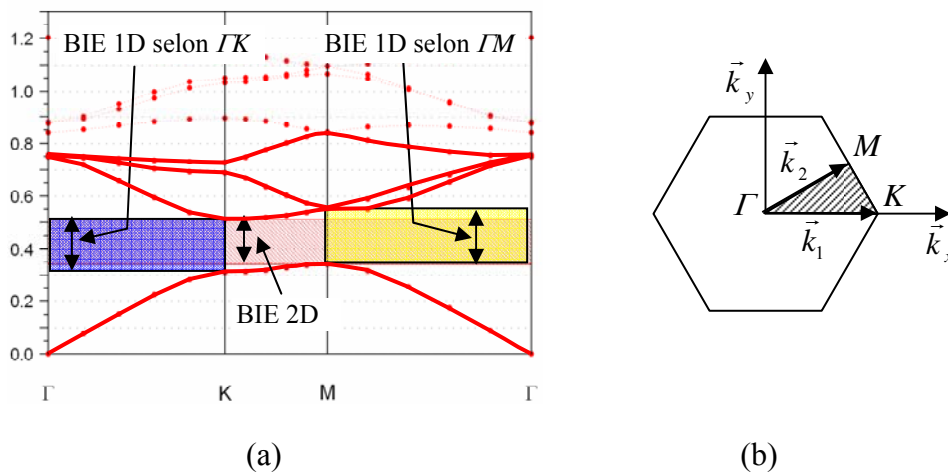


Figure 4.2 Exemple de diagramme de dispersion d'un cristal électromagnétique 2D-BIE infini avec un réseau triangulaire,

- a) Bandes interdites 1D selon les directions ΓK et ΓM et bande 2D,
- b) Zone de Brillouin et les direction de haute symétrie ΓK et ΓM .

L'estimation de la largeur de la bande interdite est une tâche beaucoup plus difficile. Cependant, la tendance générale est que plus la perturbation est importante, plus la bande interdite est importante [77]. Ainsi, de fortes valeurs du ratio r/a sont nécessaires pour réaliser des substrats BIE présentant de larges bandes interdites 2D. Il est clair que le ratio r/a ne doit pas dépasser la valeur > 0.5 , car au-delà de cette valeur, nous aurons des chevauchements des cylindres adjacents, ce qui conduit à un substrat disloqué et non connecté. De la même manière, plus le contraste entre la permittivité des deux matériaux utilisés est important plus grande est la largeur de la bande interdite. Après avoir choisi la permittivité des implants et du diélectrique hôte, le ratio rayon sur période (r/a) peut être pris comme un paramètre de conception du substrat 2D-BIEP.

Le substrat 2D-BIEP, que nous voudrions concevoir doit présenter une large bande interdite centrée autour de $f_0 = 9$ GHz [80]. Afin d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle, nous choisirons une structure triangulaire de cylindres d'air dans une matrice de diélectrique hôte. Pour s'assurer de l'ouverture des bandes interdites, les deux diélectriques utilisés doivent présenter un fort contraste. Du moment que les cylindres sont remplis d'air ($\epsilon_{r2} = 1$), il suffit de prendre pour le milieu hôte un matériau de forte permittivité. Nous avons choisi le RT Duroid RO3006, de permittivité diélectrique $\epsilon_r = 10.2$ et d'épaisseur $h = 1.27$ mm. Pour assurer une large bande interdite le ratio r/a doit être assez grand. Une valeur de 0.46 est suffisante. Avec cette valeur du ratio r/a , la permittivité effective du substrat 2D-BIEP, calculée avec l'équation (4.1) est égale à 2.37. En choisissant une fréquence centrale $f_0 = 9$ GHz, les périodes du réseau a_{TK} et a_{TM} , obtenues à l'aide des relations 4.3 et 4.4), valent respectivement $a_{TK} = 14.44$ mm et $a_{TM} = 12.5$ mm. Dans ces conditions, les fréquences centrales des bandes interdites dans les directions TK et TM sont respectivement $f_{0TK} = 9.41$ GHz et $f_{0TM} = 8.15$ GHz. Le chevauchement de ces deux bandes unidirectionnelles permet d'obtenir une bande omnidirectionnelle assez importante. Pour assurer le chevauchement des bandes dans les directions TK et TM , nous avons adopté, pour la période du réseau, une valeur intermédiaire égale à 13.8 mm. Ainsi en fixant le ratio $r/a = 0.46$ et en adoptant une période de réseau $a = 13.8$ mm, le rayon des cylindres d'air doit être égal à $r = 6.35$ mm.

4.2 Diagramme des BIE des substrats 2D-BIEP

La détermination expérimentale des diagrammes de bande de la structure 2D-BIEP, se fait par la mesure des paramètres S d'une ligne microruban imprimée sur ce substrat (fig. 4.1), selon les deux directions de propagation extrêmes TK et TM . Le champ électromagnétique étant fortement confiné au voisinage immédiat du ruban conducteur [78], la ligne microruban, imprimée sur le substrat 2D-BIEP, « voit » une succession de

plusieurs milieux diélectriques différents : Deux milieux dans la direction ΓK , de l'air et du diélectrique, et trois dans la direction ΓM , de l'air du diélectrique et un milieu équivalent, (fig. 4.4). La structure 2D-BIEP vue par la ligne microruban dans ces deux cas peut être considérée comme une structure 1D-BIEP, si on limite les dimensions transversales de la structure au diamètre $\phi = 2r$ des cylindres d'air.

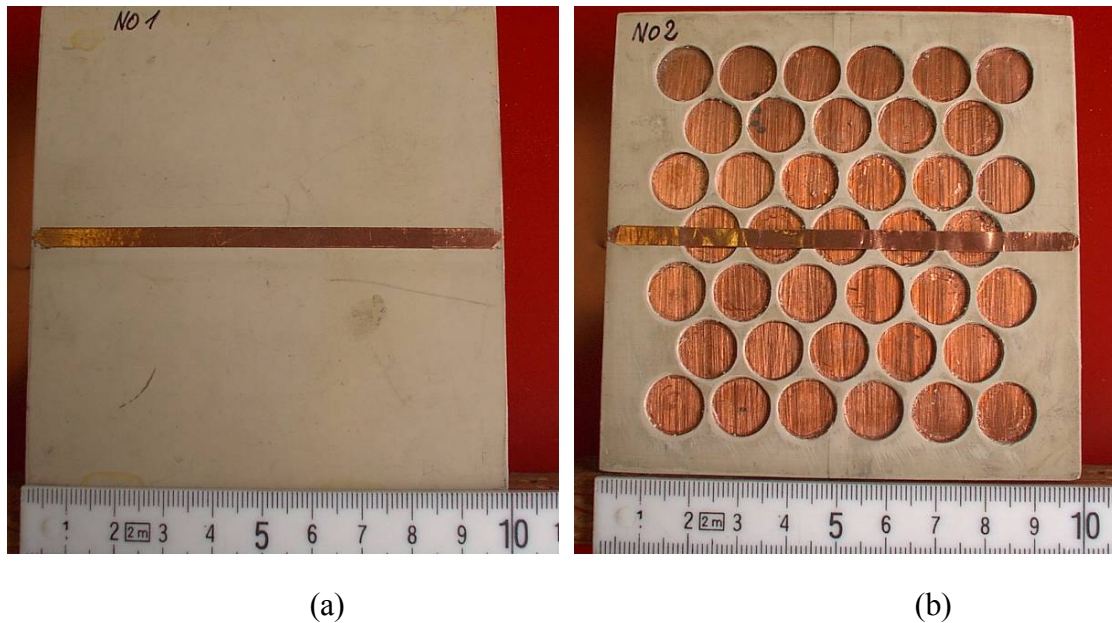


Figure 4.3 Photographies des lignes microruban réalisées :
a) Sur un substrat uniforme,
b) Sur le substrat 2D-BIEP.

Dans le cadre de cette thèse, nous proposons une méthode analytique pour déterminer les Bandes 2D d'un substrat 2D-BIEP. Elle est basée sur la détermination des bandes unidirectionnelles dans les deux directions privilégiées ΓK et ΓM . Ces dernières sont obtenues par le calcul des paramètres S , d'une ligne microruban imprimée sur le substrat 2D-BIEP. Les paramètres S de la structure 1D-BIEP sont obtenus par la méthode de conversion de la matrice chaîne [79]. La formulation utilisée permet de tenir compte de la modulation de la géométrie de la ligne microruban, de la permittivité du matériau diélectrique comme elle tient compte aussi de la dépendance en fréquence des paramètres de la ligne.

La validation des résultats théoriques obtenus, se fera par comparaison avec les mesures expérimentales des paramètres S , effectuées avec un analyseur de réseau vectoriel (VNA), sur une série de lignes microruban imprimées sur le substrat 2D-BIEP, selon les deux directions ΓK et ΓM . Les bandes interdites correspondent aux plages de forte réjections dans les courbes de variation de S_{21} en fonction de la fréquence. Les figures 4.4-a et 4.4-b montrent les deux structures microruban, utilisées pour les mesures

expérimentales des bandes interdites du substrat 2D-BIEP. Ce sont deux lignes de transmission d'impédance caractéristique 50Ω et de largeur $W = 4 \text{ mm}$, imprimées sur le substrat 2D-BIEP, décrit précédemment.

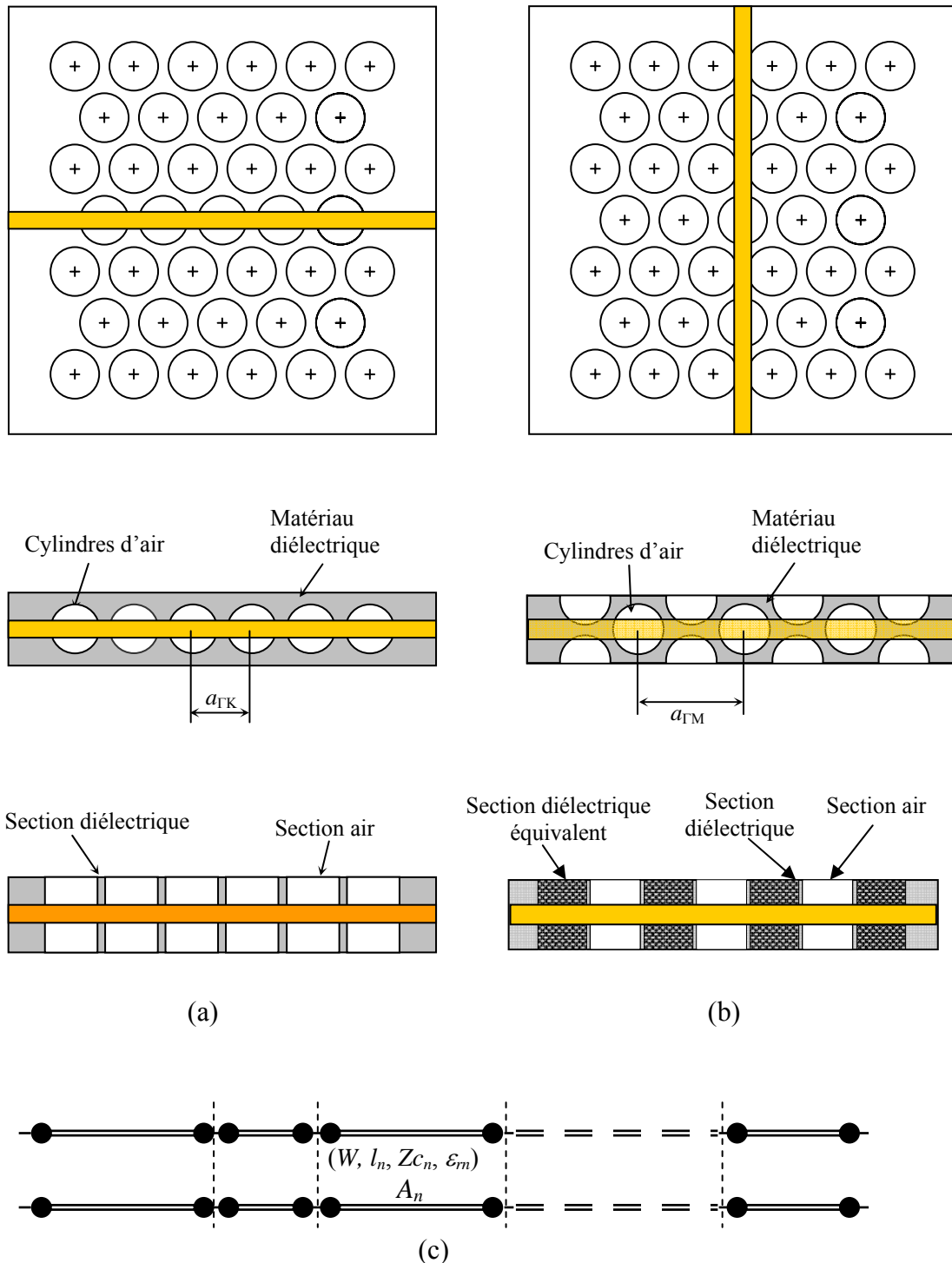


Figure 4.4 Structures 1D équivalentes de la structure 2D-BIEP :

- a) Dans la direction ΓK ,
- b) Dans la direction ΓM ;
- c) Schéma électrique équivalent d'une structure 1D.

4.2.1 Méthode des lignes de transmission

Les cartes des bandes interdites 2D d'un substrat 2D-BIEP, s'obtiennent par l'intersection des cartes des bandes unidirectionnelles déterminées pour les deux directions de haute symétrie de la zone de Brillouin (ΓK et ΓM) [73]. Ces bandes interdites sont obtenues à partir du calcul des paramètres S d'une ligne de transmission imprimée sur le substrat 2D-BIEP.

L'étude de la ligne microruban sur le substrat 2D-BIEP, dans les deux directions ΓK et ΓM , peut être ramenée au cas 1D-BIEP, vu que le champ électromagnétique est fortement confiné sous le ruban conducteur. Le ruban conducteur passe alternativement sur des zones remplies de différents matériaux diélectriques. La structure ainsi simplifiée peut être subdivisée en N sections élémentaires, en fonction du matériau diélectrique sous le ruban conducteur. La section élémentaire de ligne de largeur W est définie par sa longueur l_n , son impédance caractéristique Z_{cn} et sa permittivité ϵ_m . La structure entière est représentée par la mise en cascade de ces N sections élémentaires (fig. 4.4-c). La matrice chaîne d'un tronçon élémentaire est donnée par :

$$[A_n] = \begin{bmatrix} ch(\gamma_n \cdot l_n) & (Z_{cn}) \cdot sh(\gamma_n \cdot l_n) \\ (Z_{cn})^{-1} \cdot sh(\gamma_n \cdot l_n) & ch(\gamma_n \cdot l_n) \end{bmatrix} \quad [4.5]$$

γ_n étant la constante de propagation de la section de ligne considérée.

La matrice chaîne totale $[A]$ de la structure entière, est égale au produit de toutes les matrices chaînes élémentaires $[A_n]$.

$$[A] = \prod_{n=1}^{n=N} [A_n] \quad [4.6]$$

A partir de la matrice chaîne $[A]$, on calcule la matrice de répartition $[S]$ de la structure entière [79].

4.2.1.1 Diagramme des bandes dans la direction ΓK

La figure 4.4-a montre la ligne microruban imprimée sur le substrat 2D-BIEP et orientée dans la direction ΓK . Elle passe par-dessus deux types de sections élémentaires distinctes :

- i) celles où le ruban se trouve sur le matériau diélectrique (section diélectrique),
- ii) celles où le ruban se trouve suspendu en l'air (section air).

La structure réelle étudiée est composée de 11 sections élémentaires, 5 sections airs et 6 sections diélectriques. La première et la dernière section sont obligatoirement des sections diélectriques. Il faut remarquer que ces deux dernières sections ont des longueurs différentes de celles des autres sections diélectriques. Comme on le verra plus

loin, cela introduit un effet de double périodicité, qui se traduit par l'apparition de bandes interdites supplémentaires. Ces dernières interfèrent avec les bandes de la structure originale et viennent dégrader sa courbe de réponse.

La figure 4.5 montre les coefficients de transmission S_{21} et de réflexion S_{11} , mesurés et calculés, de la ligne microruban imprimée sur le substrat 2D-BIEP, le long de la direction TK . Nous remarquons une assez bonne concordance entre les valeurs mesurées et celles prédites par la simulation. La bande interdite unidirectionnelle, dans la direction TK , mesurée se situe entre 6.49 et 11.06 GHz, elle est centrée sur la fréquence $f_0 = 8.78$ GHz et a une largeur de 4.57 GHz. La simulation donne une bande interdite de 4.5 GHz, entre 6 et 11.2 GHz, elle est centrée sur la fréquence de 9.03 GHz. Les résultats des mesures sont très sensibles aux tolérances de fabrication. Les dimensions physiques de chaque tronçon élémentaire ont été mesurées avec précision. L'utilisation des dimensions réelles pour chaque tronçon élémentaire a permis d'améliorer la concordance entre les paramètres S mesurés et calculés. De plus, nous avons remarqué que la position du ruban conducteur de la ligne de transmission, par rapport aux cylindres d'air, influence aussi les résultats expérimentaux. La ligne microruban est réalisée avec un ruban de cuivre adhésif que nous avons collé sur le substrat. Pour mettre en évidence l'influence de la position du ruban, nous avons refait les mesures des paramètres S une deuxième fois, après avoir décollé et recollé le ruban conducteur. La figure 4.6 montre que les mesures refaites présentent des différences de l'ordre de 3%. La minimisation de l'écart entre les résultats mesurés et calculés, nécessite d'apporter un plus grand soin lors de la fabrication des prototypes. En effet, les dimensions des différents cylindres et le positionnement, avec précision, du ruban conducteur au dessus de ces derniers, influent beaucoup sur les résultats.

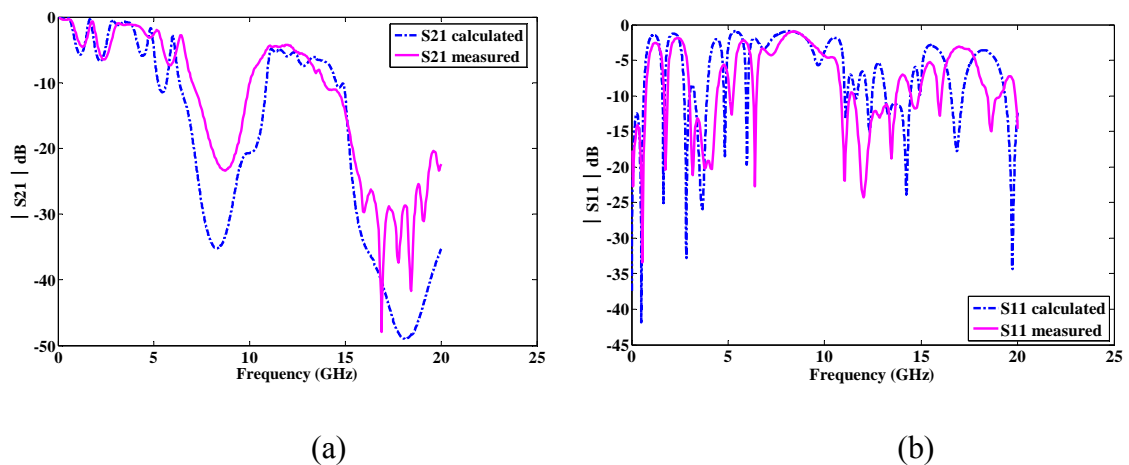


Figure 4.5 Coefficient de transmission (a) et de réflexion (b) mesurés et calculés de la ligne microruban orienté dans la direction TK sur le substrat 2D-BIEP

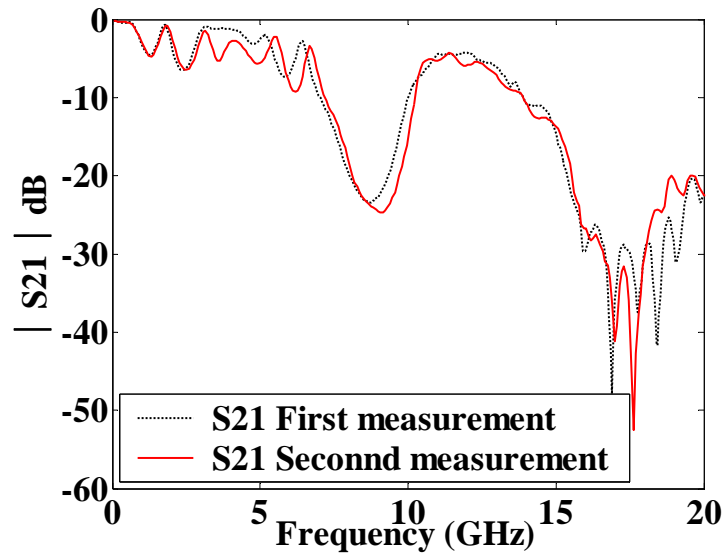


Figure 4.6 Coefficient de transmission (S_{21}) de la ligne micruban sur le substrat 2D-BIEP, mesuré une deuxième fois après avoir ôté et remplacé le ruban conducteur.

Une fois la méthode validée nous allons l'utiliser pour déterminer les bandes interdites unidirectionnelles et étudier l'effet, sur ces bandes interdites, de certains paramètres du cristal BIE tel le facteur de remplissage qui est proportionnel au ratio r/a .

Les figures 4.7 et 4.8 montrent les coefficients de transmission calculés, pour différentes valeurs du ratio r/a , de la ligne microruban (orientée dans la direction IK) sur le substrat 2D-BIEP. A partir de ces courbes on calcule les bandes interdites unidirectionnelles. Ces bandes interdites sont ensuite représentées sous forme d'une carte de bandes (fig. 4.9). Nous remarquons que la première bande interdite (basses fréquences) est continue et s'ouvre pour un large intervalle du ratio r/a qui s'étend jusqu'à la valeur 0.5. La deuxième et la troisième bandes se ferment respectivement au autour de r/a égale à 0.37 et 0.29 et immédiatement après s'ouvrent de nouvelles bandes.

Les dimensions finies de la structure 2D-BIEP provoquent l'apparition de bandes supplémentaires, avec des creux de transmission de moindre importance. Ces bandes viennent dégrader la courbe de transmission et causent des ondulations indésirables. Néanmoins les bandes principales sont bien identifiables comme nous pouvons clairement le voir sur les figures 4.7 et 4.8 où sont comparées les courbes de réponse d'une structure 2D-BIEP idéale et d'une structure 2D-BIEP réelle. La structure idéale est composée d'un grand nombre de sections élémentaire et où les sections de même type (section air, section diélectrique et section diélectrique équivalente) ont les mêmes dimensions. Alors que la structure réelle est composée d'un nombre fini de sections élémentaires (11 sections dans la direction IK et 15 dans la direction IM) et où chacune d'elle a les dimensions réelles relevées à partir des prototypes réalisés (fig. 4.4).

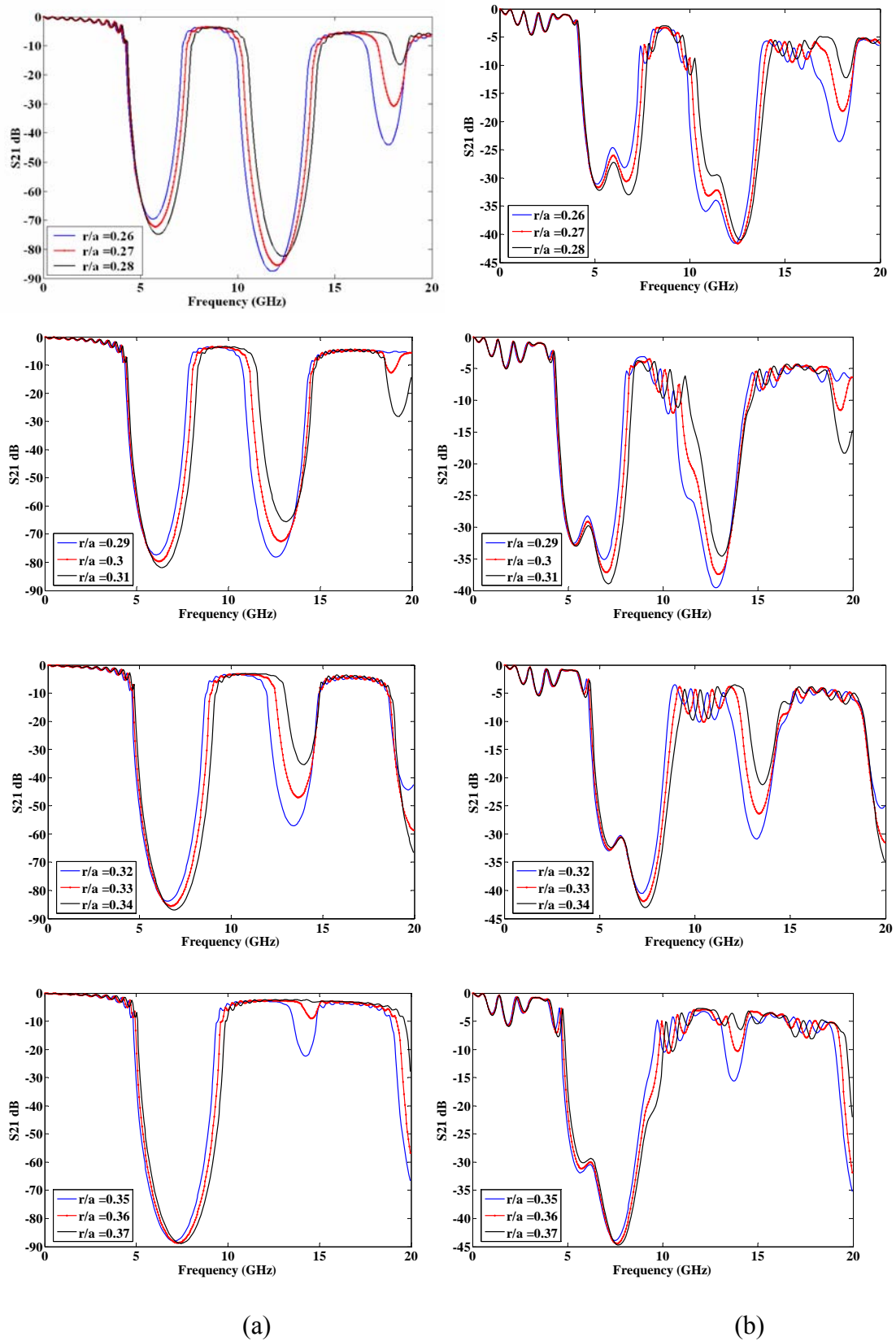


Figure 4.7 Influence du ratio r/a sur les bandes interdites unidirectionnelles dans la direction ΓK du substrat 2D-BIEP,
 a) Structure idéale, constituée d'un grand nombre de sections élémentaires,
 b) Structure réelle, constituée de 11 sections élémentaires.

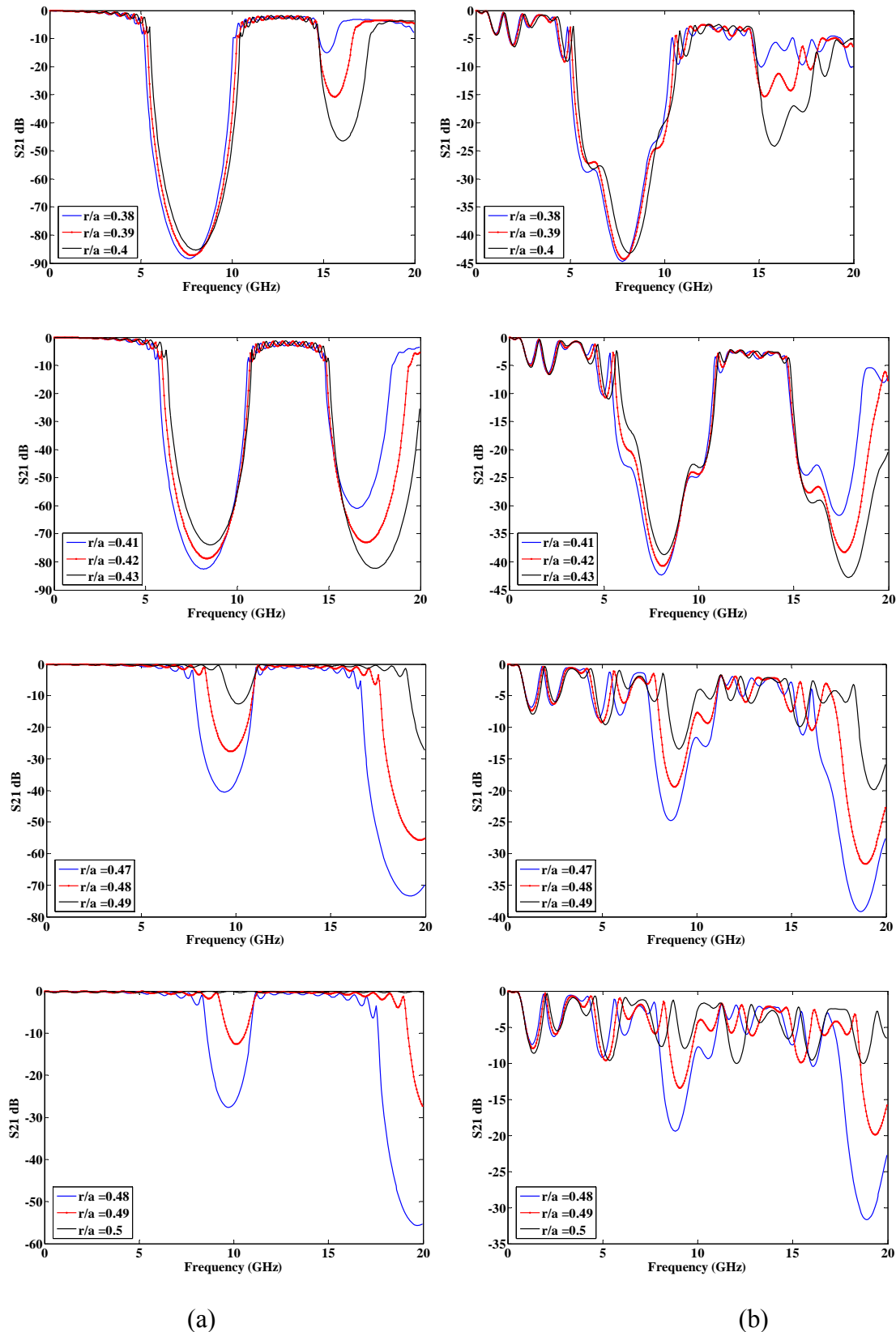


Figure 4.8 Influence du ratio r/a sur les bandes interdites unidirectionnelles, dans la direction ΓK , du substrat 2D-BIEP.

- a) Structure idéale, constituée d'un grand nombre de sections élémentaires,
- b) Structure réelle, constituée de 11 sections élémentaires.

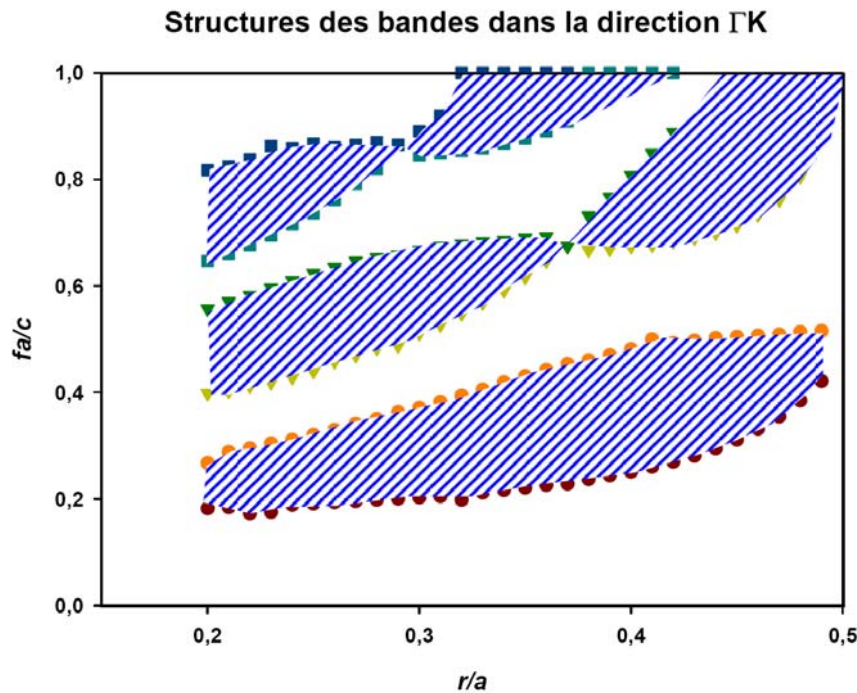


Figure 4.9 Cartographie des bandes interdites unidirectionnelles dans la direction ΓK , du substrat 2D-BIEP, constituée d'un réseau triangulaire de cylindres d'air dans un diélectrique de permittivité $\epsilon_r = 10.2$ et d'épaisseur $h = 1.27$ mm.

4.2.1.2 Diagramme des bandes dans la direction ΓM

Comme pour le cas précédent, l'étude de cette structure 2D, est aussi ramenée à celle d'une structure 1D (fig. 4.4-b), constitué par la mise en cascade de trois matériaux diélectriques différents : le premier étant le diélectrique le second l'air et le troisième un diélectrique équivalent de permittivité ϵ_{req} . La figure 4.10 montre une comparaison des paramètres S théoriques et mesurés. Nous remarquons une bonne concordance surtout pour les basses fréquences. La présence de bandes interdites supplémentaires de faible réjection est due à aux dimensions finies de la structure étudiée et à la particularité de la première et la dernière section diélectrique. En effet, ces dernières ont des longueurs différentes de celles des autres sections diélectriques.

Les figures 4.11 et 4.12 montrent l'influence du ratio r/a sur les bandes interdites unidirectionnelles dans la direction ΓM . Nous remarquons que dans cette direction les bandes interdites sont plus nombreuses et moins larges que dans la direction ΓK . Les deux premières bandes s'ouvrent continûment pour des ratio r/a s'étendant de 0.1 à 0.49. La largeur de la première bande interdite est moins importante que celle de la seconde qui augmente avec r/a . les bandes interdites supérieures se ferment toutes lorsque r/a augmente.

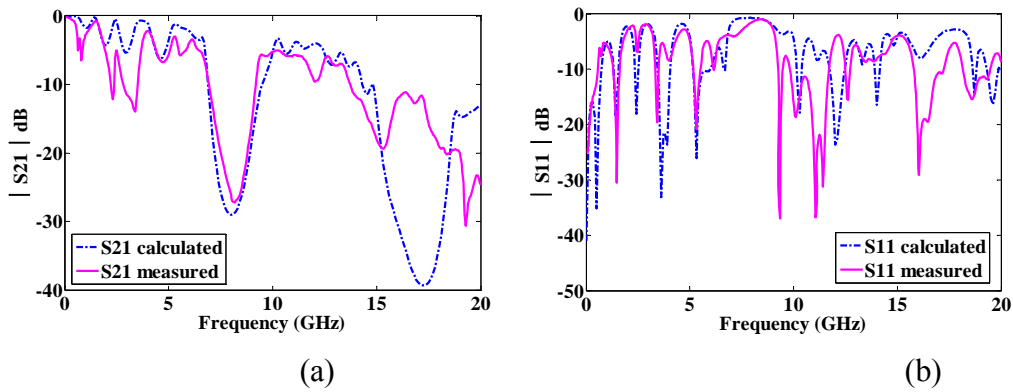


Figure 4.10 Paramètres S mesurés et calculés d'une ligne microruban orientée dans la direction TM et imprimée sur le substrat 2D-BIEP,
 a) Coefficient de transmission
 b) Coefficient de réflexion.

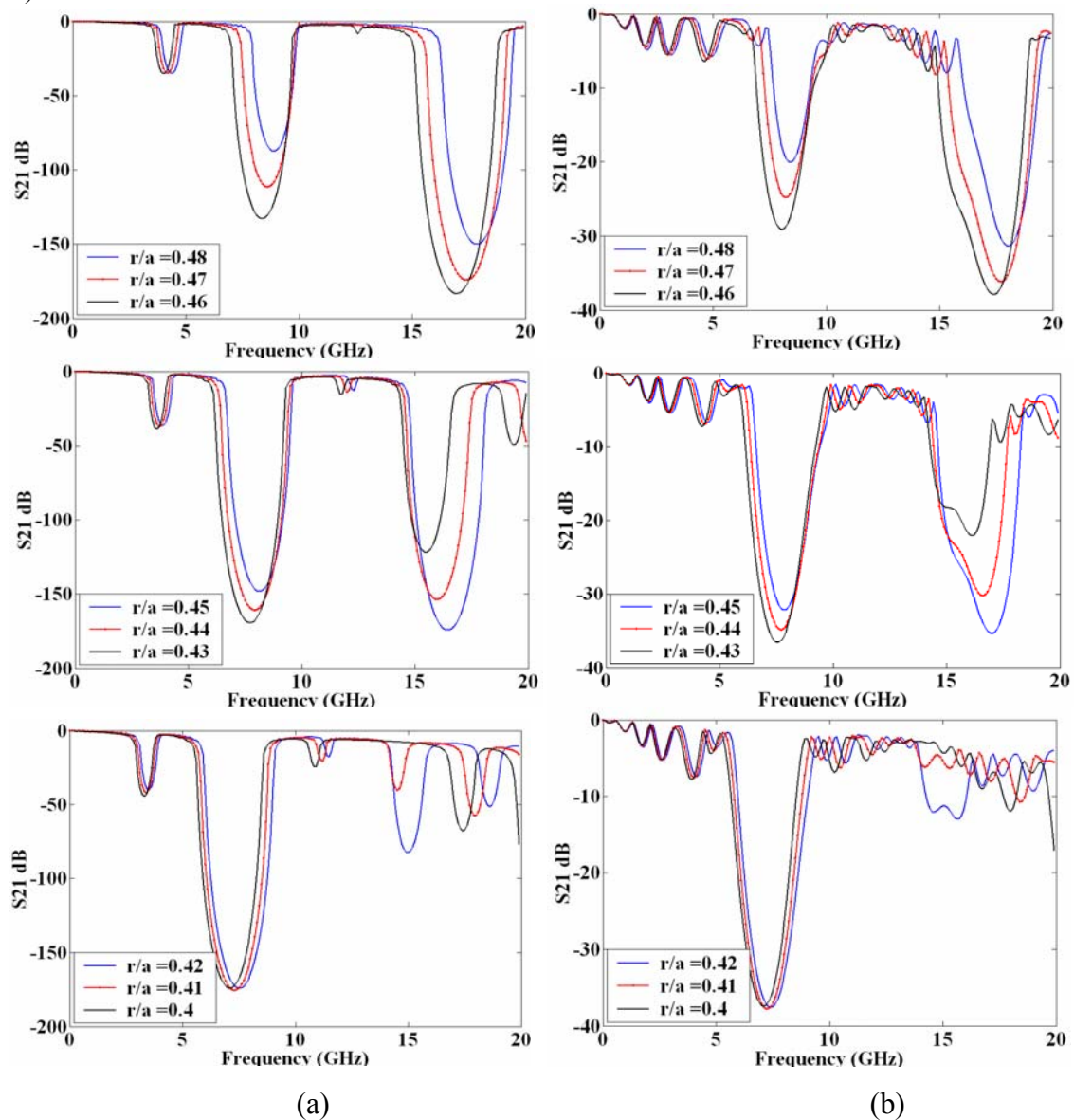


Figure 4.11 Influence du ratio r/a sur les bandes interdites unidirectionnelles dans la direction TM du substrat 2D-BIEP.
 a) Structure idéale, constituée d'un grand nombre de sections élémentaires,
 b) Structure réelle, constituée de 15 sections élémentaires.

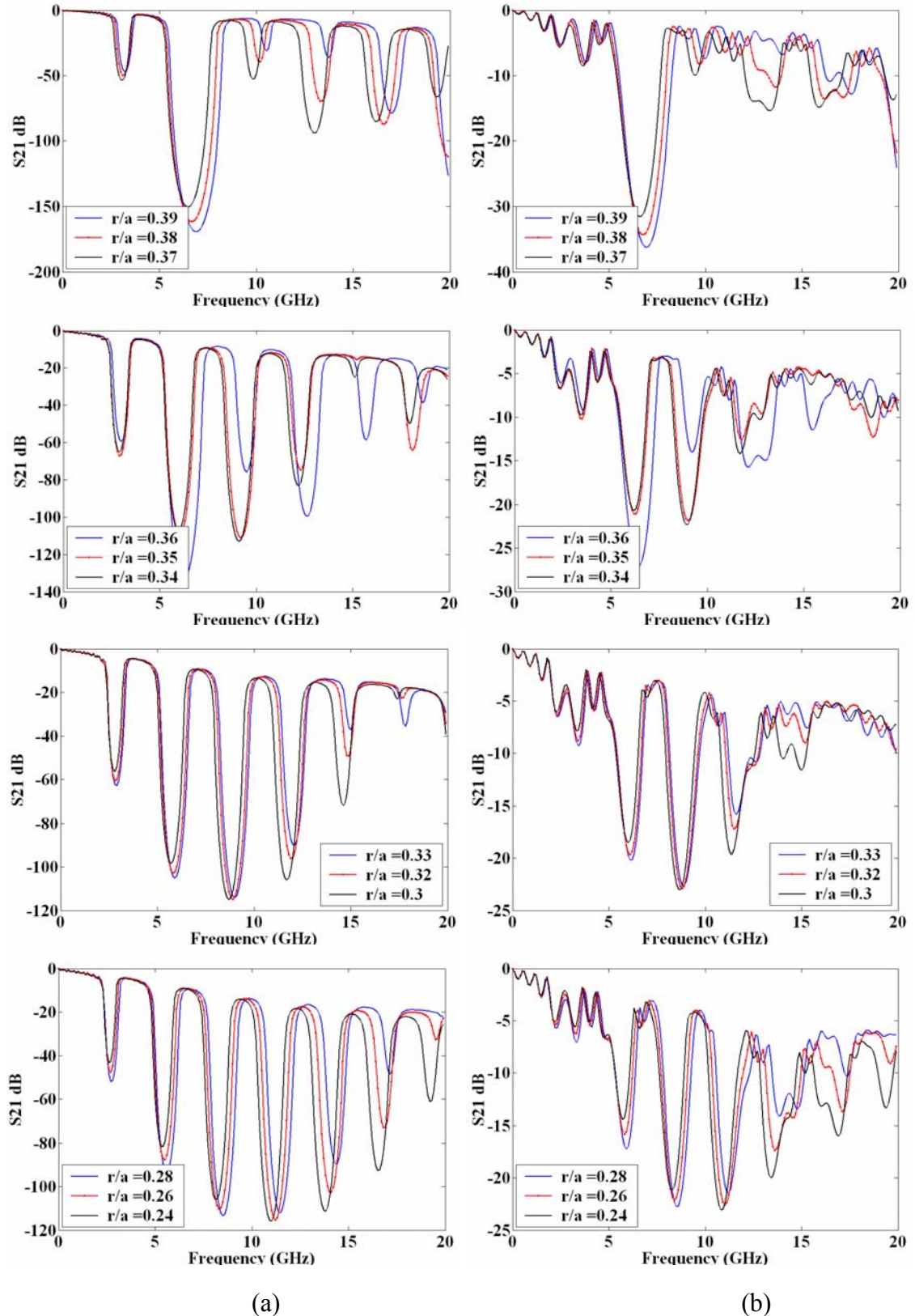


Figure 4.12 Influence du ratio r/a sur les bandes interdites unidirectionnelles dans la direction TM du substrat 2D-BIEP.

- a) Structure idéale, constituée d'un grand nombre de sections élémentaires,
- b) Structure réelle, constituée de 15 sections élémentaires.

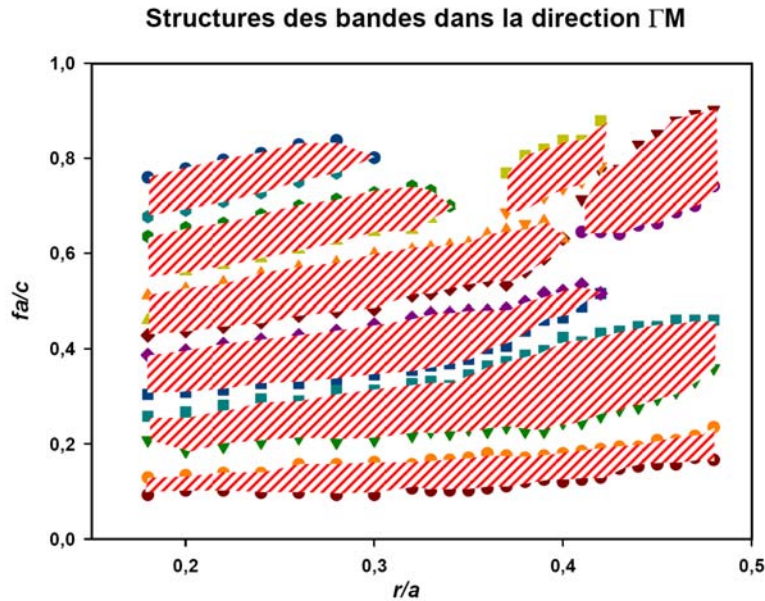


Figure 4.13 Cartographie des bandes interdites dans la direction ΓM du substrat 2D-BIEP, constituée d'un réseau triangulaire de cylindres d'air dans un diélectrique de permittivité $\varepsilon_r = 10.2$ et d'épaisseur $h = 1.27$ mm.

4.2.1.3 Diagramme des bandes omnidirectionnelles dans le plan

La cartographie des bandes interdites omnidirectionnelles est obtenue par l'intersection des cartographies de bandes dans chacune des directions extrêmes ΓK et ΓM . La figure 4.15 montre la comparaison entre les cartes des bandes interdites omnidirectionnelles d'une structure 2D-BIE infinie de cylindres d'air dans un diélectrique hôte de permittivité $\varepsilon_r = 10.2$ (fig. 3.10-a) et celle du substrat 2D-BIEP (fig. 4.14). Ces cartes sont calculées par la méthode des ondes planes pour la première structure et la méthode des lignes de transmission pour la seconde. Il faut noter de prime à bord que le ratio r/a varie entre 0.2 et 0.6 pour la méthode des ondes planes et entre 0.2 et 0.48 pour la méthode des lignes de transmission. Au-delà de ces valeurs, cette dernière méthode donne des résultats moins précis car la structure devient disloquée. Donc la comparaison se fait pour des rayons r/a compris 0.2 et 0.48. Malgré la simplicité de la méthode des lignes de transmission, basée sur le calcul des paramètres S d'une ligne microruban imprimée sur le substrat 2D-BIEP, les résultats obtenus sont en bonne concordance avec ceux obtenus par la méthode des ondes planes (fig. 4.15).

Même si ces deux structures sont assez différentes, leurs cartes de bandes présentent certaines similitudes notamment pour la première bande (fig. 4.15). Les différences observées sont dues à la taille finie de la dimension transversale (épaisseur h) et à la présence du plan de masse pour le substrat 2D-BIEP. Les fréquences de coupure inférieures de cette première bande sont obtenues avec une meilleure précision que celles des fréquences de coupure supérieures. La raison en est que les fréquences de coupures

supérieures sont celles de la bande interdite dans la direction ΓM . Le calcul de cette bande utilise une structure équivalente faisant intervenir des milieux de permittivité diélectrique équivalente (fig. 4.4-b). Cette dernière est calculée en utilisant des formules d'approximation dont l'erreur d'estimation se reflète sur les fréquences de coupure. En effet elles sont inversement proportionnelles à la permittivité diélectrique du milieu. À l'inverse, les fréquences de coupure inférieures, obtenues avec une meilleure précision, sont celles de la bande interdite dans la direction ΓK . Cette dernière est calculée en utilisant une structure équivalente ne faisant intervenir que les milieux réels (sections air et sections diélectrique comme le montre la figure 4.4-a).

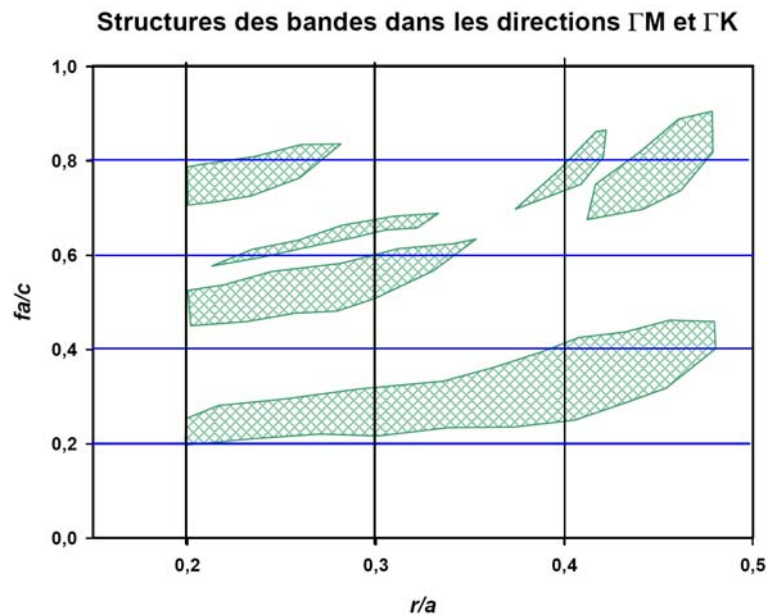


Figure 4.14 Cartographie des bandes interdites 2D du substrat 2D-BIEP, constituée d'un réseau triangulaire de cylindres d'air incrustés dans un diélectrique de permittivité $\epsilon_r = 10.2$ et d'épaisseur $h = 1.27$ mm.

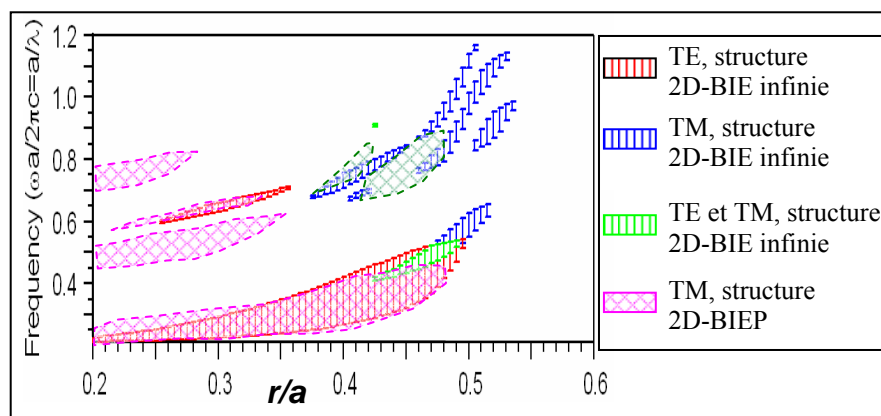


Figure 4.15 Comparaison des cartes des bandes interdites du substrat 2D-BIEP, obtenue par la méthode des lignes de transmission et de la structure 2D-BIE infinie, obtenue par la méthode des ondes planes.

Les ondes électromagnétiques dans les deux structures 2D-BIE infinie et 2D-BIEP, n'ont pas la même polarisation. Dans le cas 2D-BIE infinie la structure est homogène dans la direction de l'axe des z . et toute onde peut être décomposée en une onde TE et une onde TM, comme nous l'avons vu au chapitre 3. Par contre, la structure 2D-BIEP n'est pas homogène dans la direction de l'axe des z . Le mode de propagation des ondes électromagnétique dans une structures microruban est quasi TEM (fig. 4.16). Ce mode de propagation peut être vu comme un mode particulier TE ou TM puisqu'il est, en même temps, transverse électrique et magnétique.

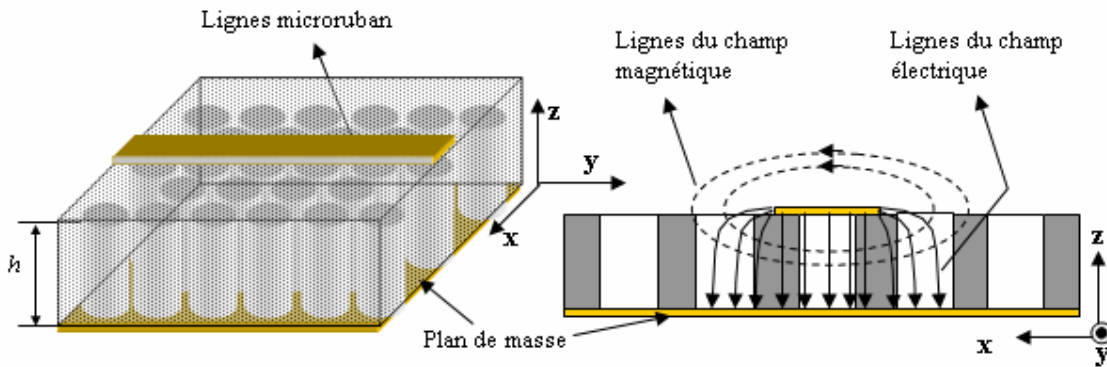


Figure 4.16 Configuration des lignes du champ électromagnétique d'une ligne microruban sur le substrat 2D-BIEP de dimensions finies.

4.3 Investigation du mode de défaut

Il est bien connu que la présence d'une perturbation dans le réseau périodique, qui est également connue sous le nom de défaut, produit un mode localisé dans la bande interdite [81], [82]. Dans le but d'étudier les effets d'un défaut introduit dans la structure 2D-BIEP, nous reprenons le même jeu de lignes microruban que dans le cas précédent, sauf que maintenant, le trou central du substrat, n'est plus rempli avec de l'air mais avec un autre matériau de permittivité diélectrique ϵ_{rd} . Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 4.18 et 4.19, où sont comparés les paramètres S_{21} mesurés et calculés de la ligne de microruban imprimée sur le substrat 2D-BIEP avec défaut. La présence de la bande interdite à la fréquence de 2.02 GHz, comme le montre la figure 4.18, sera expliquée un peu plus loin. Quand la permittivité diélectrique du défaut augmente, la fréquence du mode de défaut (f_{0md}) et la largeur de la bande interdite Δf diminuent comme on peut le constater sur les figures 4.19 et 4.20.

Nous observons une bonne concordance entre les résultats simulés et mesurés. Cela nous permet, par la suite, d'utiliser ce modèle théorique pour étudier l'effet de la permittivité diélectrique du défaut sur le comportement de la bande interdite et la fréquence du mode de défaut à l'intérieur de celle-ci. Les résultats de la simulation sont

représentés par la figure 4.20, pour une permittivité diélectrique de défaut variant entre 3 et 12.9. Nous remarquons que la localisation en fréquence et la largeur de bande du mode de défaut sont ajustables par la taille et la permittivité diélectrique du défaut, comme le montrent les figures 4.18 à 4.20.

La figure 4.20 montre, qu'en fonction de la valeur de la permittivité du défaut ϵ_{rd} , il existe deux comportements distincts de l'état passant (mode de défaut de la structure 2D-BIEP) à l'intérieur de la bande interdite. Le premier correspond au cas où la permittivité ϵ_{rd} est plus petite que ϵ_{ra} , où nous observons un seul état passant dans la bande interdite. ϵ_{ra} désigne la valeur moyenne entre la permittivité diélectrique du substrat hôte et celle des cylindres. C'est la valeur seuil du changement du comportement du défaut. Elle est égale à la valeur moyenne entre la permittivité diélectrique du substrat hôte et celle des cylindres. Sa valeur est de 5.6 dans le cas de du substrat 2D-BIEP utilisé (cylindres d'air dans un diélectrique hôte de constante diélectrique $\epsilon_r = 10.2$). Le second comportement correspond au cas où la permittivité ϵ_{rd} est plus grande que ϵ_{ra} . Dans ce cas, nous observons l'apparition d'un second état passant dans la bande interdite [79], [83].

La présence d'un défaut dans une structure périodique infinie, produit un seul mode localisé à l'intérieur de la bande interdite [81], [82]. Quelle est donc, l'origine du deuxième mode de défaut à l'intérieure de la bande interdite observé lorsque $\epsilon_{rd} > \epsilon_{ra}$? Ce deuxième mode de défaut peut être expliquer par le fait que lorsque la section centrale est remplie par un matériau de permittivité diélectrique proche de celle du diélectrique hôte, la structure 2D-BIEP finie (constituée de 6 cellules élémentaires) devient symétrique. Elle peut, donc, être vue comme étant constituée par la mise en cascade de deux cellules d'une deuxième structure périodique (figure 4.17-c) ayant une période 3.6 fois la période de la première structure comme le montre la figure 4.17-b. Ainsi la structure finie devient doublement périodique. On peut la considérer soit comme :

- Une structure de période a avec un défaut au niveau de la section centrale, et dont la bande interdite est centrée sur $f_0 = 7.28$ GHz (mesurée) et 7.55 GHz (calculée),
- Une structure sans défaut de période $a' = 3.6$ fois la période a (figure 4.17-c), dont la première bande interdite est centrée sur $f'_0 = 2.02$ GHz (mesurée) et 2.09 GHz (calculée), et qui est 3.60 (mesurée) et 3.61 (calculée) fois plus petite que f_0 . Les bandes interdites supérieures sont centrées sur les harmoniques nf_0 , $n = 2, 3, \dots$ comme le montre la figure 4.18 qui correspond effectivement au cas $\epsilon_{rd} > \epsilon_{ra}$.

Le Tableau 4.1 récapitule les principaux résultats obtenus. Il montre l'évolution, en fonction de ϵ_{rd} , des fréquences du premier (f_{0md1}) et deuxième (f_{0md2}) mode de défaut, des fréquences de coupure inférieures (f_{c1}) et supérieures (f_{c2}), de la fréquence centrale (f_0) et la largeur Δf de la bande interdite. Nous constatons que la bande interdite se déplace vers les basses fréquences lorsque la permittivité du défaut augmente. En comparant les

penes de ces différentes courbes on remarque que, pour une structure 2D-BIEP, la largeur de la bande interdite est la moins sensible aux variations de la permittivité du défaut, alors que la fréquence de coupure inférieure et la fréquence centrale de la bande sont les plus sensibles aux variations de la permittivité du défaut.

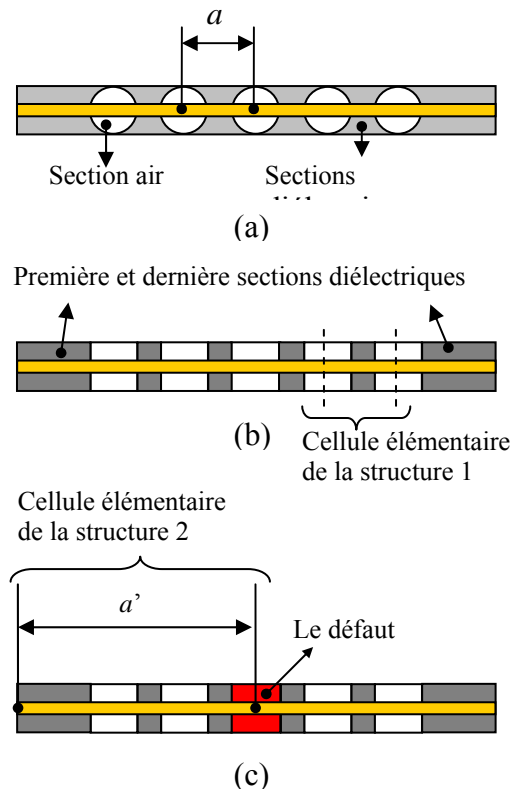
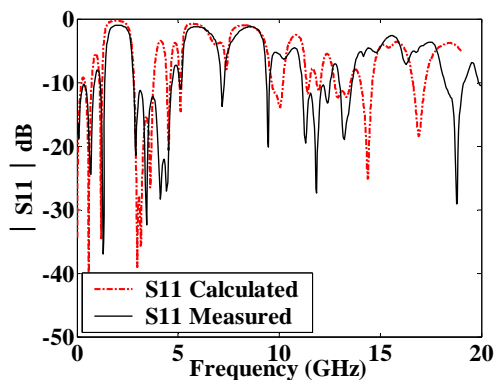
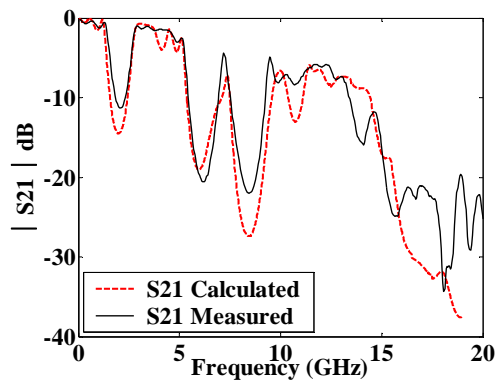


Figure 4.17 Structures périodiques 1D équivalentes à la ligne microruban sur le substrat 2D-BIEP :

- a) La ligne microruban passant sur une rané de cylindres d'airs,
- b) Première structure périodique 1D à six cellules avec une période a ,
- c) Deuxième structure périodique 1D à deux cellules élémentaire avec une période $a' = 3.6 a$.



(a) Coefficient de réflexion



(b) Coefficient de transmission

Figure 4.18 Paramètres S d'une ligne microruban sur substrat 2D-BIEP avec défaut : Permittivité du défaut $\epsilon_{rd} = 10.2$ et diamètre du défaut $\phi_d = 12.7 \text{ mm}$.

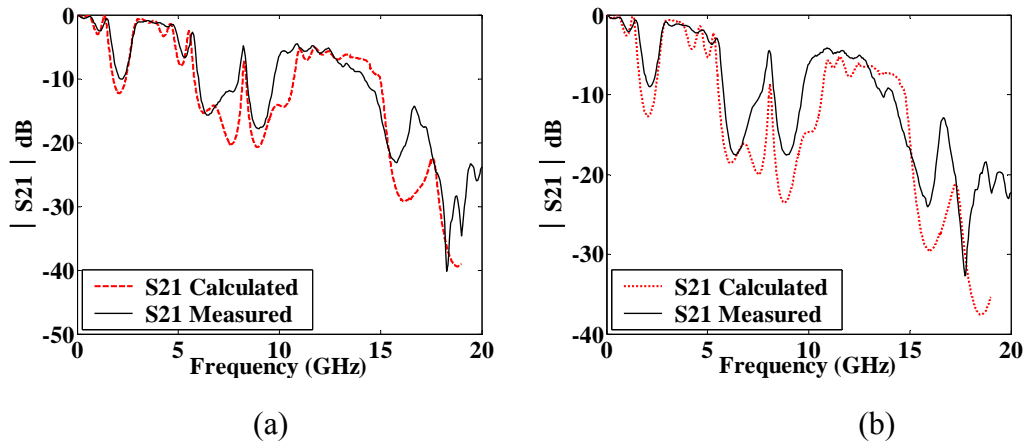


Figure 4.19 Influence du diamètre du défaut sur la bande interdite du substrat 2D-BIEP avec défaut de permittivité $\epsilon_{rd} = 6.15$:
 a) Diamètre du défaut $\phi_d = 12.7$ mm,
 b) Diamètre du défaut $\phi_d = 9.5$ mm.

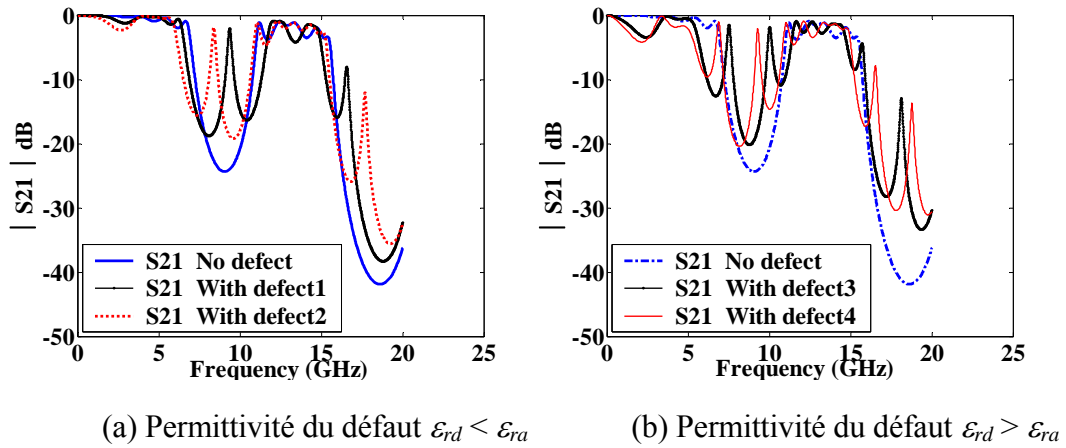


Figure 4.20 Influence de la permittivité du défaut sur l'apparition des modes passants dans la bande interdite du substrat 2D-BIEP avec défaut.
 Défaut 1 $\epsilon_{rd} = 3$, défaut 2 : $\epsilon_{rd} = 5.5$, défaut 3 : $\epsilon_{rd} = 9.2$, défaut 4 : $\epsilon_{rd} = 12.9$.

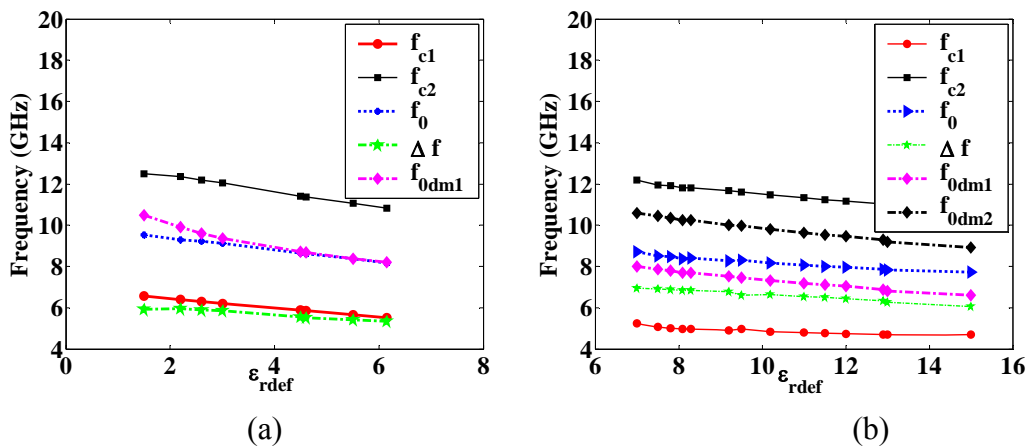


Figure 4.21 Effet de la permittivité diélectrique ϵ_{rdef} du défaut sur la bande interdite.

Tableau 4.1 Effet de la permittivité diélectrique du défaut sur la bande interdite

ϵ_{rd}	f_{C1} (GHz)	f_{0dm1} (GHz)	f_{0dm2} (GHz)	f_{C2} (GHz)	f_0 (GHz)	Δf (GHz)
1.5	6.56	10.5	-	12.49	9.53	5.93
3	6.20	9.35	-	12.05	9.13	5.85
5.5	5.66	8.39	-	11.06	8.36	5.40
7	5.25	8.00	10.58	12.02	7.92	5.33
9.2	4.90	7.52	10.02	11.66	8.28	6.76
10.2	4.83	7.33	9.81	11.48	8.16	6.65
11	4.79	7.20	9.65	11.34	8.07	6.55
12.9	4.71	6.89	9.28	11.04	7.88	6.33

où f_{c1} et f_{c2} représentent respectivement les fréquences de coupure inférieure et supérieure, f_{0dm1} et f_{0dm2} les fréquences centrale du premier et deuxième mode de défaut, f_0 la fréquence centrale et Δf la largeur de la bande interdite.

4.4 Conclusion

La méthode de conversion de la matrice chaîne, employée pour simuler une ligne de transmission microruban sur un substrat 2D-BIEP, est très simple à mettre en œuvre. Elle donne de bons résultats et constitue un outil analytique efficace et très utile pour la conception des substrats planaires à bande interdites électromagnétiques, utilisés en technologie imprimée. Elle permet de déterminer la structure des bandes interdites de ces substrats (2D-BIEP). Toutefois elle ne donne pas d'informations sur la polarisation des ondes électromagnétique de ces bandes interdites.

Les effets des défauts sur les diagrammes de bande des structures périodiques finies diffèrent notablement de ceux des structures infinies. Un deuxième mode de défaut apparaît dans la bande interdite lorsque la permittivité diélectrique du défaut ϵ_{rd} est plus grande que ϵ_{ra} valeur moyenne entre la permittivité du diélectrique hôte et celle des implants.

Les substrats 2D-BIEP offrent un effet de filtrage très intéressant permettant la fabrication des filtres coupe bande en technologie microruban peu coûteux. De tels filtres peuvent être utilisés avec des circuits d'alimentation des structures imprimées. Il suffit pour les réaliser d'ajouter quelques trous judicieusement placés sur le substrat diélectrique utilisé. Ce type de substrat est fort utile pour la conception d'antenne imprimée. Les bandes interdites qu'ils présentent servent à supprimer les ondes de surfaces excitées dans le substrat.

Chapitre 5

Antennes imprimées sur substrat 2D-BIEP

Ce chapitre développe une technique permettant de réduire les ondes de surface excitées dans le substrat d'une antenne microruban (patch) au moyen de substrat planaire à bandes interdites électromagnétiques (2D-BIEP), conçu au chapitre précédent. Ce type de substrat est constitué d'une plaque d'un matériau diélectrique, dont la face arrière est recouverte d'un plan de masse, dans lequel sont percés un ensemble de trous arrangés périodiquement selon un réseau triangulaire. L'antenne patch est disposée sur une pastille de diélectrique qui vient se loger dans le cylindre central du substrat. Pour mettre en évidence la contribution du substrat 2D-BIEP dans la suppression des ondes de surface, nous avons réalisé un jeu de quatre antennes. Deux qui serviront de références sont réalisées sur un substrat uniforme (RT-Duroid RO3010 de permittivité 10.2). Les deux autres sont réalisées sur le substrat 2D-BIEP. Pour chaque type de substrat nous avons choisi deux épaisseurs différentes, une faible pour laquelle moins de mode d'ondes de surface sont excitées, l'autre plus épaisse permet l'excitation d'un plus grand nombre de mode d'ondes de surface. Les antennes réalisées sur les substrats, uniforme d'une part et 2D-BIEP d'autre part, d'épaisseur faible devraient avoir des performances comparables. A l'opposé les antennes réalisées sur les substrats épais, celle utilisant le substrat 2D-BIEP sera plus performante que celle à substrat uniforme.

5 Antennes imprimées sur substrats 2D-BIEP

Dans ce chapitre nous allons montrer que l'utilisation des substrats 2D-BIEP permet d'améliorer les performances des antennes imprimées. Nous tirons profit, pour cela, des propriétés que possèdent les substrats 2D-BIEP d'empêcher la propagation des ondes de surface qui sont à l'origine de beaucoup de limitations des antennes microruban.

5.1 Introduction

De nos jours, l'un des problèmes majeurs dans la conception des antennes imprimées, reste l'énergie transférée aux modes de surface. Cette énergie ne contribue pas directement au rayonnement, et constitue donc une part importante des pertes dans le bilan énergétique. En fonction de l'épaisseur et de la permittivité du substrat, la part de puissance transférée aux modes de surface peut atteindre les 70% de la puissance totale fournie à l'antenne. Ces ondes de surfaces viennent totalement déphasées s'ajouter au champ principal rayonné par l'antenne causant ainsi une dégradation de son diagramme de rayonnement. En effet, arrivées à la limite du plan de masse de dimensions finies, ces ondes se diffractent dans l'espace et perturbent le rayonnement propre de l'antenne. L'idée principale de ce travail est d'utiliser les cristaux électromagnétiques à bandes interdites pour supprimer ou réduire au maximum la propagation des ondes de surface dans le substrat, de sorte que l'antenne puisse transformer la quasi-totalité de la puissance qu'elle reçoit en onde rayonnée.

5.2 L'antenne patch microruban

Le concept des antennes imprimées a été introduit par Deschamps au début des années 50 [84]. Cependant, il s'est passé plus de vingt années pour que la première antenne imprimée soit réalisée par Munson [85]. En 1979 s'est tenu un symposium sur les antennes à New Mexico, il avait initié un intérêt international pour les antennes imprimées. Une collection d'articles présentées dans ce colloque fut éditée dans un « *special issue of IEEE Transaction on Antennas and propagation* » [86]. L'un des premiers livres résumant le domaine des antennes imprimées, et qui reste une référence en la matière fut écrit par Bahl et Bartia [2]. Une collection d'articles traitant du domaine peut être trouvée dans les références [87] et [88]. Alors que le livre [87] couvre plus l'aspect analyse et le livre [88] focalise sur la conception des antennes imprimées.

5.2.1 Définition

Une antenne imprimée microruban, communément appelée *antenne patch*, est définie comme une surface conductrice sur la face supérieure d'un substrat diélectrique dont la face inférieure est recouverte d'un plan de masse [89].

La figure 5.1 montre une antenne patch dans sa configuration la plus générale. Le patch est généralement en cuivre, et peut avoir toutes formes possibles. Quoiqu'elles présentent de nombreux avantages, comparées aux antennes micro-ondes classiques et leurs applications couvrent un large domaine de fréquence allant de 100 MHz jusqu'à 100 GHz, nous ne citons ici que les plus importantes à savoir :

- Faible poids, encombrement réduit, possibilité de conformation,
- Faible coût de fabrication, production en série possible,
- Polarisation linéaire et circulaire pour les télécommunications,
- Fonctionnement possible en multi bandes et multi polarisations,
- Réseaux d'alimentation et d'adaptation fabriqué simultanément avec l'antenne,
- Compatibilité avec les circuits hybrides et MMIC (Microwave Monolithic Integrated Circuit); Ceci est important, du moment que les MMICs sont plus simples à manipuler et moins chers à fabriquer.

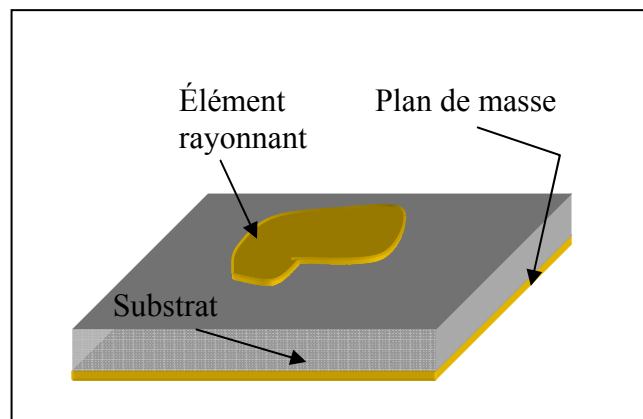


Figure 5.1 Antenne plaque microruban.

A coté de tous ces mérites technologiques, il y a aussi une importante raison économique qui les rend plus attractives : La technologie des circuits imprimés est la technique qui convient le mieux pour la fabrication en série à bas prix, car la photogravure et l'estompage à la presse sont les techniques les moins coûteuses pour une fabrication à très grande échelle.

Néanmoins, les antennes microruban souffrent également de certaines limitations que n'ont pas les antennes traditionnelles entre autres :

- Bande passante étroite, du fait que le rayonnement soit une conséquence de la résonance,

- Généralement un faible gain (de l'ordre de 6 dB),
- L'antenne rayonne uniquement dans le demi-plan supérieur,
- Supporte uniquement de faibles puissances,
- Pertes en puissance, principalement dans le diélectrique, dues à l'excitation des ondes de surface.

Ces limitations sont bien connues depuis longtemps et des progrès considérables ont été réalisés depuis lors afin d'améliorer les performances de ces antennes. L'objet de notre travail rentre dans ce cadre. Cette étude vise à supprimer la propagation des ondes de surface excitées dans le substrat de l'antenne, par l'utilisation des cristaux électromagnétiques à bandes interdites. Si la fréquence de l'onde de surface se situe dans la bande interdite du cristal 2D-BIE, utilisée pour la réalisation du substrat, elle ne peut pas se propager dans ce dernier.

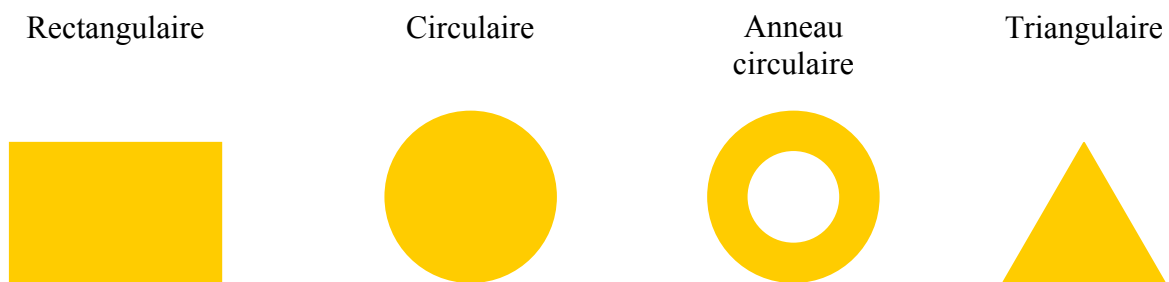


Figure 5.2 Diverses formes de l'antenne patch

L'élément essentiel d'une antenne microruban est le conducteur supérieur —le patch— de dimensions finies. En théorie l'élément rayonnant peut prendre toutes formes géométriques, telle le rectangle, le carré, l'anneau, le disque circulaire ou encore le triangle comme le l'illustre la figure 5.2. En pratique, les formes rectangulaires et circulaires (elliptiques) couvrent toutes les possibilités en termes de diagrammes de rayonnement, de bandes passantes et de polarisations [90]. Parmi toutes ces formes, l'élément rectangulaire est sans conteste le plus facile à appréhender pour la compréhension du mécanisme de rayonnement de l'antenne microruban. Le patch peut être considéré comme une ligne de transmission ouverte de longueur L et de largeur W . L'amplitude de la densité de courant surfacique, sur le patch, devient importante quand la fréquence du signal est proche de la fréquence de résonance de l'antenne.

Pour comprendre le mécanisme de rayonnement du patch, il faut considérer la configuration du champ électrique sous l'élément rayonnant. On suppose que l'épaisseur

du substrat est assez faible devant la longueur d'onde ($h/\lambda_0 < 0.123$) et que le champ électrique est constant tout au long de la largeur du patch. Dans ces conditions, le rayonnement est dû, principalement, aux champs qui débordent au niveau des bords, en circuit ouvert du patch, comme illustré sur la figure 5.3. Les champs aux bords du patch peuvent être décomposés en composantes tangentielles et normales, par rapport au plan de masse. Nous remarquons sur les figures 5.3-b et 5.3-c une inversion de phase des composantes normales du champ électrique car la longueur de l'antenne est égale à $\lambda/2$. Il en résulte une contribution vectorielle nulle de ces composantes au rayonnement de l'antenne dans la zone du champ lointain. La figure 5.3-c montre les composantes tangentielles des lignes du champ électrique qui entourent l'élément rayonnant. Les composantes du champ le long des deux bords de largeur W sont en phase. Leurs contributions s'additionnent pour donner un maximum de rayonnement dans la direction normale au plan de l'antenne. Finalement, le rayonnement du patch peut être considéré comme celui de deux fentes parallèles de dimensions $W \times h$ séparées d'une distance L et placées de part et d'autre du patch comme le montre la figure 5.3-d.

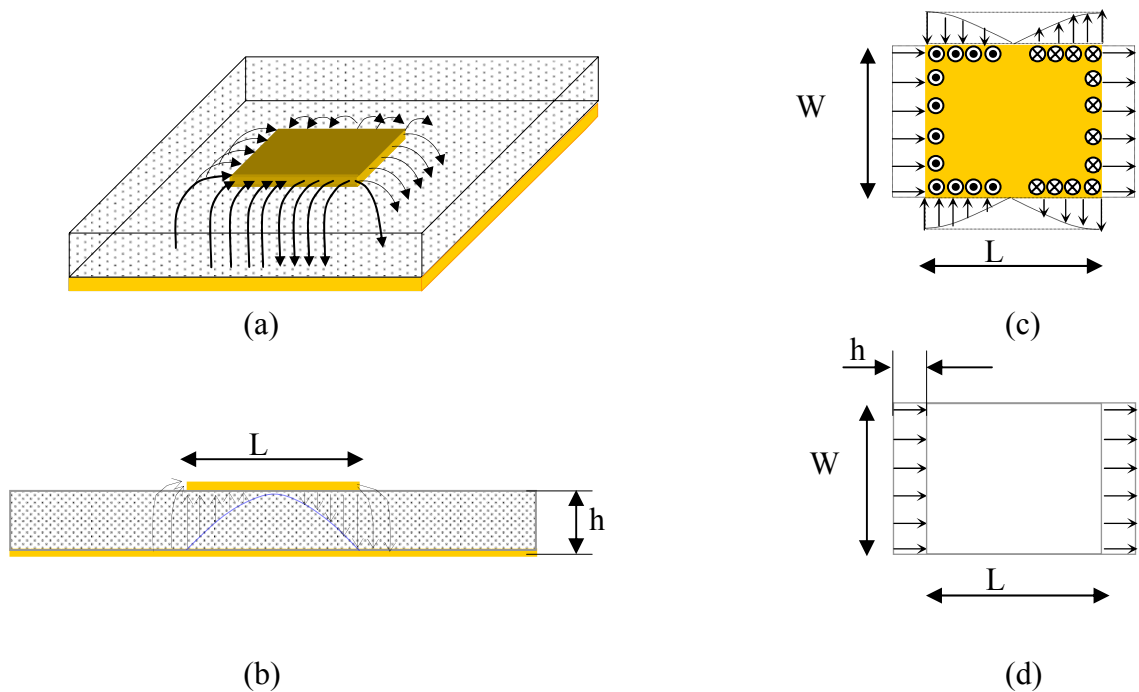


Figure 5.3 Configuration du champ électrique d'une antenne microruban.

5.2.2 Techniques d'alimentation

Il existe plusieurs techniques pour alimenter une antenne microruban. Ces techniques peuvent être classées en deux grandes catégories, selon que l'élément assurant l'alimentation de l'antenne est en contact direct ou non avec celle-ci :

- 1) Les techniques avec contact direct : Alimentation par sonde coaxiale et par ligne microruban,
- 2) Les techniques sans contact direct : Couplage par fente et par proximité.

Dans ce qui suit nous présentons un bref aperçu de ces techniques d'alimentation, .qui restent de loin les plus utilisées.

5.2.2.1 Alimentation directe par ligne microruban

La plus simple méthode pour alimenter une antenne patch est de connecter directement une ligne microruban (généralement de 50Ω) au bord de l'antenne. Le point de jonction, entre l'antenne et la ligne, se situe soit sur l'axe de symétrie du patch (figure 5.4-a) soit décentré par rapport à celui-ci (figure 5.4-b). Cette méthode est appelée « *alimentation directe* », son principal avantage est sa simplicité, du point de vue réalisation et analyse. L'adaptation d'impédance peut être obtenue soit par le décalage, du point de jonction, par rapport à l'axe de symétrie, soit par le choix des dimensions appropriées de l'encoche à effectuer sur le bord de l'antenne pour un positionnement centré. Malheureusement, l'antenne et sa ligne microruban d'alimentation ne peuvent pas être optimisées simultanément comme antenne et comme ligne de transmission. Les spécifications du substrat requises par chacune des deux fonctions, sont contradictoires. Un compromis est donc nécessaire, entraînant un rayonnement parasite de la ligne. Cela implique des niveaux élevés des lobes secondaires et du champ croisé. De plus, la présence de discontinuités dans cette configuration favorise l'excitation des ondes de surface.

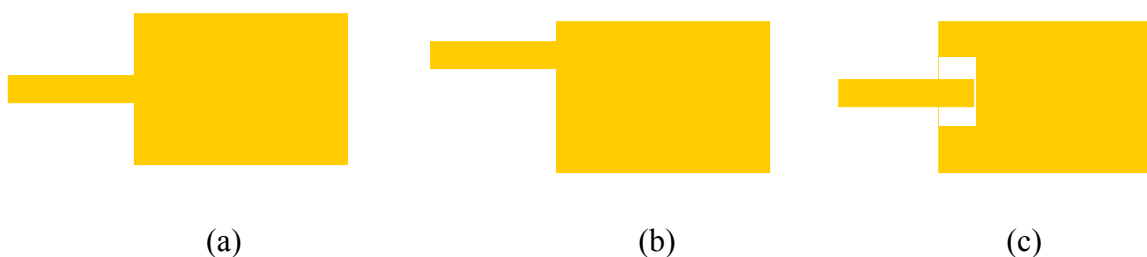


Figure 5.4 Alimentation par une ligne microruban :

- a) position axiale,
- b) position décalée,
- c) position axiale avec encoche.

5.2.2.2 Excitation par sonde coaxiale

Une autre technique, pour alimenter une antenne imprimée, consiste à utiliser une sonde coaxiale, qui traverse le plan de masse et le substrat et vient se connecter directement sur le patch, comme on peut le voir sur la figure 5.5. L'impédance d'entrée dépend de la position du point d'excitation. L'antenne est adaptée à la structure d'alimentation en choisissant le

point d'excitation approprié. Dans ce cas l'élément rayonnant et la structure d'alimentation sont protégés, l'un de l'autre, par le plan de masse. Le substrat peut être choisi pour optimiser le rayonnement de l'antenne. Le point noir de cette technique reste la réactance additionnelle, et bien sûr indésirable, introduite par la sonde coaxiale.

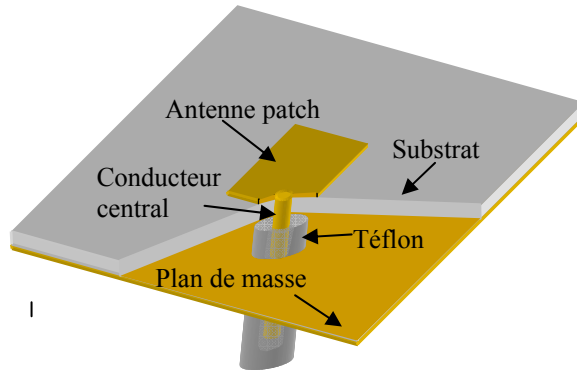


Figure 5.5 Vue éclatée d'une alimentation par sonde coaxiale

5.2.2.3 Couplage par fente

Une technique qui évite le contact direct entre l'antenne et la ligne d'alimentation, est le couplage par fente. Ici l'alimentation est assurée par une fente réalisée dans le plan de masse. Cette dernière assure le couplage électromagnétique entre l'antenne et une ligne de transmission ouverte imprimée sur un autre substrat situé en dessous du plan de masse. Cette technique permet d'optimiser la structure d'excitation et l'élément rayonnant indépendamment l'un de l'autre puisqu'ils sont séparés par le plan de masse qui joue le rôle d'un écran protecteur. Le principal inconvénient de cette technique reste la difficulté d'adaptation, et le recours aux techniques de fabrication multicouches qui augmentent les coûts de fabrication.

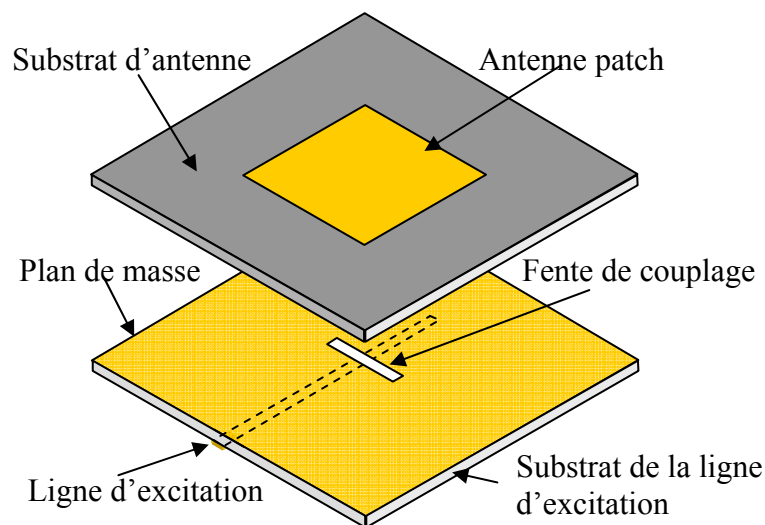


Figure 5.6 Alimentation par couplage par fente

5.2.2.4 Couplage par proximité

Pour cette technique d'alimentation, l'antenne et la ligne d'excitation sont placées à des niveaux différents comme on peut le voir sur la figure 5.7. La ligne d'alimentation est placée en sandwich entre son propre substrat (substrat inférieur) et le substrat de l'antenne (substrat supérieur). L'utilisation d'un diélectrique mince de permittivité élevée pour le substrat inférieure (supportant la ligne d'alimentation) réduit le rayonnement de cette dernière. Le choix d'un diélectrique épais et de faible permittivité pour le substrat supérieur permet d'optimiser le rayonnement de l'antenne.

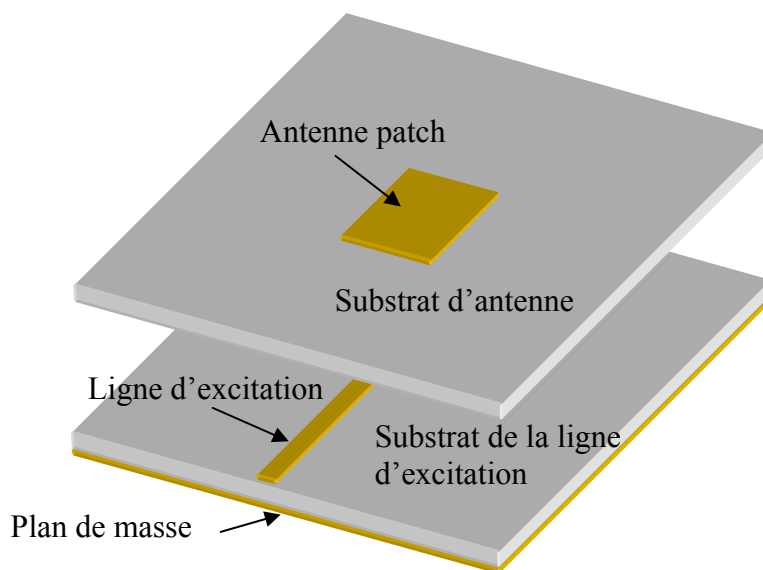


Figure 5.7 Alimentation par couplage de proximité

5.2.3 Choix du substrat

Une structure microruban n'est pas homogène, car les lignes de champ débordent aux bords de la structure, et se propagent à la fois dans le milieu diélectrique et dans l'air comme on peut le voir sur la figure 5.8. Dans ces conditions, l'onde électromagnétique ne peut pas être transverse électromagnétique (TEM), du moment qu'elle se propage dans deux milieux différents à des vitesses différentes et que les conditions aux limites forcent les composantes transverses électrique ou magnétique à être non nulles. Cependant, l'approximation quasi-TEM peut être utilisée, tant que les composantes longitudinales restent très petites devant les composantes transversales. Dans ces conditions la structure microruban inhomogène peut être remplacée par une autre structure homogène

équivalente, où l'élément conducteur reste le même mais submergé dans un diélectrique effectif homogène de permittivité ϵ_{reff} , donnée par [91]:

$$\epsilon_{\text{reff}}(0) = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + 12 \frac{h}{W} \right)^{-0.5} \quad [5-1]$$

La répartition des lignes de champ, qui s'étendent autour et dans la structure, dépend essentiellement :

- De la largeur des circuits de métallisation,
- Des caractéristiques du substrat : à savoir sa constante diélectrique ϵ_r et son épaisseur h .

Le choix des valeurs de ces paramètres (ϵ_r et h) est, généralement, conditionné par le type d'application que l'on veut concevoir en technologie microruban. Pour les circuits hyperfréquences tels les amplificateurs, les lignes d'alimentation ou les filtres, on cherche à minimiser le rayonnement en espace libre. On choisira par conséquent un substrat tel que l'énergie électromagnétique reste confinée dans la cavité formée par la bande métallique et le plan de masse. Il faudrait utiliser alors des substrats de permittivité diélectrique élevée (comme l'Alumine $\epsilon_r = 9.9$ pour concevoir, par exemple, des amplificateurs à faible bruit). Par contre, pour la conception d'antennes, les substrats les mieux appropriés doivent être relativement épais, ayant de faible permittivité diélectrique et peu de pertes ($\text{tg}(\delta)$ faible). Un substrat épais augmente la puissance rayonnée par l'antenne et améliore la bande passante. En contrepartie, il favorise l'excitation des ondes de surface et augmente le poids et l'encombrement etc... Une faible valeur de la permittivité diélectrique (typiquement $\epsilon_r \approx 2.5$) favorise l'extension (débordement) des champs autour du patch et donc la puissance rayonnée dans l'espace libre.

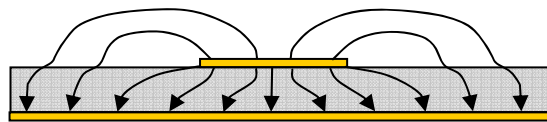


Figure 5.8 Lignes de champ électrique dans une structure microruban.

5.2.4 Fréquences de résonances de l'antenne patch rectangulaire

L'étude des composantes tangentielles du champ magnétique montre que le patch rectangulaire peut être modélisé par une cavité avec quatre **murs magnétiques** (bords de la

cavité) et deux **murs électriques** (formés par les métallisations). Dans l'approximation que la composante normale du champ électrique d'excitation est constante et en posant les équations de propagations avec les conditions aux limites adéquates, on détermine assez facilement les fréquences de résonances de l'antenne patch rectangulaire. Elles sont données par [91] :

$$f_{m,n} = \frac{c}{2 \cdot \sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(0)}} \cdot \sqrt{\left(\frac{m}{\pi \cdot W_{\text{eff}}}\right)^2 + \left(\frac{n}{\pi \cdot L_{\text{eff}}}\right)^2} \quad [5-2]$$

avec $W_{\text{eff}} = W + \Delta W$ et $L_{\text{eff}} = L + \Delta L$

$$\Delta L = 0.412 \cdot h \cdot \frac{(\varepsilon_{\text{reff}}(0) + 0.300) \cdot (W/h + 0.262)}{(\varepsilon_{\text{reff}}(0) - 0.258) \cdot (W/h + 0.813)} \quad [5-3]$$

et

$$\Delta W = 0.412 \cdot h \cdot \frac{(\varepsilon_{\text{reff}}(0) + 0.300) \cdot (L/h + 0.262)}{(\varepsilon_{\text{reff}}(0) - 0.258) \cdot (L/h + 0.813)} \quad [5-4]$$

ΔL et ΔW représentent respectivement les extensions de longueur et de largeur du patch dues au débordement des lignes de champ aux bords de ce dernier. La fréquence de résonance du mode fondamental ($m = 0$ et $n = 1$), est dans ce cas :

$$f_{0,1} = \frac{c}{2 \cdot L_{\text{eff}} \cdot \pi \cdot \sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(0)}} \quad [5-5]$$

5.2.5 Largeur W du patch

La largeur du patch a un effet mineur sur les fréquences de résonance et sur le diagramme de rayonnement de l'antenne. Par contre, elle joue un rôle important dans la détermination de l'impédance d'entrée (équation 5-7) et la bande passante (équation 5-8) de l'antenne à ses résonances. En effet, le critère de Chu Wheeler [92], [93] et [94] énonce que le plus bas facteur de qualité réalisable pour une antenne donnée est $Q = (ka)^{-3}$ où $k = 2\pi/\lambda_0$ est la constante de propagation, λ_0 la longueur d'onde en espace libre, et a le rayon de la sphère qui contient l'antenne [95]. Autrement dit le plus bas facteur de qualité réalisable pour une antenne est inversement proportionnel au volume qu'elle occupe. Ceci implique que la largeur de bande absolue, qui est inversement proportionnelle au facteur de qualité, augmente avec l'épaisseur du substrat ou la largeur du patch. En d'autres termes, la largeur du patch a une influence sur la largeur de bande, semblable à celle de l'épaisseur de substrat. Généralement, la largeur est choisie de sorte quelle soit dans l'intervalle

$L < W < 2L$, une valeur très large de W provoque le rapprochement des modes supérieurs vers la fréquence de travail. Pour permettre un bon rendement de l'antenne, une largeur W pratique est donnée par [91] :

$$W = \frac{c}{2 \cdot f_0} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} \quad [5-6]$$

où f_0 est la fréquence fondamentale de l'antenne. L'impédance d'entrée du patch et la bande passante sont données par [91] [96] :

$$Z_m = 90 \cdot \frac{e}{c_1 p} \epsilon_r \mu_r \cdot \left(\frac{L}{W}\right)^2 \quad [5-7]$$

$$B = 3.77 \cdot \frac{c_1 p}{e} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_r}\right) \left(\frac{h}{\lambda_0}\right) \left(\frac{W}{L}\right) \quad [5-8]$$

Avec :

$$c_1 = 1 - \frac{1}{\mu_r \epsilon_r} + \frac{2}{5(\mu_r \epsilon_r)^2} \quad [5-9]$$

$$e = \frac{4c_1}{3\pi\mu_r \left(1 - \frac{1}{\mu_r \epsilon_r}\right)^3 + 4c_1} \quad [5-10]$$

$$p = 1 - \frac{0.16605}{20} (k_0 W)^2 + \frac{0.02283}{560} (k_0 W)^4 - 0.00914 (k_0 L)^2 \quad [5-11]$$

5.2.6 Longueur L du patch

Les fréquences de résonances d'un patch rectangulaire sont données par l'équation 5-2 [97] et [19]. La fréquence du mode fondamental ($m = 0$ et $n = 1$), est donnée par :

$$f_{0,1} = \frac{c}{2 \cdot (L + \Delta L) \cdot \pi \cdot \sqrt{\epsilon_{reff}}(0)} \quad [5-12]$$

L'extension de longueur ΔL et ϵ_{reff} sont donnés, respectivement, par les équations 5-3 et 5-1.

La longueur du patch détermine les fréquences de résonance de l'antenne, et elle est donnée par [97] [91] :

$$L = \frac{\lambda_g}{2} - 2\Delta L \cong 0.49 \frac{c}{f_0 \sqrt{\epsilon_{reff}}(0)} \quad [5-13]$$

5.3 Conception de l'antenne microruban et simulation avec HFSS.

5.3.1 Introduction

HFSS est un logiciel professionnel d'Ansoft corporation. Il est basé sur la méthode des éléments finis. Ce logiciel est un véritable laboratoire virtuel, il permet de concevoir les structures les plus diverses et d'éviter les pertes en temps et coûts de fabrication des prototypes de test. Les itérations et optimisations sont faites directement, conduisant à un produit qui fonctionne exactement comme les prédictions du premier prototype réalisé. Nous utiliserons ce logiciel pour la conception et la simulation de nos antennes.

5.3.2 Les ondes de surfaces

Le but d'une antenne est naturellement de rayonner des ondes dans l'espace libre. Ces ondes s'y propagent sans rencontrer aucune autre interface. Ainsi, la puissance rayonnée décroît avec la distance r en $1/r^2$. Mais, il y a également d'autres types d'ondes excités dans une antenne imprimée et qui sont, en général, indésirables. Les plus importantes sont les ondes de surface, qui sont généralement nuisibles pour les performances des antennes. De ce fait, on désire toujours éviter ou réduire au maximum leur excitation.

La solution analytique pour ces modes d'onde a été donnée par Collin [98]. Il s'agit de modes transverses magnétiques (TM) et électriques (TE) qui se propagent dans le substrat en dehors de la région où se trouve le patch. Ces modes sont associés au guide d'onde constitué par le substrat et le plan de masse. Ils se propagent dans le substrat dans des directions légèrement inclinées vers le bas du patch, avec un angle d'élévation θ , compris entre, $\pi/2 \leq \theta \leq \pi - \arcsin(1/\sqrt{\epsilon_r})$. Quand l'onde atteint le plan de masse elle est réfléchie vers le haut, et en atteignant l'interface diélectrique-air elle est de nouveau réfléchie vers le bas, et ainsi de suite (voir la figure 5.9).

La vitesse de phase de ces ondes de surface dépend fortement de la permittivité diélectrique ϵ_r et de l'épaisseur h du substrat. La puissance des d'ondes de surface diminue seulement en $1/r$ avec la distance. Les fréquences de coupure de ces modes de surface sont données par [99] :

$$f_c = \frac{nc}{4h\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad [5-14]$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, $n = 1, 3, 5, \dots$ pour les modes TE_n et $n = 0, 2, 4, 6, \dots$ pour les modes TM_n . Notez que le mode TM_0 a une fréquence de coupure nulle, de sorte qu'il est toujours excité, même dans les substrats peu épais ayant une faible permittivité diélectrique, presque à la vitesse de la lumière. Plus le substrat est électriquement épais, plus les ondes de surface sont excitées. James et Henderson ont

étudié l'excitation du mode TM_0 [100]. Ils ont montré que l'excitation des ondes de surface devient appréciable quand $h/\lambda_0 > 0.09$ pour $\epsilon_r \approx 2.3$ et $h/\lambda_0 > 0.03$ pour $\epsilon_r \approx 10$. Le mode TE_1 est principalement excité lors des discontinuités de la géométrie de la ligne microruban. Il possède une fréquence de coupure non nulle (équation 5-14) au delà de laquelle il existe une possibilité de couplage «optimale» avec les modes propagés. Ainsi en général, si on observe les contraintes ci-dessus dans le choix du substrat pour une application particulière, aucun problème significatif d'excitation d'onde de surface ne devrait se poser. Cependant, dans cette étude nous voulons justement favoriser l'excitation des ondes de surface.

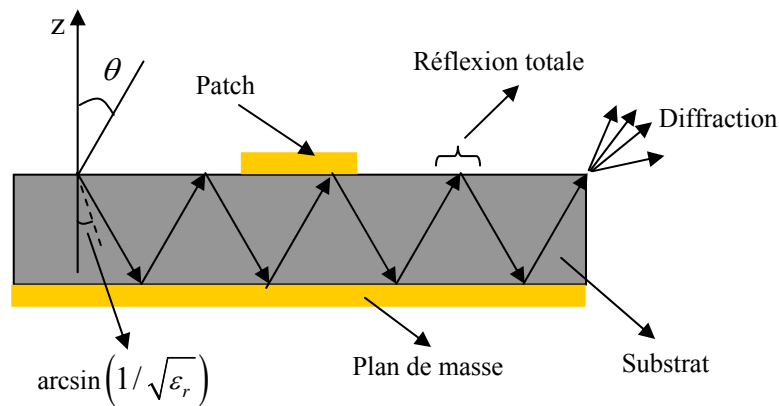


Figure 5.9 Les ondes de surface dans l'environnement sous le patch.

5.3.3 Le substrat 2D-BIEP

Le substrat diélectrique uniforme de référence utilisé, est le RT-Duroid RO3010 caractérisé par une permittivité diélectrique $\epsilon_r = 10.2 \pm 0.25$ et un angle de perte $\text{tg}(\delta)$ de $2.3 \cdot 10^{-3}$ à 10 GHz. Ce choix, d'une permittivité diélectrique élevée, est dicté par différentes considérations. Travailler à des fréquences relativement basses et se mettre dans des conditions favorables à l'excitation des ondes de surface.

Dans ce but, nous allons simuler et fabriquer quatre antennes. Les deux premières sont réalisées sur un substrat 2D-BIEP et les deux autres, qui serviront de référence, sur un substrat uniforme. Pour les deux types de substrat, nous utiliserons deux épaisseurs différentes 1.27 mm et 1.9 mm. Dans le cas de la première épaisseur des substrats ($h = 1.27$ mm), nous sommes à limite des conditions favorisant l'excitation du mode TM_0 des ondes de surface ($h/\lambda_0 = 0.036$) [2], par contre, pour la deuxième valeur ($h = 1.9$ mm) nous sommes dans des conditions très favorables à leur excitation ($h/\lambda_0 = 0.054$). La fréquence de travail de nos antennes est fixée à la valeur $f_0 = 8.5$ GHz. Elle a été choisie

pour être à l'intérieur de la bande de réjection du substrat 2D-BIEP qui s'étend de 7.34 GHz à 8.98 GHz (fig. 5.10).

A la fréquence de travail et pour les épaisseurs du substrat diélectrique choisies, le premier mode supérieur d'onde de surface TE_1 , de fréquence de coupure 12.98 GHz (Tab. 5.1), ne peut être excité. Par conséquent, les seules améliorations possibles, des performances de l'antenne patch, seront dues à la suppression du seul mode TM_0 . Avec une permittivité de 10.2, si l'on voulait exciter le premier mode de surface TE_1 , dans la gamme de fréquence 5-10 GHz, il faudrait prendre une épaisseur de substrat $h \geq 2.54$ mm. Malheureusement, avec cette épaisseur, et vu les dimensions du patch (de l'ordre 5 mm) et de la sonde coaxiale d'excitation (diamètre de la sonde $\phi_{sonde} = 1.28$ mm), il serait impossible d'adapter l'antenne à la valeur de 50 Ω , la composante inductive introduite par la sonde serait trop importante. Pour cette raison, nous avons choisi pour nos réalisations des substrats d'épaisseur 1.27 mm et 1.9 mm.

Tableau 5.1 Fréquences de coupures des mode de surface pour permittivité $\epsilon_r = 10.2$

h (mm)	TE_1 (GHz)	TM_2 (GHz)
1.27	19.47	38.89
1.90	12.98	25.96
2.54	9.73	19.47

5.3.4 Conception de l'antenne Patch rectangulaire (Approximation d'ordre zéro)

Dans ce paragraphe nous détaillerons la procédure de conception de l'antenne patch. Nous discuterons, entre autres, du choix des paramètres du substrat diélectrique, de la conception du substrat 2D-BIEP, du choix de la fréquence de travail et du dimensionnement de l'antenne patch.

5.3.4.1 Choix du substrat

Le substrat 2D-BIEP que nous allons utiliser pour réaliser nos antennes patch est constitué d'un ensemble de trous, de 12.7 mm de diamètres, percés dans un substrat hôte. Les trous sont disposés selon un réseau périodique triangulaire de période $a = 13.8$ mm. L'obtention d'une large bande interdite nécessite un fort contraste entre les permittivités des matériaux utilisés. Les trous étant remplis d'air ($\epsilon_{r1} = 1$), nous avons choisi pour le diélectrique hôte une forte valeur de la permittivité $\epsilon_r = 10.2$. Ce substrat 2D-BIEP possède une large bande interdite omnidirectionnelle (41.5 %) s'étendant de $f_{c1} = 5.59$ GHz à $f_{c2} = 8.98$ GHz et centrée sur $f_0 = 8.16$ GHz. Comme on peut le voir sur la figure 5.10, la présence de la pastille centrale qui supporte le patch crée un état passant (mode de défaut) à l'intérieur de la bande interdite à la fréquence f_{md} comprise entre 7.18 GHz et 7.34 GHz,

les fréquences du mode passant dans les directions ΓK et ΓM respectivement. Les bandes interdites réellement utilisables sont donc comprises entre la fréquence de ce mode de défaut est l'une des deux fréquences de coupures de la bande omnidirectionnelle, selon qu'on utilise la mini bande inférieure ($f_{c1} = 5.9$ GHz, $f_{md} = 7.18$ GHz) ou supérieure ($f_{md} = 7.34$ GHz, $f_{c2} = 8.98$ GHz).

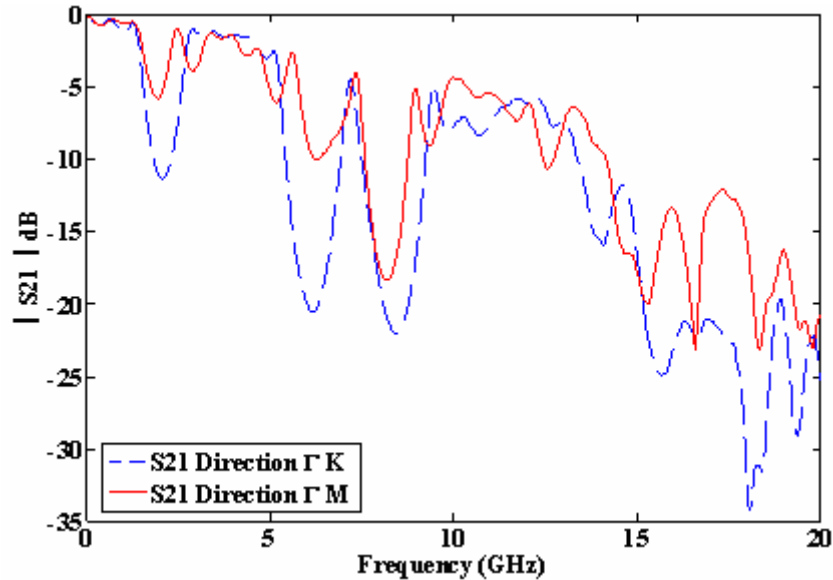


Figure 5.10 Paramètres S mesurés et calculés, d'une ligne de transmission sur substrat 2D-BIEP avec défaut: Permittivité du défaut: $\epsilon_{rd} = 10.2$, diamètre du défaut: $\phi_d = 12.7$ mm.

Tableau 5.2 Structure des bandes du substrat 2D-BIEP

Direction	f_{c1} (GHz)	f_{dm} (GHz)	f_{c2} (GHz)	$\Delta f1$ (GHz)	f_{o1} (GHz)	$\Delta f2$ (GHz)	f_{o2} (GHz)
Bande BIE ΓK	5.10	7.18	9.46	2.08	6.14	2.28	8.32
Bande BIE ΓM	5.59	7.34	8.98	1.75	6.47	1.64	8.16
Bande BIE 2D	5.59	7.34	8.98	1.75	6.47	1.64	8.16

5.3.4.2 Les dimensions du patch

Une fois que la fréquence de travail ($f_0 = 8.5$ GHz) et les paramètres du substrat ($\epsilon_r = 10.2$ et $h = 2.54$ mm) sont fixés, les équations 5-1 à 5-13 nous permettent d'obtenir une première approximation des dimensions de l'antenne patch rectangulaire. Ces dimensions sont présentées dans le tableau 5.3. Elles serviront de valeurs initiales pour la simulation **HFSS**.

5.3.4.3 Position de la sonde d'excitation

Du moment que la polarisation est linéaire, une simple excitation par sonde coaxiale est utilisée. Généralement, l'impédance d'entrée au bord de l'antenne patch varie entre 180 Ω et 300 Ω . L'adaptation à 50 Ω est assurée par un positionnement adéquat de la sonde sur l'axe de symétrie du patch. La variation de l'impédance d'entrée en fonction de la position du point d'excitation peut être approximée par [97] :

$$R(x) = R_0 \cos^2\left(\frac{\pi(L - 2X_p)}{2L}\right) \quad [5-15]$$

R_0 est la résistance de l'antenne au bord donnée par l'équation 5-7, et X_p la distance entre le centre du patch et le point d'excitation.

Tableau 5.3 Dimensions initiales du patch (Approximation d'ordre zéro)

Fréquence de travail (GHz)		f_0	8.5			
Permittivité du diélectrique		ϵ_r	10.2			
Epaisseur du diélectrique (mm)		h	1.27			
<i>Dimensions de l'antenne</i>						
L (mm)	W (mm)	X_p (mm)	R_{in} (Ω)	ΔL (mm)	ϵ_{eff}	λ_g (mm)
5.36	7.46	0.54	50.94	0.48	8.40	11.05

5.4 Simulation avec HFSS

A partir des dimensions approximatives établies dans le paragraphe précédent un modèle en 3D, pour chacune des quatre antennes patch, est créé dans **HFSS**. Nous présentons dans les sections suivantes un bref aperçu sur la manière de modéliser une antenne patch dans **HFSS**.

5.4.1 Modèle 3D dans HFSS

L'antenne est encapsulée dans une boîte d'air, cette dernière simule l'espace où se passe le rayonnement. Sur cette boîte on définit des conditions aux limites, de type « radiation » dans **HFSS**. Ce type de condition au limite précise pour le logiciel, que l'énergie EM est rayonnée à partir de ces parois qui doivent présenter un coefficient de réflexion nul.

5.4.1.1 Dessin du modèle 3D de l'antenne

La clé de réussite d'une simulation d'un problème électromagnétique avec **HFSS**, réside dans la création d'un modèle géométrique en trois dimensions du dispositif étudié. La structure à simuler peut être vue comme une collection d'objets élémentaires, auxquels

nous pouvons assigner par la suite des propriétés de matériaux (conductivité, permittivité, perméabilité, facteur de pertes, etc...) ou/et des conditions aux limites spécifiques selon les besoins. Il est cependant très important et crucial de garder la géométrie aussi simple que possible. Une structure plus compliquée, nécessite un maillage plus complexe et se traduit par des besoins, en taille mémoire et capacité de calcul, plus importants. Toutes les composantes de la structure sont construites en utilisant des éléments de bases « briques » disponibles dans le logiciel. Ces briques sont des objets à 1, 2 ou 3 dimensions.

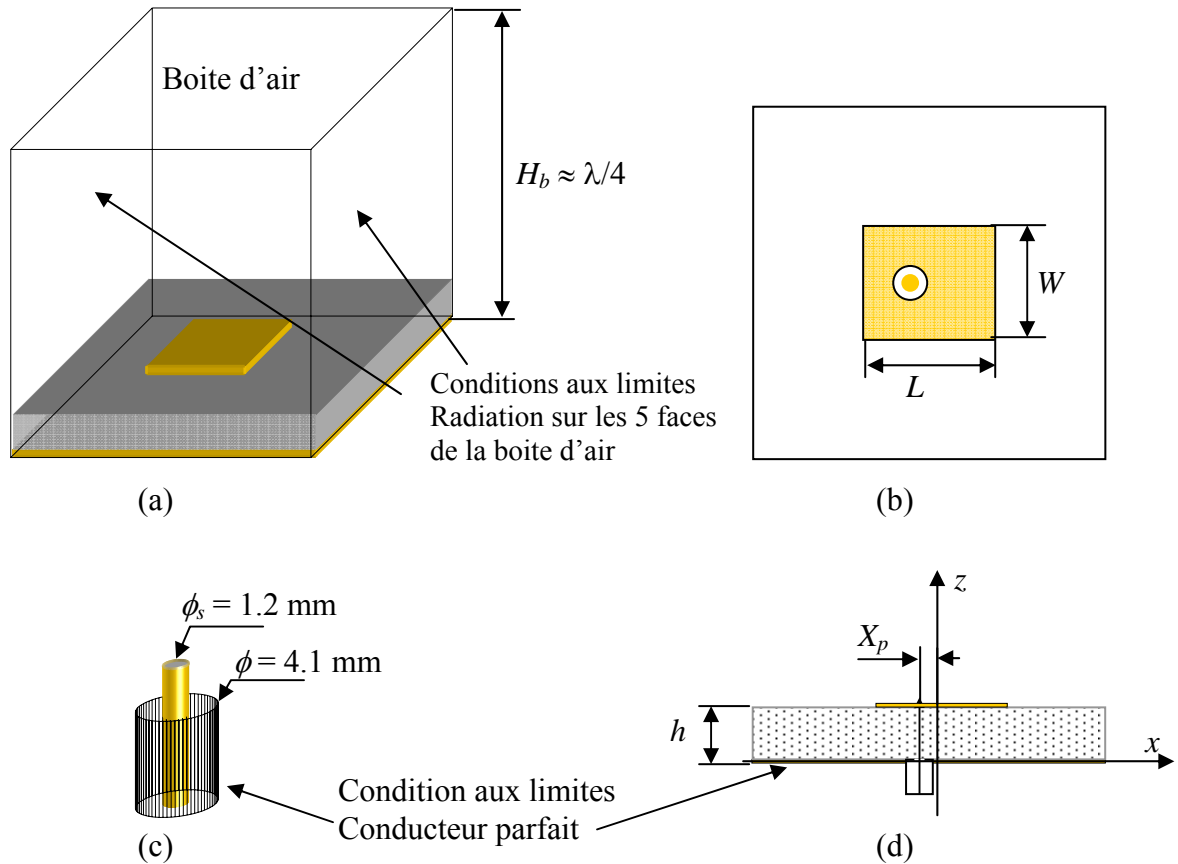


Figure 5.11 Détails de l'antenne patch encapsulée dans sa boîte d'air : a) vue en perspective, b) vue de face, c) détails de la sonde d'excitation, d) Vue de côté

Les éléments à une dimension sont les segments de lignes, les lignes courbées à partir de 3 points « *Spline* », les arcs à partir d'un centre « *Center point arc* » les arcs à partir de trois points « *3 points arc* », etc... Les briques 2D concernent les surfaces, comme les rectangles, les polygones réguliers et en fin les briques 3D sont les : cubes, cylindres, sphères, cônes, polyèdres, spirales et tores.

Sur ces briques, il est possible d'effectuer un certain nombre d'opérations logiques pour pouvoir concevoir toute forme d'objets imaginables. Ces opérations sont : la soustraction,

l'union, la découpe selon un plan, etc... On peut aussi effectuer des opérations relatives à la position de l'objet comme les rotations, les déplacements, etc...

La figure 5.11 montre les détails du modèle 3D d'une antenne patch. Cette dernière est placée dans une boîte d'air pour simuler l'espace environnant. Sur les cinq faces de la boîte d'air qui ne sont pas en contact avec le patch et le substrat, on impose des conditions aux limites « Radiation » qui veut dire : Rayonnement.

5.4.1.2 Définition des matériaux

Lors de la simulation, **HFSS** crée un maillage pour chaque objet en fonction des propriétés électromagnétiques du matériau qui lui est assigné. Un objet sous **HFSS**, peut se voir assigné plusieurs types de matériau, comme par exemple type métal avec ou sans pertes, diélectrique isotrope ou anisotrope, etc. Les métaux sans pertes sont définis comme des conducteurs parfaits avec une conductivité infinie alors que pour les métaux avec pertes on peut définir une conductivité finie. Les diélectriques sont définis par leur permittivité, perméabilité et tangente des angles de pertes électrique (ϵ''/ϵ') et magnétique (μ''/μ'). Un diélectrique peut être défini comme anisotrope en spécifiant comment varient ses 4 propriétés précédemment citées en fonction des trois directions de l'espace. **HFSS** possède une bibliothèque assez riche en matériaux prédéfinis, mais l'utilisateur peut aussi définir ses propres matériaux avec des caractéristiques bien spécifiques.

5.4.1.3 Définition des conditions aux limites

Une fois la structure (ou le design) créée dans **HFSS**, il faut définir les conditions aux limites. Ces conditions spécifient le comportement du champ EM aux frontières de la structure et aux interfaces des objets. C'est à partir de ces conditions que sont définies les équations que le logiciel va résoudre. Cette opération est l'une des plus cruciales de la simulation. Elle inclut aussi la définition des ports d'excitation de la structure. Toute erreur à ce stade se traduit par des résultats non significatifs. On peut assigner, à un design dans **HFSS**, les conditions aux limites suivantes :

- Mur électrique parfait « *Perfect E* », représente une surface conductrice parfaite, qui se traduit par un plan de symétrie. Les deux composantes tangentielles du champ magnétique et la composante normale du champ électrique sont symétriques par rapport à ce plan.
- Mur magnétique parfait, « *Perfect H* », représente une surface où la composante tangentielle du champ H est identique sur les deux côtés, et se traduit par un plan de symétrie. Les deux composantes tangentielles du champ électrique et la

composante normale du champ magnétique sont symétriques par rapport à ce plan.

- Condition de symétrie (généralement ce sont des murs électriques ou des murs magnétiques selon la symétrie de la structure), souvent utilisée pour réduire le temps de calcul et l'espace mémoire nécessaire pour l'analyse des dispositifs complexes et volumineux.
- Condition d'absorption
 - i) Condition de rayonnement, c'est une surface ouverte à partir de laquelle le champ EM est rayonné,
 - ii) Couches parfaitement adaptées, en anglais « PML » (*Perfect Matched Layers*), de telle sorte que les ondes incidentes soient complètement absorbées,

5.4.1.4 Sources d'excitation ou les ports

Pour qu'une simulation puisse être exécutée il faut pouvoir injecter de l'énergie dans la structure. Des ports sont disponibles dans *HFSS* dans ce but. Ce sont des sources de courant ou de tension. Dans *HFSS*, il faut définir une ligne d'intégration pour chaque source, elle spécifie soit la ligne de calibration qui indique la direction du champ d'excitation au niveau du port, soit une ligne d'impédance le long de laquelle est calculée l'impédance du port. Dans ce dernier cas on doit définir les deux points où le voltage différentiel est supposé être maximal. Par exemple, pour une ligne microruban, un point sera placé au centre de la ligne et l'autre directement en dessous de lui sur le plan de masse.

5.4.1.5 Mise au point de la simulation

Maintenant que la structure est définie, les conditions aux limites et les sources sont choisies, la simulation peut commencer. Pour cela, il faut mettre au point la résolution, en définissant la fréquence de maillage, l'intervalle de fréquence de la résolution et les critères de convergence. Comme annoncé plus haut, *HFSS* utilise la méthode des moments pour résoudre les équations de Maxwell à l'intérieur du design 3D. La résolution commence par un maillage de la structure. Choisir les paramètres de maillage et la fréquence à laquelle la structure va être calculée sont les paramètres clés dans la mise au point de la solution. La mise au point se fait en suivant la procédure suivante :

Sous le menu « HFSS » il faut choisir le type de solution visée, il en existe trois :

- 3) Mode guidé « **Driven modal** », pour déterminer les paramètres S , cette solution est basée sur le calcul modal d'une structure passive comme les guides d'ondes, les circuits microruban et les lignes de transmission. Les paramètres S sont exprimés en termes des puissances incidente et réfléchie des ondes guidées dans la structure,
- 4) Mode lignes de transmissions « **Driven terminal** », pour calculer les paramètres S , des structures passives, basée sur les tensions et courants au niveau des ports. Recommandée dans le cas d'excitation par des ports multi-conducteurs à base de lignes de transmission,
- 5) Modes propres « **Eigenmode** », pour calculer les fréquences propres, les modes propres et les champs correspondants aux fréquences de résonances d'une structure donnée.

Une fois, le type de solution choisi, l'étape suivante est de préciser l'intervalle de fréquence, pour lequel on recherche une solution, ainsi que le pas ou la « résolution » en fréquence.

Pour les deux premiers types de solution « *Driven modal* » et « *Driven terminal* », il faut spécifier la fréquence à laquelle la solution doit être générée. Pour générer une solution dans une gamme de fréquence, il faut définir un intervalle de balayage (***Frequency sweep*** ». Ici, aussi, l'utilisateur a trois choix possibles :

- **Le balayage rapide** « *Fast sweep* », génère une seule solution pour chaque division à l'intérieur de l'intervalle de fréquence. HFSS utilise la fréquence centrale de l'intervalle de fréquence pour sélectionner une solution aux valeurs propres adéquate, avec laquelle il génère, par extrapolation, une solution pour tout l'intervalle de balayage. HFSS utilise la fréquence à laquelle on cherche une solution comme fréquence centrale, si elle est dans l'intervalle de balayage, sinon il utilise la fréquence centrale de l'intervalle. Il faut choisir le mode balayage rapide si la structure est résonante, et la courbe de réponse possède une variation abrupte.
- **Le Balayage discret** « *Discrete sweep* », calcule les solutions pour toutes les fréquences spécifiées dans l'intervalle demandé avec un pas prédéfini. Par défaut, les champs sont sauvegardés uniquement pour la fréquence maximale, sauf si l'utilisateur spécifie de les sauvegarder pour toutes les fréquences. Ce choix est tout indiqué dans le cas où seul un petit nombre de point est nécessaire pour représenter avec une bonne précision la solution dans une gamme de fréquences donnée.

- **Balayage avec interpolation** « *Interpolating sweep* », pour lequel les calculs ne sont faits que pour certaines fréquences, et les solutions pour tout l'intervalle demandé sont obtenues par interpolation entre les points calculés. Les fréquences, pour lesquelles la structure est calculée, sont choisies de telle sorte que la solution interpolée répond aux critères de précision spécifiés. Ce choix est conseillé dans le cas où l'intervalle de fréquence est très large et la réponse fréquentielle est « lisse », ou dans le cas où les ressources mémoire nécessaires sont insuffisantes.

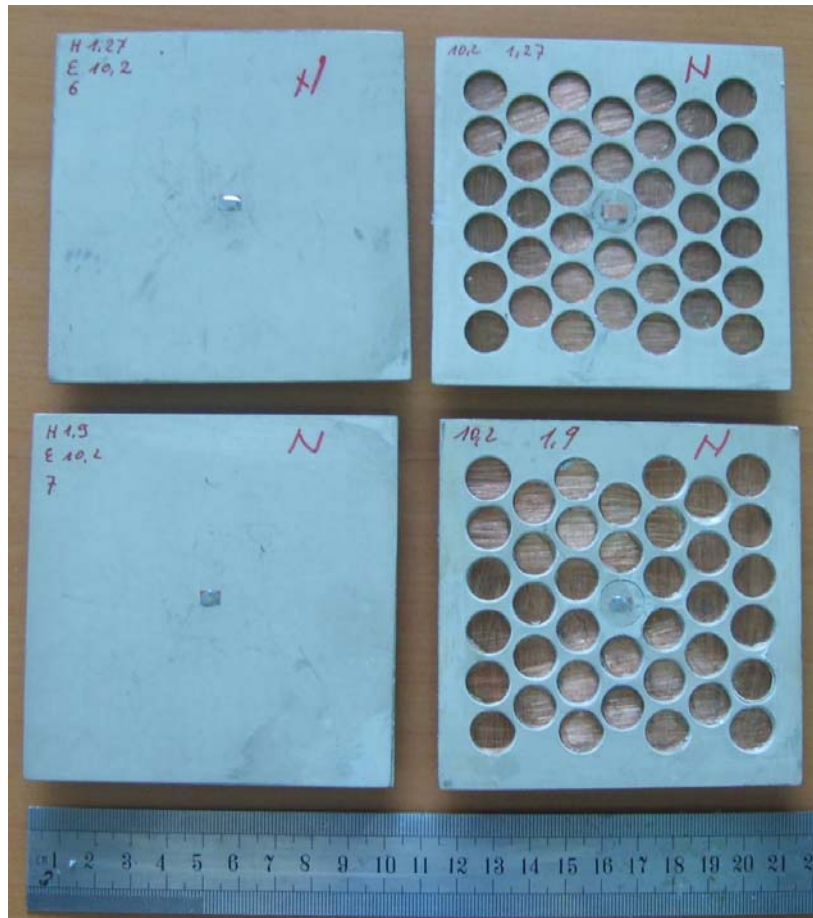
HFSS commence ces calculs avec un maillage grossier, ensuite un affinage du maillage est effectué à la fréquence de la solution demandée. Par défaut cette fréquence est la plus haute fréquence spécifiée dans la solution. L'utilisateur peut choisir la fréquence pour laquelle il désire effectuer l'affinage du maillage. Il est conseillé par exemple de choisir la fréquence de résonance lors de la simulation d'une antenne.

5.5 Simulation et fabrication des antennes patch sur le substrat 2D-BIEP

Comme nous l'avons énoncé plus haut, nous commençons la simulation, de nos antennes, en utilisant comme dimensions initiales celles de l'approximation d'ordre zéro, obtenues en utilisant la procédure décrite au chapitre 5.3 (voir tableau 5.3). Ces dimensions seront affinées en utilisant une approche itérative, par essais successifs « *trial and error* ». Une fois les dimensions optimales obtenues, nous les utiliserons pour fabriquer nos prototypes. Le tableau 5.4 montre les dimensions obtenues avec **HFSS**, pour les 4 quatre antennes patch sur substrat uniforme et substrat 2D-BIEP. Les dimensions optimisées par **HFSS** diffèrent de celles prédites par l'approximation d'ordre zéro. L'écart est de l'ordre de 17 % pour les longueurs L et les largeurs W des patches, et de 50 % pour la position des points d'excitation X_p .

Les prototypes, représentés à la figure 5.12, ont été fabriqués et mesurés, à l'analyseur de réseau vectoriel (VNA), au laboratoire d'hyperfréquences (Emic-UCL) de l'université catholique de Louvain la neuve, Belgique.

Nous adoptons la convention suivante, pour désigner nos antennes. Le nom de l'antenne est composé de deux abréviations reliées par le signe « - ». La première abréviation « Bie » ou « Uni » renseigne sur le type de substrat utilisé, respectivement substrat à bande interdite électromagnétique 2D-BIEP et substrat uniforme. La deuxième « 1d9 » ou « 1d27 » renseigne sur l'épaisseur du substrat utilisé respectivement $h = 1.9$ mm et $h = 1.27$ mm. Par exemple, le nom « Bie-1d9 » désigne l'antenne réalisée sur un substrat 2D-BIEP d'épaisseur 1.9 mm. En fin, pour différencier un résultat théorique d'un résultat expérimental, nous ajoutons une troisième abréviation, respectivement « HFSS » ou « Mes ».



(a)

(b)

Figure 5.12 Prototypes des antennes fabriquées :
 a) sur substrat uniforme,
 b) sur substrat 2D-BIEP.

Tableau 5.4 Dimensions des antennes patch obtenues par la simulation **HFSS**.

Antenne	L (mm)	W (mm)	X_p (mm)	f_0 (GHz)
Uni-1d27-HFSS	4.58	6.38	0.87	8.52
Bie-1d27-HFSS	4.58	6.38	0.84	8.51
Uni-1d9-HFSS	4.00	5.56	0.90	8.47
Bie-1d9-HFSS	4.00	5.56	0.82	8.38

5.6 Résultats et discussion

Le tableau 5.5 présente une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par la simulation avec **HFSS**. Nous remarquons tout d'abord une assez bonne concordance entre les valeurs prédites par la simulation et celles des mesures, surtout en ce qui concerne les fréquences de résonance où l'écart ne dépasse pas les 2 %. Les figures 5.13 et 5.16 montrent les courbes expérimentales et théoriques des impédances d'entrées et des coefficients de réflexion des quatre antennes considérées. Nous remarquons que pour les résistances d'entrées l'écart, entre les valeurs théoriques et expérimentales à la

fréquence de résonance, varie entre 5 % (pour l'antenne Bie-1d27) et 15 % (pour l'antenne Uni-1d27). Ces écarts sont dus à deux facteurs liés à l'excitation des antennes. Le premier facteur concerne les dimensions de la sonde d'excitation, comparées à celles des antennes. En effet, les dimensions (Longueur L et largeur W) des quatre antennes considérées sont inférieures à 5 mm, alors que la sonde d'excitation a un diamètre $\phi_s = 1.28$ mm ($L/\phi_s = 3.5$). Le deuxième facteur est relatif au positionnement du point d'excitation, comme le montrent les figures 5.13 à 5.16 et le tableau 5.5. Nous constatons que pour les quatre antennes fabriquées, les sondes d'excitation sont situées à moins de 1 mm du centre des patch ($X_p \leq 1$ mm), alors que la sonde a un diamètre de $\phi_s = 1.28$ mm. Dans cette région proche du centre du patch, la variation de l'impédance d'entrée de l'antenne en fonction de X_p est très rapide. Par exemple, pour l'antenne Bie-1d9, une variation de X_p de 0.05 mm, autour de la valeur 0.82 mm fait varier le module du coefficient de réflexion S_{11} de 30 dB et la partie réelle de l'impédance d'entrée R_{in} de 5 Ω , comme nous pouvons le voir sur les figures 5.15 et 5.16. Vu le diamètre de la sonde d'excitation, il est difficile en utilisant les techniques de fabrication des circuits imprimés conventionnelles, de positionner la sonde à la distance X_p avec une précision de l'ordre du dixième de millimètre. Dans de meilleures conditions, on peut espérer une précision de positionnement de la sonde au mieux de l'ordre de 0.5 mm. Or un écart de un dixième de millimètre sur X_p peut produire une variation de R_{in} de l'ordre de 10 Ω .

5.6.1 Bande passante

L'examen du tableau 5.5 montre tout d'abord certains écarts entre les valeurs théoriques et mesurées des bandes passantes. Ces écarts s'expliquent par la désadaptation des antennes fabriquées et mesurées due au positionnement de la sonde d'excitation, comme nous l'avons expliqué au paragraphe précédent. Néanmoins, les résultats obtenus restent cohérents conformément au critère de Chu. Le but de cette expérience n'étant pas de chiffrer avec précision la bande passante des antennes, mais de mettre en évidence les améliorations apportées par l'utilisation des substrats 2D-BIEP en tirant profit de leur propriété de supprimer la propagation des ondes de surface.

Le tableau 5.5 montre de plus, que les antennes Uni-1d9 et Bie-1d9, réalisées sur des substrats (uniforme et BIE) d'épaisseur 1.9 mm, présentent des bandes passantes bien plus importantes que celles des antennes Uni-1d27 et Bie-1d17, réalisées sur des substrats d'épaisseur 1.27 mm. Cette augmentation de l'épaisseur des substrats de l'ordre de 50 % s'est traduite par une augmentation, de la bande passante, supérieure à 100 % (par rapport à l'antenne de référence Uni-1d27). Le tableau 5.5 montre que cette augmentation est accompagnée par une nette diminution du gain de l'antenne Uni-1d9 par rapport à l'antenne de référence Uni-1d27. De la figure 5.20, nous constatons aussi une dégradation du diagramme de rayonnement. En revanche, nous constatons que l'antenne Bie-1d9, réalisée sur le substrat 2D-BIEP d'épaisseur 1.9 mm, présente un gain supérieur à celui de l'antenne de référence et un diagramme de rayonnement comparable, tout en ayant une bande passante aussi importante que celle de l'antenne Uni-1d9.

Tableau 5.5 Caractéristiques des antennes patch fabriquées et simulées.

Antenne	h (mm)	X_p (mm)	f_0 (GHz)	f_{c1} (GHz)	f_{c2} (GHz)	B (%)	$(S_{11})_{\min}$ (dB)	R_{in} (Ω)	Directivité (dB)	Gain (dB)
Uni-1d27-HFSS	1.27	0,82	8,50	8,385	8,615	2,71	-26,84	44,28	5.4	5,1
		0,87	8,52	8,39	8,64	2,93	-41,13	49,25	5.4	5,1
		0,92	8,525	8,395	8,665	3,04	-24,40	51,51	5.4	5,1
Uni-1d27-mes		0,87	8,42	8,30	8,54	2,85	-15,81	56,72	-	
Bie-1d27-HFSS		0,79	8,49	8,385	8,595	2,47	-26,05	43,78	5,9	5,5
		0,84	8,51	8,39	8,62	2,70	-43,14	48,97	5,9	5,5
		0,89	8,525	8,405	8,645	2,81	-24,45	54,49	5,9	5,5
Bie-1d27 mes		0,84	8,48	8,36	8,60	2,83	-10,61	46,64	-	
Uni-1d9-HFSS		1.9	0,85	8,46	8,225	8,795	5,55	-25,40	43,51	4,6
	0,90		8,48	8,22	8,73	6,01	-54,43	48,28	4,6	4,4
	0,95		8,465	8,195	8,735	6,38	-26,37	53,34	4,5	4,4
Uni-1d9-mes	0,90		8,39	8,04	8,73	8,22	-20,75	43,45	-	
Bie-1d9-HFSS	0,77		8,46	8,265	8,645	4,49	-23,18	42,13	5,8	5,7
	0,82		8,46	8,25	8,67	4,96	-39,78	47,43	5,8	5,5
	0,87		8,46	8,235	8,675	5,20	-27,15	52,83	5,8	6,6
Bie-1d9-mes	0,82		8,53	8,32	8,75	5,04	-11,14	31,75	-	

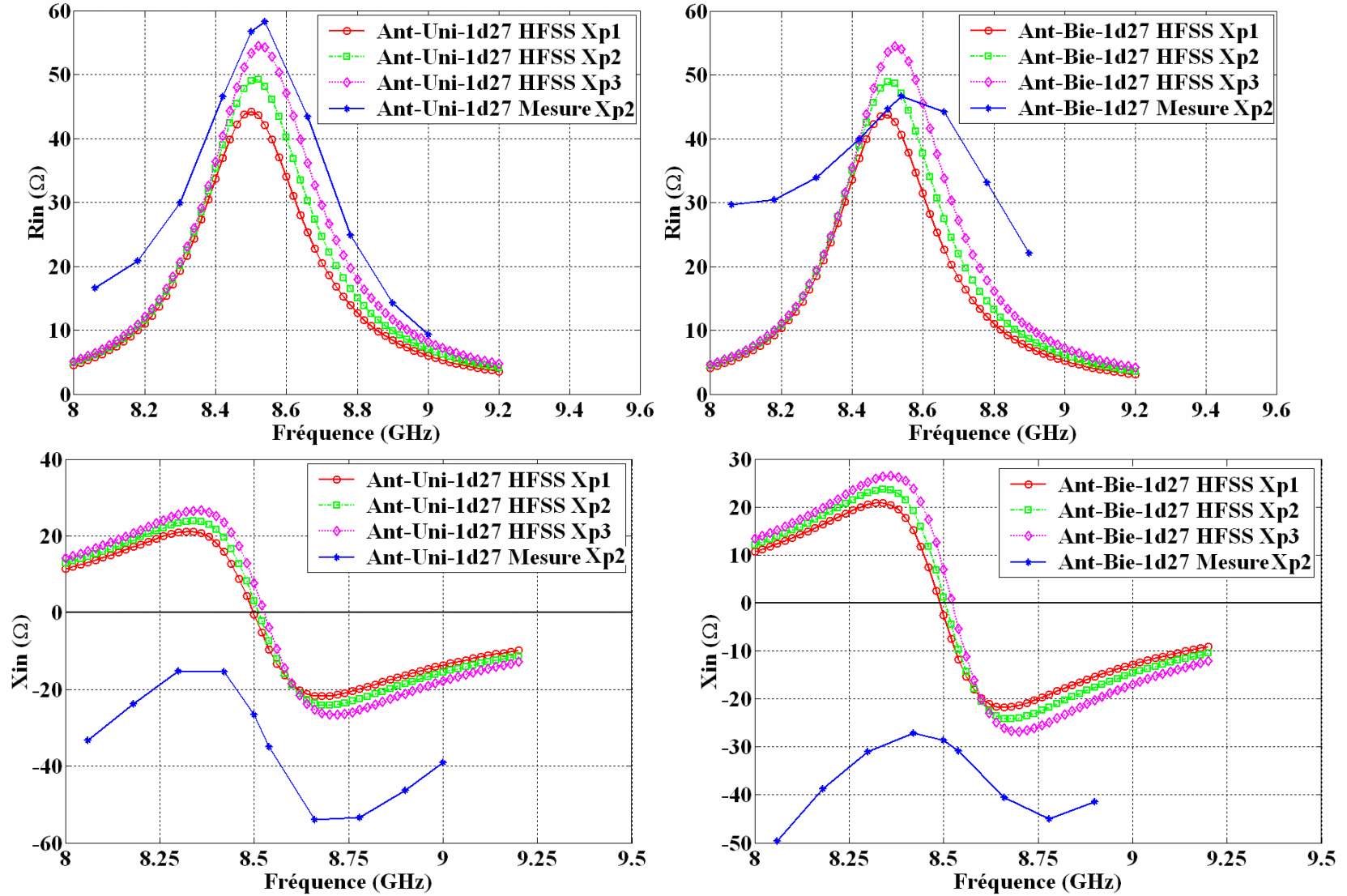


Figure 5.13 Impédances d'entrée mesurées et simulées des antennes patch sur substrat d'épaisseur $h = 1.27$ mm :
 a) uniforme avec $X_{p1} = 0.82$ mm, $X_{p2} = 0.87$ mm, $X_{p3} = 0.92$ mm,
 b) 2D-BIEP avec $X_{p1} = 0.79$ mm, $X_{p2} = 0.84$ mm, $X_{p3} = 0.89$ mm.

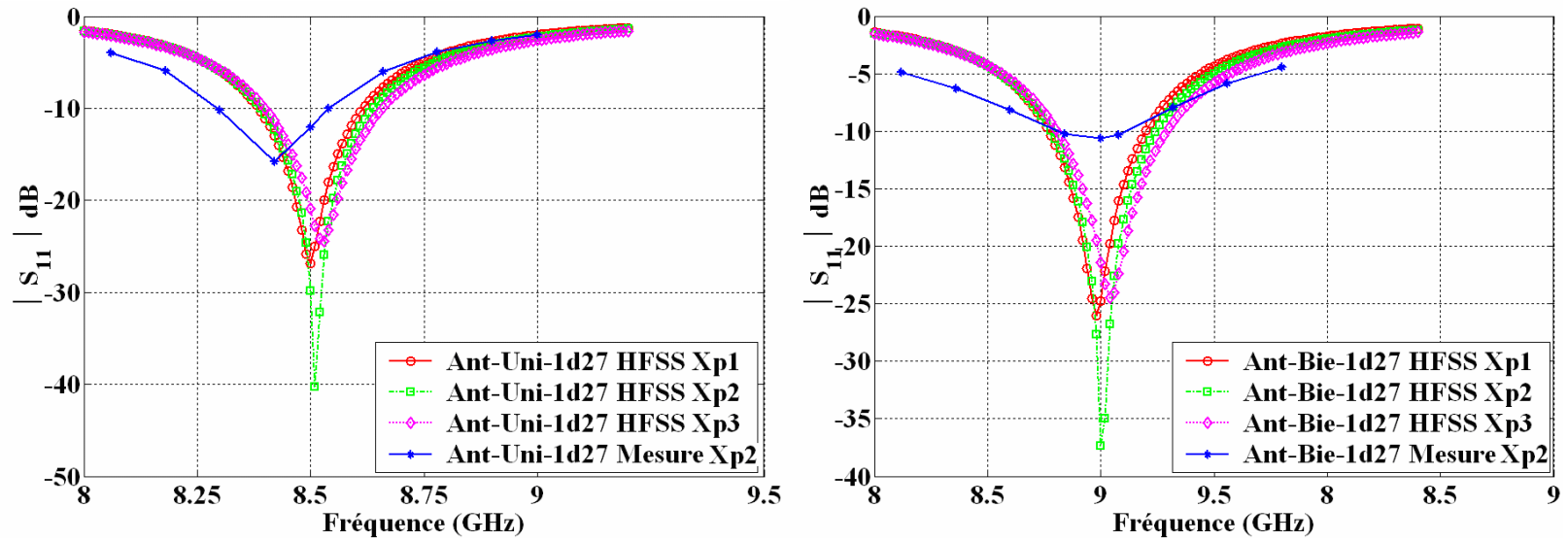


Figure 5.14 Coefficients de réflexion mesurés et simulés des antennes patch d'épaisseur $h = 1.27$ mm :
 a) uniforme avec $X_{p1} = 0.82$ mm, $X_{p2} = 0.87$ mm, $X_{p3} = 0.92$ mm,
 b) 2D-BIEP avec $X_{p1} = 0.79$ mm, $X_{p2} = 0.84$ mm, $X_{p3} = 0.89$ mm.

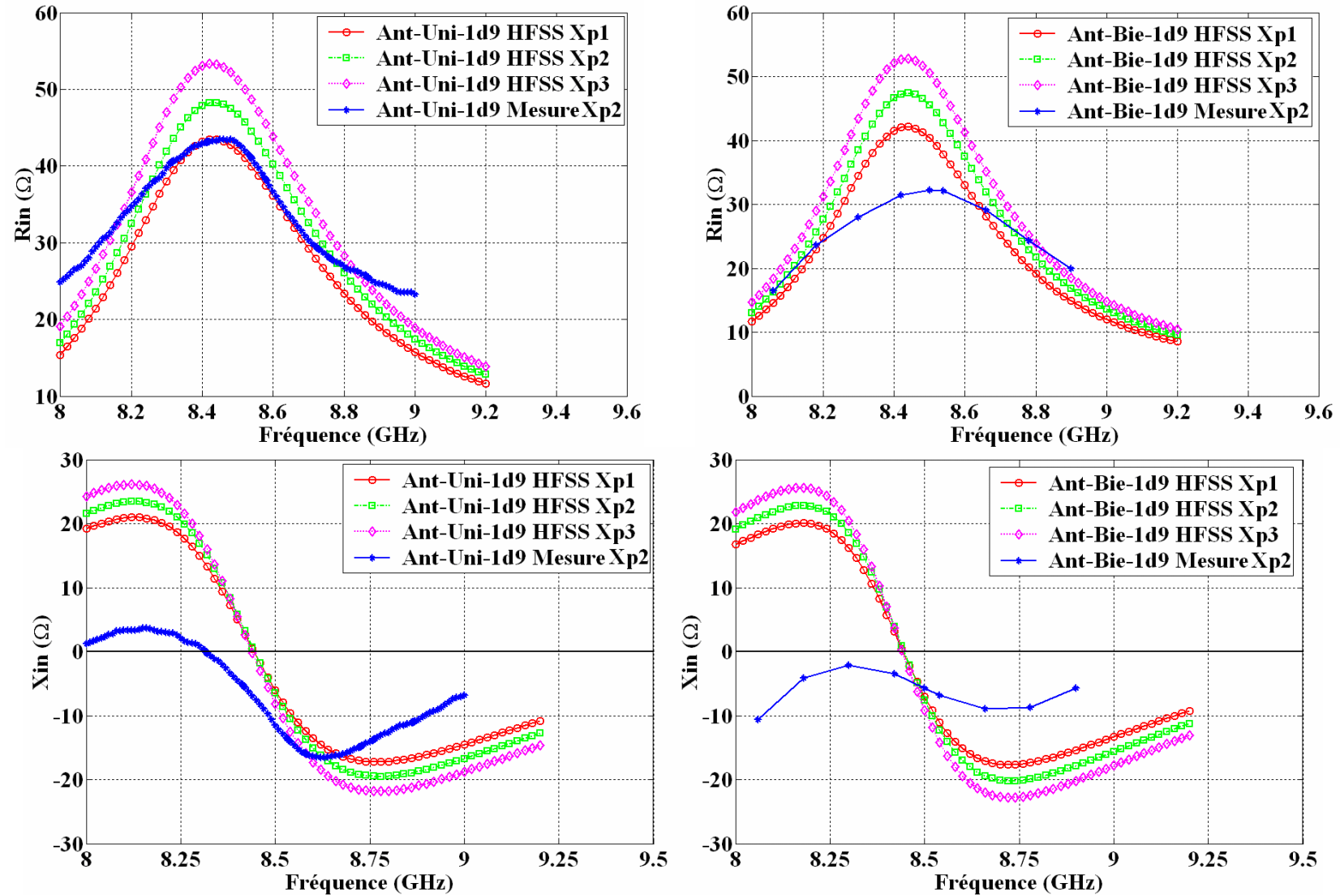


Figure 5.15 Impédances d'entrée mesurées et simulées des antennes patch sur substrat d'épaisseur $h = 1.9$ mm :
 a) uniforme avec $X_{p1} = 0.85$ mm, $X_{p2} = 0.90$ mm, $X_{p3} = 0.95$ mm,
 b) 2D-BIE avec $X_{p1} = 0.77$ mm, $X_{p2} = 0.82$ mm, $X_{p3} = 0.87$ mm.

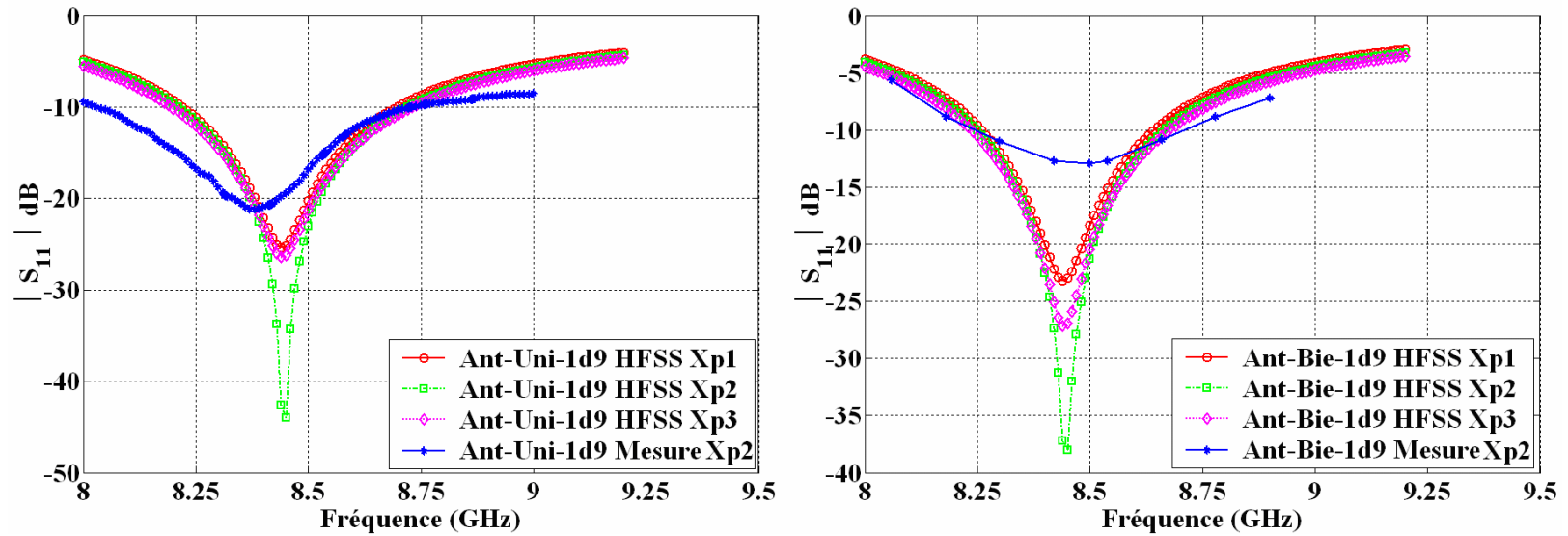


Figure 5.16 Coefficients de réflexion mesurés et simulés des antennes patch sur substrat d'épaisseur $h = 1.9$ mm :
 a) uniforme avec $X_{p1} = 0.85$ mm, $X_{p2} = 0.90$ mm, $X_{p3} = 0.95$ mm,
 b) 2D-BIEP avec $X_{p1} = 0.77$ mm, $X_{p2} = 0.82$ mm, $X_{p3} = 0.87$ mm

5.6.2 Suppression des ondes de surface

Les antennes réalisées utilisent pour chaque type de substrat (uniforme et 2D-BIEP) deux épaisseurs différentes, la première $h = 1.27$ mm ($h/\lambda = 0.036$ [2]) pour laquelle les effets des ondes de surface sont minimales et la deuxième $h = 1.9$ mm ($h/\lambda = 0.54$ [2]) pour laquelle les effets des ondes de surface sont conséquents. On mettra ainsi en évidence l'effet des substrats 2D-BIEP dans l'amélioration des performances des antennes patch imprimées en supprimant les ondes de surfaces.

La figure 5.17 montre les cartes du champ électrique, pour différentes fréquences, dans les substrats uniforme et 2D-BIEP d'épaisseur 1.27 mm. Nous remarquons que pour les substrats (uniforme et 2D-BIEP) d'épaisseur 1.27 mm, l'intensité du champ électrique est presque identique pour les deux types de substrat. Elle commence à devenir appréciable pour des fréquences supérieures à 13 GHz, c'est-à-dire quand la fréquence est proche de la fréquence de coupure du premier mode de surface TE_1 . En effet avec cette épaisseur de substrat le premier mode de surface a une fréquence de coupure de 19.5 GHz (voir tableau 5.1).

La figure 5.18 montre les cartes du champ électrique, pour différentes fréquences, dans les substrats uniformes et 2D-BIEP d'épaisseur 1.9 mm. Nous remarquons que l'intensité du champ électrique à la surface du substrat uniforme est appréciable à partir de la fréquence de 8.5 GHz, car pour cette épaisseur la fréquence de coupure du premier mode de surface est de 12.98 GHz. En revanche, pour le substrat 2D-BIEP, nous remarquons que l'intensité du champ électrique à la surface du substrat est nettement réduite même à la fréquence de 14 GHz. La densité du champ électrique à la surface des substrats uniformes, pour les différentes fréquences, est nettement plus intense qu'à la surface des substrats 2D-BIEP.

Des figures 5.17 et 5.18, nous remarquons que plus la fréquence et l'épaisseur, du substrat, sont élevées plus l'intensité des ondes de surface excitées est importante dans le substrat uniforme et plus l'effet du substrat 2D-BIEP devient appréciable.

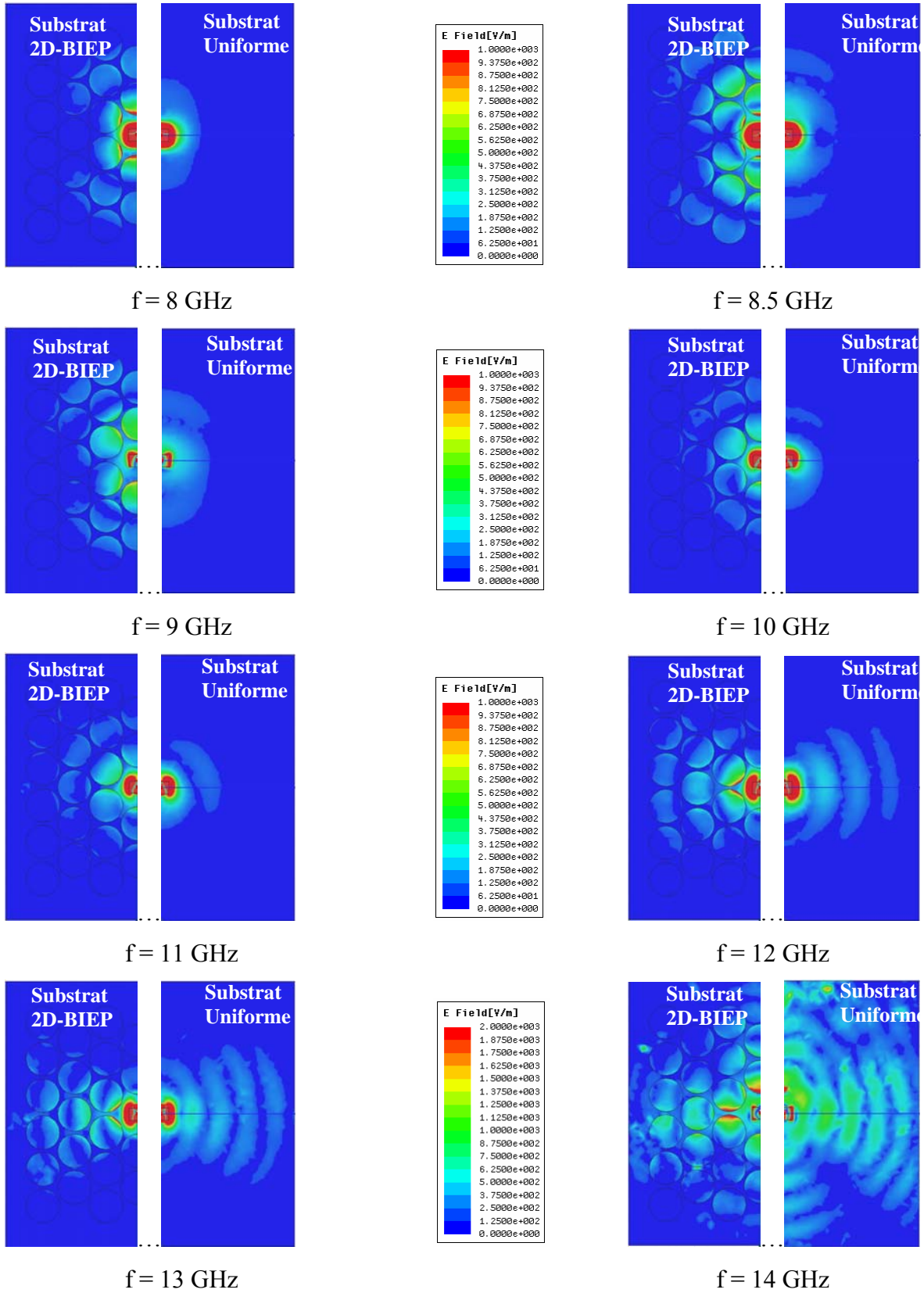


Figure 5.17 Carte du champ électrique, pour différentes fréquences, à la surface des substrats uniforme et 2D-BIEP d'épaisseur $h = 1.27$ avec une permittivité diélectrique $\epsilon_r = 10.2$.

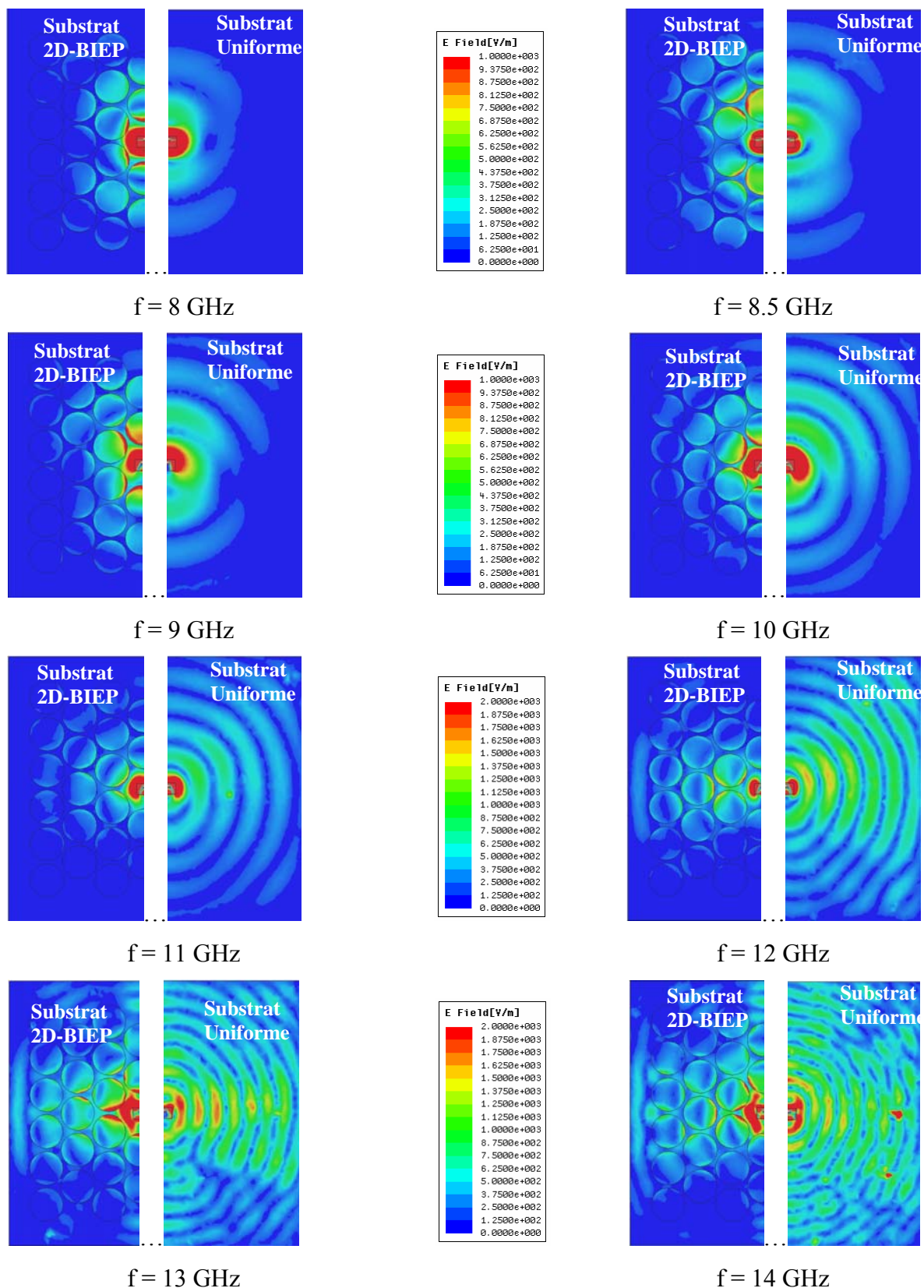


Figure 5.18 Carte du champ électrique, pour différentes fréquences, à la surface des substrats uniforme et 2D-BIEP d'épaisseur $h = 1.9$ avec une permittivité diélectrique $\epsilon_r = 10.2$.

5.6.3 Gain des l'antennes patch

La figure 5.19 montre l'évolution des gains des quatre antennes en fonction de la fréquence. Nous remarquons bien que l'augmentation de l'épaisseur du substrat uniforme se traduit par une diminution du gain de l'ordre de 16 %, par rapport à celui de l'antenne de référence. Alors que pour les antennes sur le substrat 2D-BIEP, l'augmentation de l'épaisseur n'affecte pas le gain de l'antenne. De plus, nous constatons que l'utilisation du substrat 2D-BIEP permet d'augmenter le gain d'environ 10 % par rapport à l'antenne de référence Uni-1d27 et 27 % par rapport à l'antenne Uni-1d9. L'antenne Uni-1d9 présente le gain le plus faible. Cette constatation est conforme aux prévisions car cette structure offre les meilleures conditions d'excitation des ondes de surface. Pour la même épaisseur du substrat, l'antenne Bie-1d9, réalisée sur le substrat 2D-BIEP, offre une augmentation du gain de l'ordre de 27 %. Cette performance est due à la suppression des ondes de surface par ce type de substrat. En effet, la part d'énergie, servant à exciter les ondes de surface dans le substrat uniforme d'épaisseur 1.9 mm, est transformée en puissance rayonnée, dans le substrat 2D-BIEP d'épaisseur 1.9 mm. En revanche, pour les substrats d'épaisseur 1.27 mm, les écarts entre les gains des antennes sur substrat uniformes et 2D-BIEP ne diffèrent pas beaucoup, du moment que pour cette épaisseur les ondes de surface sont moins excitées.

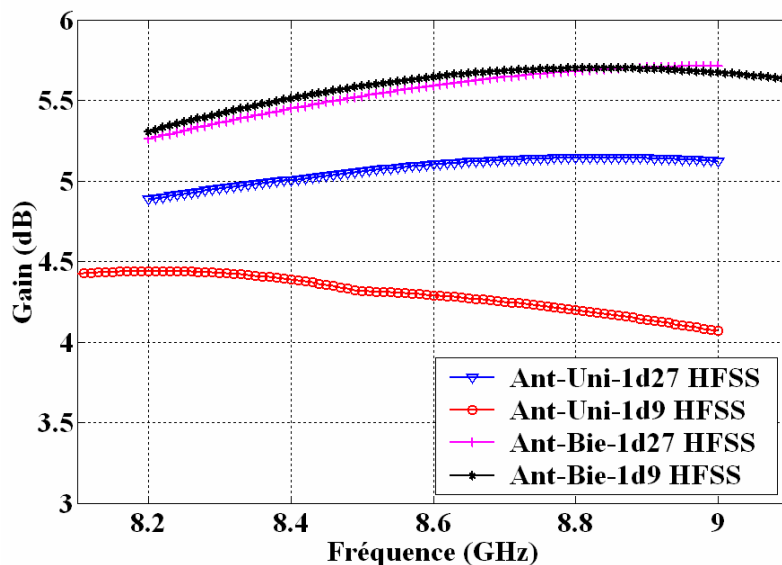


Figure 5.19 Évolution du Gain des antennes en fonction de la fréquence.

5.6.4 Diagramme de rayonnement

Les figures 5.20 à 5.23 montrent les diagrammes de rayonnement mesurés des différentes antennes réalisées. La comparaison de ces différents diagrammes nous permet de mettre en évidence le rôle joué par le substrat 2D-BIEP dans la suppression des ondes de surface, qui se traduit par une amélioration du diagramme de rayonnement. Nous remarquons que l'augmentation de l'épaisseur du substrat uniforme, favorise l'excitation des ondes de surface, qui comme nous le savons, sont responsables de la dégradation du diagramme de rayonnement de l'antenne par leurs diffractions aux bords de la structure rayonnante. En revanche, la même augmentation de l'épaisseur de substrat 2D-BIEP n'affecte pas le diagramme de rayonnement de l'antenne. Cette performance est due donc à la propriété que possèdent les substrats à bandes interdites électromagnétiques d'empêcher la propagation des ondes électromagnétiques dont les fréquences sont situées à l'intérieur de la bande interdite. Cette propriété nous permet d'utiliser des substrats plus épais sans être gêné par l'apparition des ondes de surface. L'augmentation de l'épaisseur du substrat permet entre autre d'améliorer la bande passante des antennes microruban.

Une augmentation de l'épaisseur du substrat uniforme de 1.27 mm à 1.9 mm (soit une augmentation de 50 %), provoque une nette dégradation des diagrammes de rayonnement dans les deux plans E et H, comme le montre la figure 5.20. Le niveau des lobes secondaires qui été de l'ordre de -13 dB dans le plan E (-9 dB dans le plan H) pour une épaisseur de 1.27 mm passe à -9 dB dans le plan E (-6 dB dans le plan H) pour une épaisseur de 1.9 mm. En d'autres termes une augmentation de l'épaisseur du substrat uniforme de 0.63 mm provoque une augmentation du niveau des lobes secondaire d'environ 4 dB dans le plan E (3 dB dans le plan H). Cette dégradation est due essentiellement à l'excitation des ondes de surface dans le substrat. L'utilisation du substrat 2D-BIEP, nous permet d'exploiter ses bandes interdites pour réduire les effets de ces ondes de surface. En effet, l'examen des figures 5.21 et du tableau 5.5 permet de mettre en évidence le rôle du substrat 2D-BIEP dans l'amélioration du diagramme de rayonnement de l'antenne Bie-1d9 par rapport à l'antenne réalisée sur le substrat uniforme de même épaisseur. Nous remarquons pour les antennes imprimées sur le substrat 2D-BIEP, qu'une augmentation de l'épaisseur de 1.27 mm à 1.9 mm, n'affecte pas le diagramme de rayonnement de l'antenne, comme on peut le voir sur les figures 5.20 et 5.21.

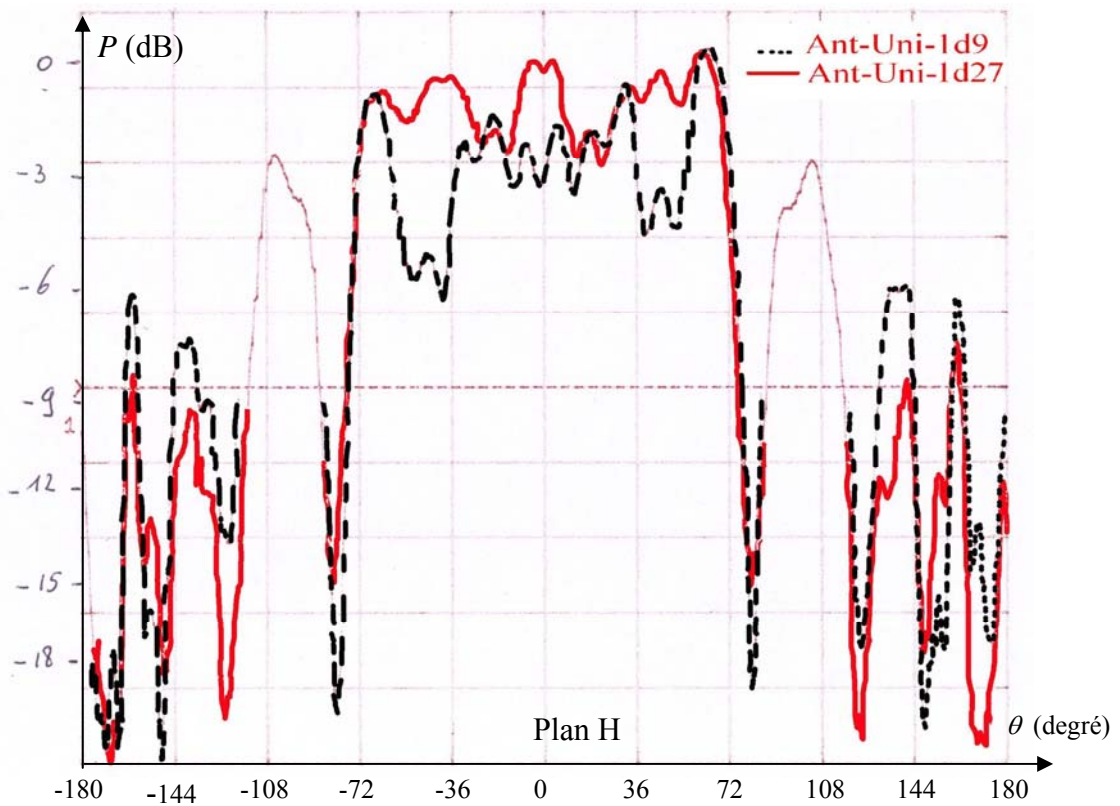
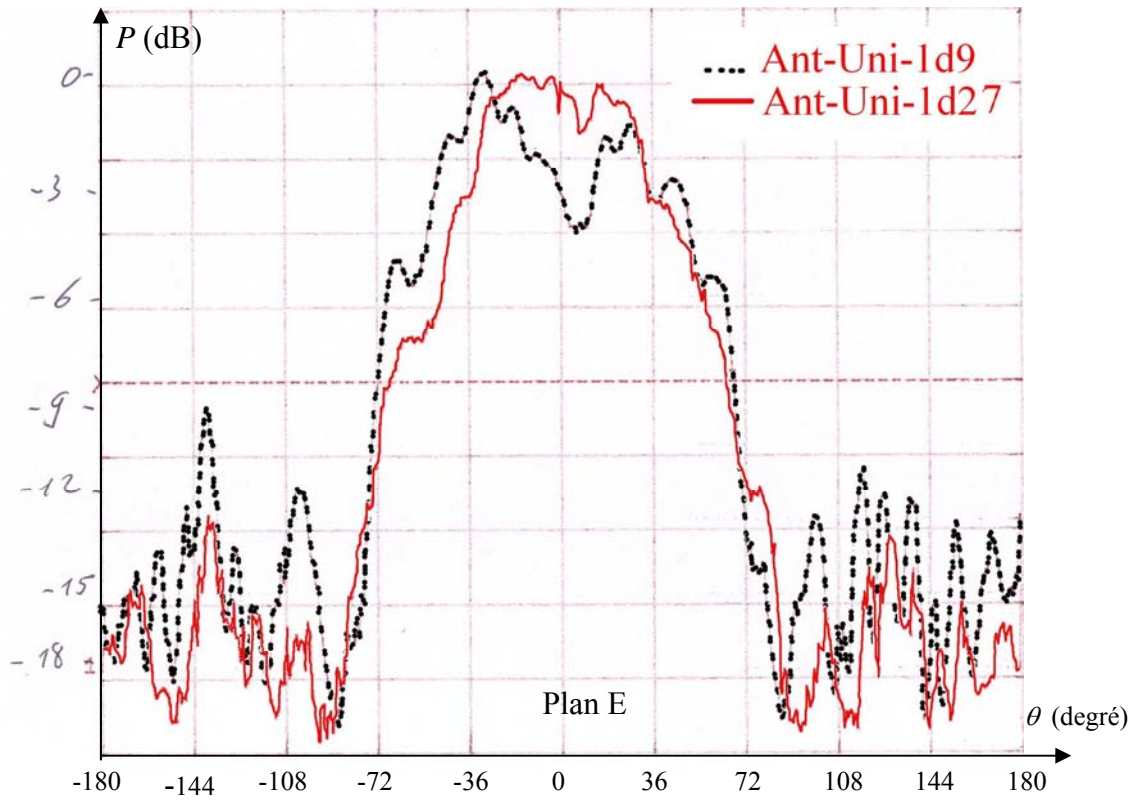


Figure 5.20 Diagrammes de rayonnement des antennes patch avec substrat uniforme d'épaisseurs $h = 1.90$ mm et $h = 1.27$ mm.

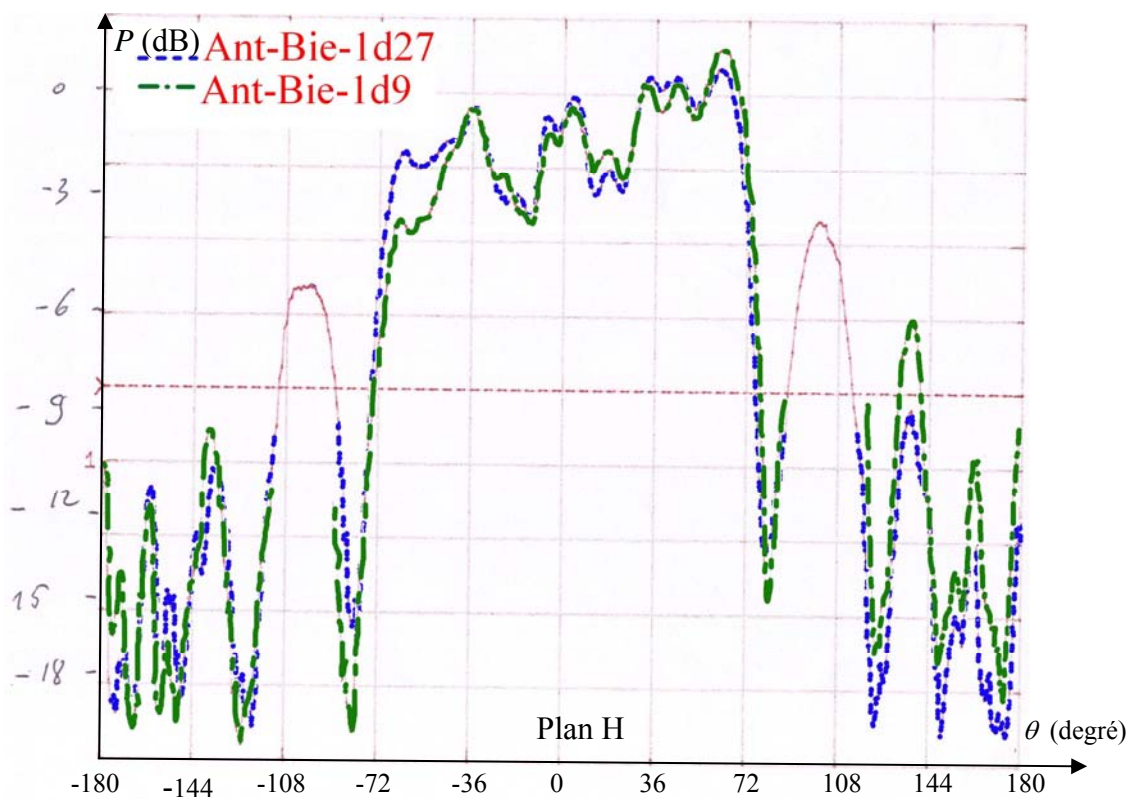
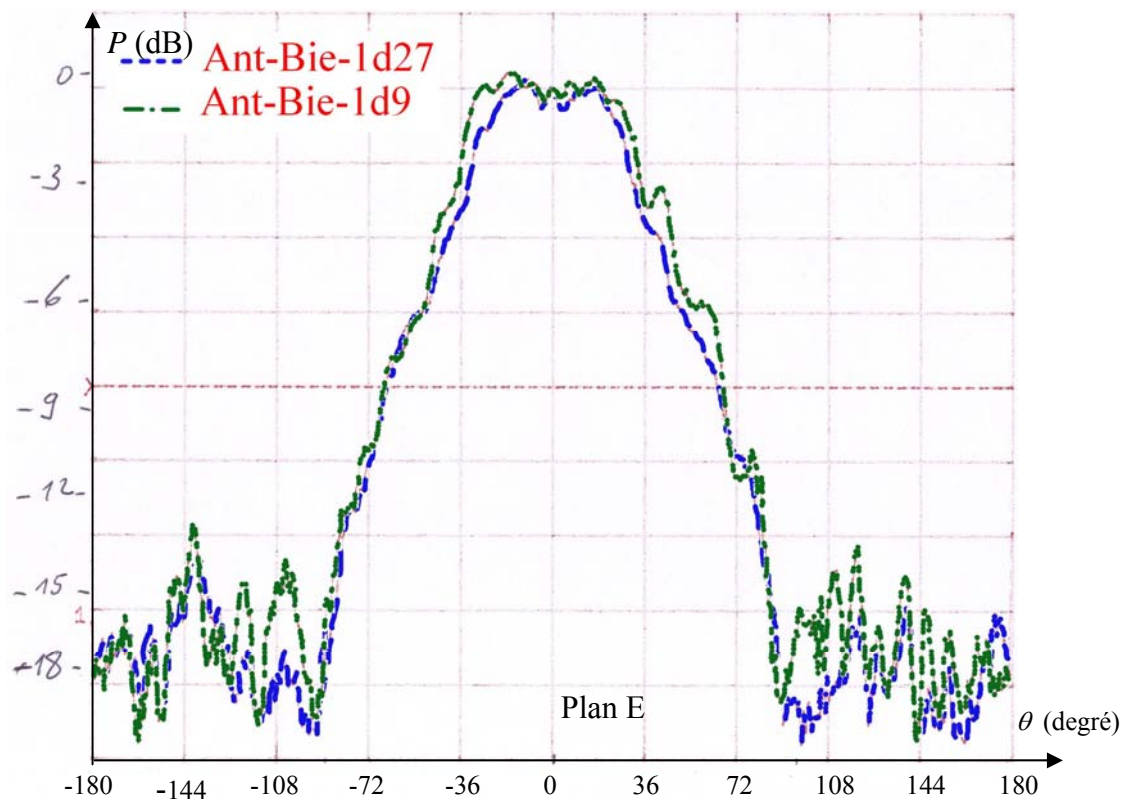


Figure 5.21 Diagrammes de rayonnement des antennes patch avec substrat 2D-BIEP d'épaisseurs $h = 1.90$ mm et $h = 1.27$ mm.

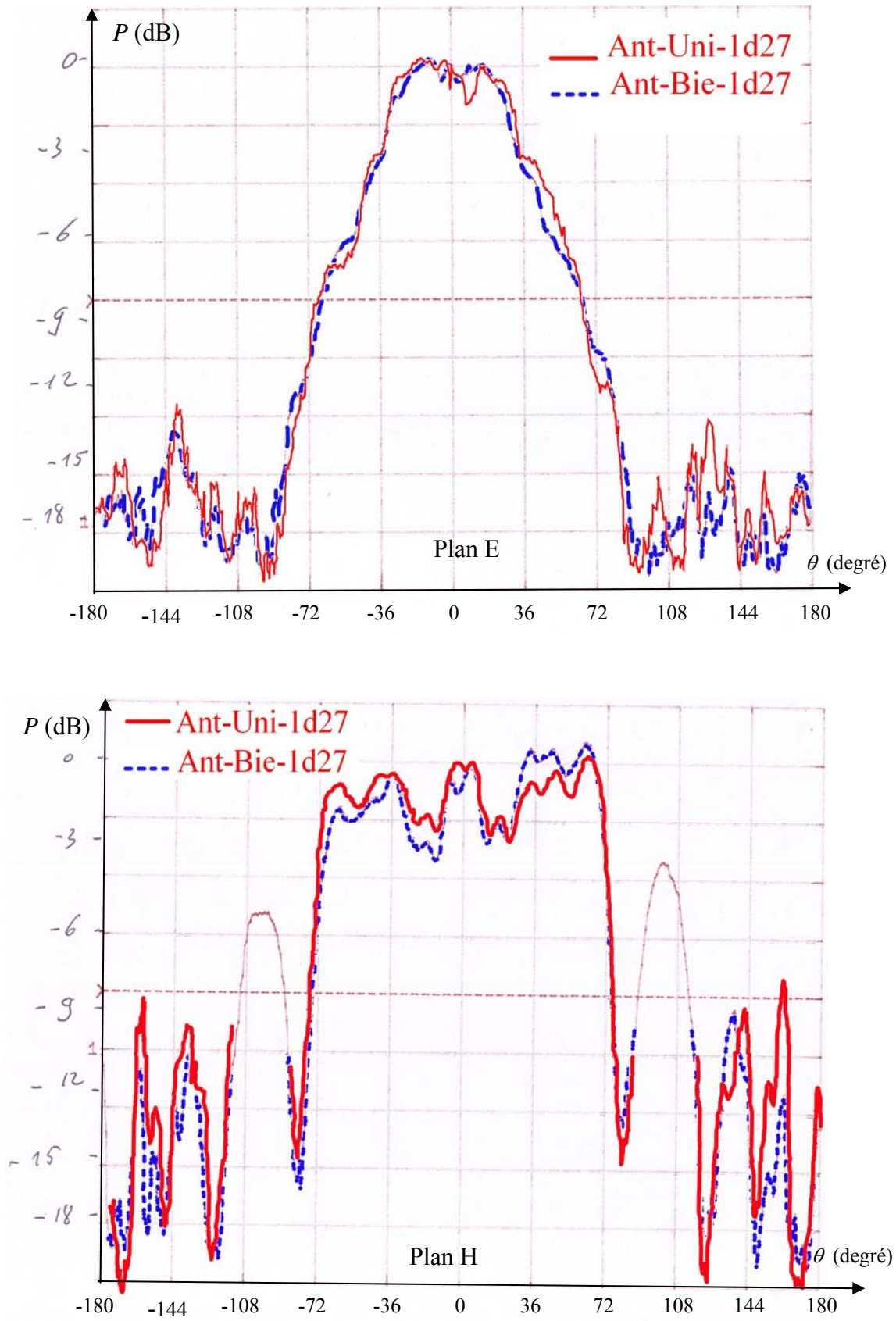


Figure 5.22 Diagrammes de rayonnement des antennes patch avec substrat uniforme et 2D-BIEP d'épaisseur $h = 1.27$ mm.

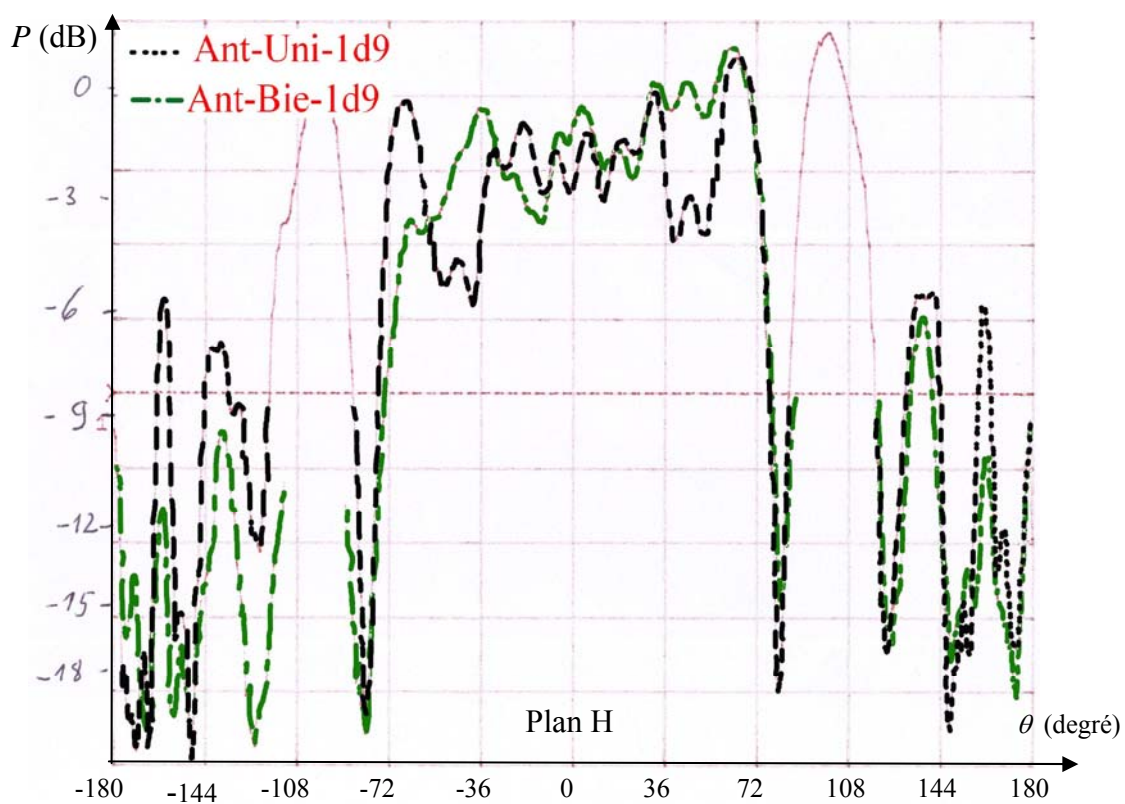
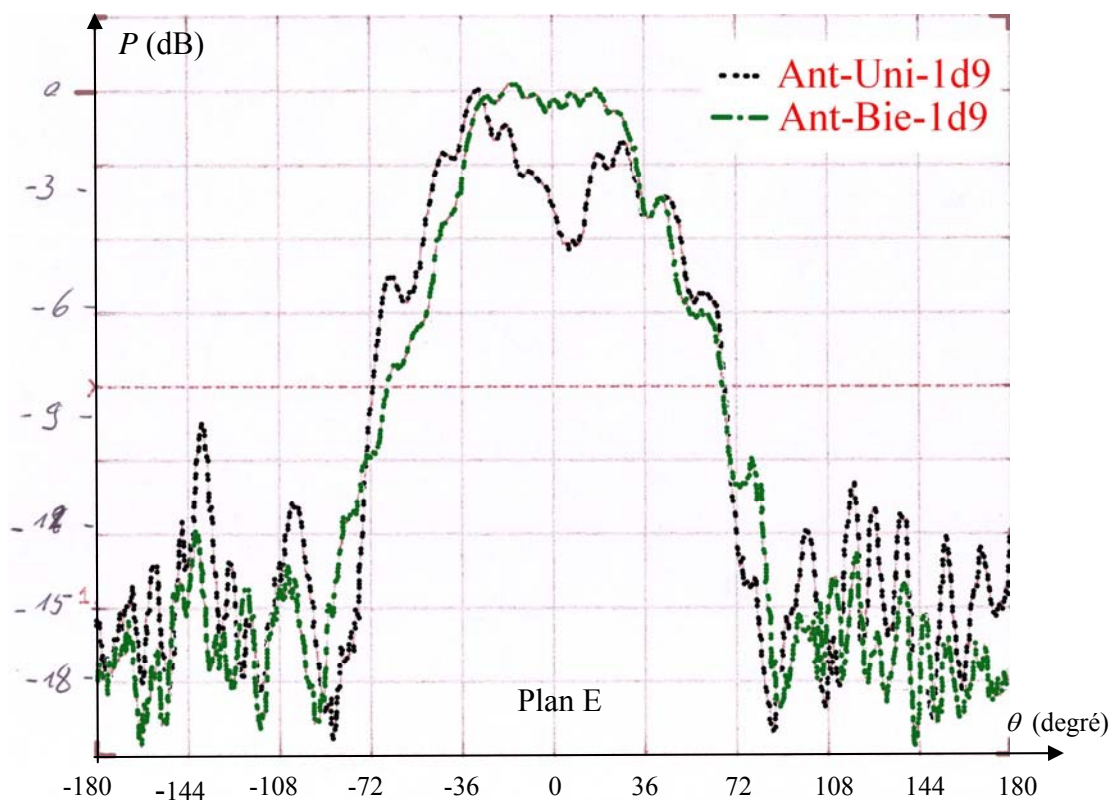


Figure 5.23 Diagrammes de rayonnement des antennes patch avec substrat uniforme et 2D-BIEP d'épaisseur $h = 1.90$ mm.

5.7 Conclusion

Dans le cadre de cette étude comparative, nous avons réalisé quatre antennes imprimées en utilisant deux types de substrats différents (uniforme et 2D-BIEP) et deux épaisseurs différentes ($h = 1.27$ mm et $h = 1.9$ mm) pour chaque type. Nous prenons comme référence l'antenne réalisée sur le substrat uniforme de permittivité $\epsilon_r = 10.2$ et d'épaisseur $h = 1.27$ mm. La comparaison des gains et des diagrammes de rayonnement des différentes antennes, permet de mettre en évidence les améliorations dans les performances des antennes apportées par la suppression des ondes de surface, excitées dans les substrats. En effet, une augmentation de l'épaisseur du substrat uniforme de 1.27 mm à 1.9 mm, permet de multiplier par un facteur 2 la bande passante, qui passe de 2.9 % à 6 %. En contre partie, elle cause une nette dégradation des diagrammes de rayonnement dans les deux plans E et H. Le niveau des lobes secondaires augmente d'environ 4 dB dans le plan E et 3 dB dans le plan H. Cette dégradation est due à la propagation des ondes de surface, favorisée par l'augmentation de l'épaisseur du substrat. En revanche, l'utilisation du substrat 2D-BIEP de même épaisseur (1.9 mm) permet d'obtenir une augmentation du gain de l'ordre de 27 %, et une nette amélioration du diagramme de rayonnement, tout en augmentant la bande passante. Ces performances sont dues à la suppression des ondes de surface par le substrat 2D-BIEP.

Chapitre 6

Prospective et conclusion générale

6 Prospective et conclusion générale

Ce travail de thèse porte sur l'utilisation des cristaux électromagnétiques à bandes interdites dans le domaine antennaire. Après avoir donné un aperçu général sur le concept des matériaux électromagnétiques à bandes interdites (BIE), nous avons exposé leurs propriétés ainsi que les critères de sélection du réseau périodique. L'apparition de bandes interdites, pour ces structures, est assujettie à plusieurs facteurs entre autre un rapport r/a assez important et un fort contraste d'indice de réfraction. Les structures de cylindres de diélectrique dans l'air, avec un réseau carré ou triangulaire, sont surtout constituées d'îlots isolés de permittivité élevée et présentent essentiellement des bandes interdites TM. Par contre, leurs structures duales, formées de cylindres d'air dans du diélectrique sont plutôt constituées de veines connectées de régions de permittivité élevée et présentent des bandes interdites TE. Il faut noter, que pour des grandes valeurs du ratio r/a proche de 0.5, les structures avec un réseau triangulaire sont constituées d'îlots assez larges et peu connectés favorisant, en plus des bandes TE, l'apparition de bandes TM. De plus pour certaines valeurs du ratio r/a , les bandes interdites TE et TM se recouvrent. D'une façon générale nous retiendrons que : l'apparition des bandes interdites TM est favorisée par des îlots isolés de matériau de haute permittivité, alors que celle des bandes interdites TE est favorisée par des veines connectées de matériau de haute permittivité.

L'obtention des bandes interdites pour les deux polarisations nécessite des cristaux à BIE présentant à la fois des îlots isolés et des veines connectées de matériaux de haute permittivité. La structure triangulaire de cylindres d'air dans un diélectrique constitue un bon candidat pour la conception et la fabrication de ces cristaux à BIE.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés aux structures périodiques bidimensionnelles planaires. Nous avons proposé une méthode analytique et expérimentale, basée sur le calcul des paramètres S d'une ligne de transmission, permettant de déterminer les structures des bandes interdites des ces cristaux électromagnétiques planaires. Cette méthode, bien que très simple à mettre en oeuvre, constitue un outil analytique et expérimental très efficace pour la conception des substrats à bande interdites électromagnétiques planaires, utilisés en technologie imprimée. Les substrats 2D-BIEP offrent un effet de filtrage très intéressant permettant la fabrication des filtres coupe bande peu coûteux.

Dans un troisième temps, nous avons utilisé ces substrats 2D-BIEP pour améliorer les performances des antennes imprimées. Les améliorations des performances des antennes sont dues à la propriété d'empêcher la propagation des ondes de surface, que possèdent ces substrats 2D-BIEP. Nous avons réalisé quatre antennes imprimées en utilisant deux types de substrats différents, un uniforme (servant de référence) et l'autre 2D-BIEP, et avec deux

épaisseurs différentes ($h = 1.27$ mm et $h = 1.9$ mm). La comparaison des gains et des diagrammes de rayonnement des différentes antennes, permet de mettre en évidence les améliorations des performances des antennes apportées par la suppression des ondes de surface. L'utilisation du substrat 2D-BIEP, avec sa propriété d'empêcher la propagation des ondes de surface, même avec un substrat épais ($h = 1.9$ mm), permet d'obtenir une augmentation du gain de l'antenne et une nette amélioration du diagramme de rayonnement.

Toutefois les développements les plus prometteurs à court terme, dans le domaine antennaire, sont certainement liés à l'utilisation des « METAMATERIAUX ». En effet, le concept des matériaux BIP et BIE a donné une grande poussée à la recherche scientifique dans la conception de nouveaux matériaux présentant des caractéristiques insoupçonnées et classées, jusqu'à un passé récent, comme anormales. Ces efforts ont abouti à la conception de matériaux artificiels appelés metamateriaux, dont ceux à indice de réfraction négatif. Parmi les principaux buts recherchés, par la communauté scientifique, dans ce domaine on peut citer : La réalisation de lentilles plane ou super lentilles en optique, et l'amélioration de la directivité et le balayage contrôlé électroniquement dans le domaine antennaire.

Récemment des structures artificielles « main gauche », ont été synthétisés et leurs propriétés peu communes, telles un indice de réfraction négatif et la focalisation sub-longueur d'onde « subwavelength », ont été expérimentalement démontrées [101] [102] [103]. Le terme « main gauche » décrit le fait que les vecteurs \vec{E} , \vec{H} et \vec{k} forment un trièdre main gauche, au lieu d'un trièdre main droite, comme c'est le cas dans les matériaux conventionnels [104]. Ainsi, dans des matériaux main gauche le vecteur de Poynting $\vec{E} \times \vec{H}$ est opposé (anti-parallèle) au vecteur d'onde \vec{k} . En d'autres termes, la direction de propagation de la vitesse de phase est opposée à celle de la de vitesse de groupe et du flux d'énergie.

Cet intérêt récent pour les métamatériaux a également touché la conception des antennes à ondes de fuites (AOF). Ces structures sont attrayantes pour leurs propriétés, gain élevé et large bande passante (non résonante), présentant un faisceau étroit, et la possibilité du balayage en fréquence. Cependant, la plupart des AOF ont été monodimensionnelle. Cela limitait leurs possibilités de balayage à une seule dimension de l'espace. Récemment, il y a eu des études faites sur des AOF bidimensionnelles constituées de réseaux de patch ou de fentes [105]- [106].

Une des structures métamatériaux les plus étudiées est la structure dite type « champignon », introduite par Sievenpiper et al. [107] comme surfaces périodiques à haute impédance. C'est une structure périodique constituée par un substrat chargé avec un réseau de plots verticaux et couverts par des plaques métalliques. Ces structures de type

champignon sont couramment employées comme des structures électromagnétique à bande interdite pour la suppression des ondes de surface ou comme surface à haute impédance pour obtenir des réflexions en phase [108].

Une première utilisation des métamatériaux est le balayage et le contrôle du rayonnement. En effet, en contrôlant les capacités séries entre les plaques métalliques on peut multiplier par deux la période de la structure dans une direction de propagation donnée, ce qui revient à réduire de moitié la zone de Brillouin. Ce-ci se traduit par un repliement du diagramme de dispersion et l'apparition d'un mode de rétro propagation. Des capacités contrôlables peuvent être réalisées soit avec des éléments discrets type diode varactor, soit sous forme de films en matériaux dont la permittivité est fonction du champ électrique qui leur est appliqué. Cette dernière technique semble très prometteuse et fait l'objet de plusieurs recherches en cours. En effet des films en **BST** (Ferro- et para électrique **Ba Sr TiO**) ont déjà été utilisés pour réaliser des déphaseurs accordables [109]. Une faible variation de la capacité série de la structure, produit un léger déplacement du diagramme de dispersion de la structure vers le bas ou vers le haut permettant d'obtenir un balayage vers l'avant par exemple, alors qu'une forte variation de la capacité produit le repliement du diagramme de dispersion, ce qui permet de rayonner vers l'arrière (la direction opposée) en utilisant le mode backward.

La deuxième utilisation possible des métamatériaux serait l'amélioration de la directivité des antennes. Les effets de directivité peuvent être démontrés pour des matériaux réfléchissants à haute et basse impédance et les métamatériaux simplement négatifs (soit ϵ est négatif soit μ est négatif) comme les réseaux de grilles métalliques. Concrètement, il s'agit de créer des cavités semi-ouvertes réalisées à l'aide de miroirs totalement réfléchissants et semi-transparentes pour rayonner dans une ou plusieurs directions de l'espace. Fondamentalement, il s'agit de coupler plus ou moins la cavité à l'espace libre avec en conséquence un contrôle de la directivité. On peut le faire en passant d'un métamatériau simplement négatif à doublement négatif. Des effets analogues sont obtenus en passant d'un état simplement négatif à doublement positif. Si les motifs du miroir supérieur présentent des gradients de forme comme cela vient d'être démontré en « cloaking » [110], il est également possible de dépointer voire de balayer le faisceau électromagnétique par des composants varactor ou grâce à des capacités variables par films ferroélectriques.

Dans l'exemple de la référence [113] une structure métamatériau, est utilisée pour améliorer la directivité d'une antenne patch. Cette structure est constituée de deux grilles métalliques placées au dessus du plan de l'antenne à des hauteurs h_{p1} et h_{p2} respectivement. Chaque grille est composée d'un réseau de fils conducteurs en cuivre de diamètre ϕ_r Le

tout forme un arrangement périodique de « croix de Jérusalem » avec une maille élémentaire carrée de période a . Quand la période du réseau carrée est petite devant la longueur d'onde, cette structure métamatériau a une réponse caractéristique au rayonnement électromagnétique dû à la résonance plasma du gaz d'électron. Des études théoriques et expérimentales ont montrées qu'un de tel réseau de fils minces est caractérisé par une fréquence plasma ω_p pour laquelle la permittivité diélectrique équivalente s'annule [111]. La permittivité diélectrique équivalente est négative pour les fréquences, inférieures à ω_p , et positive mais inférieur à l'unité pour les fréquences juste au-dessus de ω_p . Dans cette région spectrale, la grille présente un indice de réfraction inférieure à l'unité et même très de proche de zéro. Elle constitue une lentille métamatériau, qui tend à faire converger les faisceaux initialement divergents. Cette propriété crée un effet de collimation des ondes électromagnétique dans la direction normal au plan de l'antenne [112]. Dans cette étude, la présence de la lentille métamatériau dans l'environnement proche de l'antenne améliore considérablement sa directivité, qui passe de 7dB à 14 dB, et une réduction de 34% de l'angle d'ouverture à -3dB.

Bibliographie

- [1] J .P. DOWLING, ‘Photonic & sonic band gap bibliography’, <http://phys.lsu.edu/~jdowling/pbgbib.html>.
- [2] I. J. Bahl and P. Bhartia, ‘Microstrip Antenna’, Artech House, 1980.
- [3] L. Brillouin, ‘Wave Propagation in Periodic Structures’, Mc-Graw Hill (Dover), 1946.
- [4] E. Yablonovitch, ‘Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics’, Physical Review Letters, Vol. 58, No. 20, pp. 2059-2062, May 1987.
- [5] S. John, ‘Strong localization of photons in certain disordred dielectric superlattices’, Phys. Rev. Lett. 1987, 58, 2486
- [6] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, J. Joannopoulos, ‘Donor and Acceptor modes on Photonic band structures’, Physical Review Letters 67, p. 3380, 1991.
- [7] E. Yablonovitch, ‘Photonic Band-Gap Crystals’, J. Phys. Condens. Matter 5, pp. 2443-2460, 1993.
- [8] P. Yeh, ‘Optical waves in layered media’, Wiley, 1991.
- [9] J.M. Lourtioz, et al ‘Les cristaux photoniques ou la lumière en cage’, Hermes Science Publications, Coll. Technique et Scientifique des télécommunications, 2003.
- [10] J D. Joannopoulos, R. D. Meade and J. N. Winn, ‘Photonic Crystal Molding the Flow of Light’, Princeton University Press, 1995.
- [11] J.G. Maloney, M.P. Kesler, B.L. Shirley, G.S. Smith, ‘A Simple Description For Waveguiding In Photonic Bandgap Materials’, Microwave and Optical Techn. Lett., 14, 5, pp 261-266, 1997.
- [12] V. Radisic, Y. Qian, and T. Itho, ‘ Novel architectures for high efficiency amplifiers for wireless applications’, IEEE Microwave Theory and Tech. Vol. 46, pp 1901-1909, 1998.
- [13] A. Görür, C. Karpuz and M. Alkan, ‘Characteristics of Periodically Loaded CPW Structures’, IEEE Microwave Guided Wave Lett No 8, 1998, pp 278-280.
- [14] Y. Qian, V. Radisic, and T. Itho, ‘ Simulation and experiment of photonic band-gap structures for microstrip circuits’, Asia Pacific Microwave Conf. Proc., Hong Kong, pp 585-58, 1997.
- [15] V. Radisic, Y. Qian, R. Coccioli, and T. Itho, ‘Novel 2-D photonic band gap structures for microstrip lines, IEEE Microwave Guided Wave Lett. Vol.8, pp 67-71, Feb. 1998.
- [16] T. Lopetegi, M.A. G. Laso, M. J. Erro, D. Benito, M. J. Garde, F. Falcone, and M. Sorolla, ‘ Novel Photonic Bandgap Microstrip Structures Using Network Topology’, Microwe and optical Technology letters Vol. 25, pp 33-36, April 2000.

- [17] Lopetegi, M.A. G. Laso, M. J. Erro, J. Hernandez, M. Bacaicoa, D. Benito, M. J. Garde, M. Sorolla, and M. Guglielmi, 'New Microstrip Wiggly-Line Filters With Spurious Passband Suppression', *IEEE Microwave Theory and Tech.* Vol. 49, pp 1593-1598, Sep. 2001.
- [18] A. Saib, R. Platteborze, and I. Huynen, 'Experimental demonstration of the origin of photonic bandgap creation and associated defect modes in microwave circuits', *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 41, pp. 5–9, April 2004.
- [19] V. Radisic, Y. Qian, and T. Itho, 'Broad-Band Power amplifiers using dielectric photonic bandgap structures', *IEEE Microwave Guided Wave Lett No 8*, pp 13-15, Jan. 1998.
- [20] Y-T. Lee, J-S. Lim, J-S. Park, D Ahn, and S. Nam, 'A Novel Phase Noise Reduction Technique in Oscillators Using Defected Ground Structures', *IEEE Microwave Wireless Comp. Lett.* 12, pp 39-41, Feb. 2002.
- [21] S. Maci, M. Caiazzo, A. Cucini, and M. Casaletti, 'A Pole-Zero Matching Method for EBG Surfaces Composed of a Dipole FSS Printed on a Grounded Dielectric Slab', *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, VOL. 53, NO. 1, JANUARY 2005
- [22] D. Sievenpiper, L. Zhang, F. J. Broas, N. G. Alexopoulos, and E. Yablonovitch, 'High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band', *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*, vol. 47, no. 11, pp. 2059–2074, Nov. 1999.
- [23] T. Lopetegi, F. Falcone, and M. Sorolla, 'Bragg Reflectors and Resonators in microstrip Technology based on Electromagnetic Crystal structures', *International Journal of Infrared and Millimeter Wave*, Vol. 20, No 6, pp 1091-1102, 1999.
- [24] J. Danglot, T. Akalin, O. Vanbésien, D Lippens, 'effet d'autocollimation pour des sources hyperfréquences a cavité a bande interdite photonique', 12^{ème} Journées Nationales Microondes, Poitiers, mai 2001.
- [25] G. Poilasne, J. Lenormand, P. Poiliguen, K. Mahdjoubi, C. Terret, Ph. Gelin, 'Theoretical Study Of Interactions Between Antennas And Metallic Photonic Bandgap Materials', *Microwave and Optical Techn. Lett.* Vol. 15, No. 6, August 1997.
- [26] M. M. Sigalas, R. Biswas, Q. Li, D. Crouch, W. Leung, Russ Jackobs-Woodbury, B. Lough, S. Nielsen, S. McCalmont, G. Tuttle, K.M. Ho, 'Dipole Antennas On Photonic Band-Gap Crystals: Experiment And Simulation', *Microwave and Optical Techn. Lett.*, 15, pp 153-158, 1997.
- [27] I. Rumsey, M. Piket-May, and P. K. Kelly, 'Photonic band gap structures used as filters in microstrip circuits', *IEEE Microwave Guided Wave Lett No 8*, pp 336-338, 1998.
- [28] F. J. Falcone, 'Synthesis and applications of Microwave Metamaterials in Planar Circuit Technology: From Electromagnetic Bandgaps to Left Handed Materials' , Universidad Pública De Navarra (Spain), Doctorat Thesis, 2005.
- [29] Y-Q. Fu, G. H. Zhang, and N. C. Yuan, 'A Novel PBG Coplanar Waveguide', *IEEE Microwave Wireless Comp. Lett.* 11, pp 447-449, Nov. 2001.
- [30] F. Martin, F. Falcone, J. Bonache, T. Lopetegi, M.A. G. Laso, M. Coderch, and M. Sorolla, 'Periodic-Loaded Sinusoidal Patterned Electromagnetic Bandgap Coplanar Waveguides', *Microwave and optical Technology letters* Vol. 36, No 3, pp 181-184, Feb. 2003.

- [31] F. Martin, F. Falcone, J. Bonache, T. Lopetegui, M.A. G. Laso, M. Coderch, and M. Sorolla, 'Analysis of the Reflection Properties in Electromagnetic Bandgap Coplanar Waveguides Loaded With Reactive Elements', *Progress In Electromagnetics Research*, PIER 42, pp 27-88, 2003.
- [32] J. Sor, Y. Qian, and T. Itho, 'Miniature low loss CPW Periodic Structure for Filter Applications', *IEEE Microwave Theory and Tech.* Vol. 49, pp 2336-2341, Dec. 2001.
- [33] E. Brown and C. D. Parker, 'Radiation Properties of a Planar Antenna on a Photonic-Crystal Substrate', *J Opt Soc Am B*, vol. 10, 1993
- [34] E. R. Brown, C. D. Parker, and O. B. McMahon, 'Effect of surface composition on the radiation pattern from a photoniccrystal planar-dipole antenna', *Appl. Phys. Lett.* Vol. 64, N° 24 pp. 3345-3347, 1994.
- [35] S. D. Cheng, R. Biswas, E. Ozbay, S. McCalmont, G. Tuttle, and K. M. Ho, 'Optimized dipole antennas on photonic band-gap crystals', *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 23, pp. 3399–3401, Dec. 1995.
- [36] Agi and Malloy, 'Integration of a Microstrip Patch Antenna with a Two-Dimensional Photonic Crystal Substrate', *Electromagnetics*, vol. 19, 1999.
- [37] Coccioli, Deal and Itoh, 'Radiation Characteristics of a Patch Antenna on a Thin PBG Substrate', *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, vol. 45, pp. 656-659, 1998.
- [38] M. Schuster, N. Klein, 'Controlled excitation of electromagnetic band-gap line and point defect modes at microwave frequencies', *J. Appl. Phys.* 93, pp 3182, 2003
- [39] E. Ozbay, G. Tuttle, J. S. McCalmond et al, 'Laser-micromachined millimeter-wave photonic band-gap cavity structures' .: *Appl. Phys. Lett.* 67, 1995.
- [40] T. J. Ellis, ' G. M. Rebeiz 'MM-wave tapered slot antennas on micromachined photonic bandgap dielectrics: *IEEE MTT-S Digest.* 1996.
- [41] H. Kitahara, N. Tsumura, H. Kondo et al., 'Terahertz wave dispersion in two-dimensional photonic crystals', *Phys. Rev. B.* 64, 045202, 2001.
- [42] M. Schuster, 'Defect modes in electromagnetic bandgap structures for micro- and millimetre waves', PhD, from Rheinisch Westfälische Technische Hochschule (RWTH) Aachen, Aachen, Germany, 2005.
- [43] M. Notomi, T. Tamamura et al, 'Drilled alternating-layer three-dimensional photonic crystals having a full photonic band gap', *Appl. Phys. Lett.* 77, 4256, 2000.
- [44] S. Noda, 'Three-dimensional photonic crystals operating at optical wavelength region', *Physica B.* 279, 142, 2000.
- [45] S. Noda, N. Yamamoto, H. Kobayashi et al., 'Optical properties of three-dimensional photonic crystals based on III–V semiconductors at infrared to near-infrared wavelengths', *Appl. Phys. Lett.* 75, 905, 1999.
- [46] R. K. Lee, O. Painter et al. 'Emission properties of a defect cavity in a two-dimensional photonic bandgap crystal slab', *J. Opt. Soc. Am. B.* 17, 629, 2000
- [47] W. M. Robertson, G. Arjavalingam et al 'Measurement of photonic band structure in a two-dimensional periodic dielectric array', *Phys. Rev. Lett.* 68, 2023, 1992.
- [48] S. Lin, J. G. Fleming: *Jrnl. Lightwave Techn.* 1999, 17, 1944 *Spectroscopy.* 3828, 293, 1999
- [49] N. Jukam, M. S. Sherwin: *Appl. Phys. Lett.* 83, 21, 2003

- [50] A. Chelnokov, K. Wang, R. Rowson et al.: Appl. Phys. Lett. 77, 2943, 2000
- [51] P. Ferrand, R. Romestain et al.: Phys. Rev. B 63, 115106, 2001
- [52] A. Birner, R. B. Wehrspohn, U. Gösele, K. Busch, 'Silicon-Based Photonic Crystals' Adv. Mater 13, 377, 2001.
- [53] J. Schilling, R. B. Wehrspohn et al., 'A model system for two-dimensional and three-dimensional photonic crystals: macroporous silicon', J. Opt. A, 2001, 3, 121
- [54] T. Kawashima, T. Sato, K. Miura et al. 'Autoclone technology: Fabrication method for photonic crystals based on sputtering process', AIP Conf. Proc. 560, 115, 2001.
- [55] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and J. Bur, 'A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths', Nature, vol. 394, no. 6690, pp. 251-253, 1998.
- [56] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, 'Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths', Science, vol. 289, no. 5479, pp 604-606, 2000.
- [57] P. Villeneuve, M. Piché, 'Photonic Band Gap-What is the Best Numerical Representaion of periodic Structures', Journal of Modern Optics, Vol. 41 No. 2, pp 241-256, 1994.
- [58] P. Villeneuve, M. Piché, 'Photonic Band in periodic Dielectric Structures', Progress in Quantum Electronics, Vol. 18 No. 2, pp 153-200, 1994.
- [59] P. Villeneuve, M. Piché, 'Photonic Band of Transverse Electric Modes in 2-Dimensionally periodic Media', Journal of Optical Society of America a- Optics Image Science and Vision, Vol. 8 No. 8, pp 1296-1305, 1991.
- [60] A. Taflove, and S. C. Hagness, 'Computational Electromagnetics: The finite-difference-time-domain method', Norwood, Artech House, 2000.
- [61] C. Kittel, Introduction à la Physique de l'Etat Solide, Dunod, 1958.
- [62] J. B. Pendry, 'Photonic band structures', Journ. of Mode. Phys. Vol. 41, No. 2, , pp. 209-229, 1994.
- [63] K. S. Yee, 'Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media', IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 14, pp. 302-307, Mar. 1966.
- [64] J. W. Thomas, 'Numerical Partial Differential Equations'. Springer- Verlag, 1995.
- [65] C. T. Chan, Q. L. Yu and K M. Ho, 'Order N spectral method for electromagnetic waves', Phy. Rev. B.51 pp 16635, 1995.
- [66] J. P. Bérenger, 'A perfectly Matched Layer for Absorption of Electromagnetic Waves', Journal of Computational Physics, No. 114, 1994.
- [67] M. J. Fagan, 'The finite element Analysis Theory and Practice', Essex, Addison Wesley Longman Ltd.
- [68] O. C. Zienkiewicz and R. L. Taylor, 'Finite Element Method- Basic Formulation and Linear Problems', Vol. 1, McGraw-Hill, New York, 1989.
- [69] B. Heit, 'Photonic Crystal Modelling Using finite Element Analysis', MPhil., 2000, department of Electronic and Computer Science, Universite of Southampton.
- [70] P. A. Kuchment, 'Floquet Theory for Partial Differential Equations', Publié par Birkhäuser, Basel 1993.

- [71] Volakis, J.L et al., 1998 'Finite Element Method for Electromagnetics', IEEE Press.
- [72] B. Cockburn, C. W. Shu, G. Karniadakis, 'Discontinuous Galerkin Methods: Theory, Computation and Applications', Springer-Verlag Telos, Mai 2000.
- [73] M. Bouzouad, A. Benabdelkrim, R. Aksas, 'Détermination expérimentale des bandes interdites des matériaux diélectriques périodiques artificiels en technologie microruban', 1st International Symposium on Electromagnetism, Satellites and Cryptography, Jijel, Algeria, pp 19-21, June 2005,
- [74] D. Labilloy, 'Etude expérimentale de cristaux photoniques bi-dimensionnels', Ann. Phys. Fr., Vol. 25, No. 3, June 2000.
- [75] E.O. Kane, 'Band structure of indium antimonide', Journal of Physics and Chemistry of Solids Vol. 1, Issue 4, pp 249-261, 1957.
- [76] Y. Qian and T. Itoh, 'Planar periodic structures for microwave and millimeter wave circuit applications', IEEE MTT-S Digst. Anaheim, June 1999.
- [77] R. Coccioli, T. Itoh, 'Design of photonic band-gap substrates for surface waves suppression', IEEE MTT-S Digst. 1998
- [78] T. Lopetegi, M. A. G. Laso, M. Irisarri, M. J. Erro, F. Falcone, and M. Sorolla, 'Optimization of Compact Photonic Bandgap Microstrip Structures', Microwave and Optical Technology letters, Vol. 26, No. 4, pp. 211-216, August 2000.
- [79] A. Saib, I. Huynen, and D. Vanhoenacker-Janvier, 'Design of a stop band filter based on a magnetic photonic bandgap material', in Proceedings of 33rd European microwave Conference, (Munich, Germany), pp 809-812, 6-10 October 2003.
- [80] K. Agi, M. Mojahedi, B. Minhas, E. Schamiloglu, and K. J. Malloy, 'The effects of an electromagnetic crystal substrate on a microstrip patch antenna', IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol. 50, pp. 451-456, April 2002.
- [81] M. M. Sigalas, K. M. Ho, R. Biswas, and C. M. Soukoulis, 'Theoretical Investigation of Defects in Photonic Crystals in the Presence of dielectric losses', Physical Review B, Vol. 57, No. 7, 15, Feb. 1998.
- [82] D. R. Smith, S. Schultz, S; L. McCall, and P. M. Platzmann, 'Defect studies in a Two-dimensional periodic Photonic Lattice', Journal of modern Optics, vol. 41, No. 2, pp. 395-404, 1994.
- [83] M. Bouzouad, A. Saib, R. Platteborze, I. Huynen, R. Aksas, 'Defect Modes in Microstrip lines on Electromagnetic Bandgap Substrates of Finite Extent', Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 48, No. 1, pp. 144-150, Jan., 2006.
- [84] G. A. Dechamps. Microstrip microwave antennas. In 3rd USAF Symposium on Antennas, 1953.
- [85] R. E. Munson, 'Conformed microstrip antennas microstrip phased arrays', IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 22 No. pp. 74-78, 1974.
- [86] D. C. Chang. Special issue. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 29, No. 1981.
- [87] K. C. Gupta and Abdelaziz Benella. Microstrip Antenna Design. Artech House, Inc., Dedham (Massachusetts), 1988.
- [88] D. M. Pozar and D. H. Schaubert, 'Microstrip Antennas'. IEEE Press, Piscataway (New Jersey), 1995.
- [89] C. J. Booth, editor. The New IEEE Standard Dictionary of Electrical and Electronics Terms. IEEE Press, Piscataway (New Jersey), fifth edition, 1995.

- [90] Martin-Pascual, 'Hybrid technology for low cost active antenna', In Workshop Proceedings: System Applications of Integrated Antennas, pages 132-136, 25th European Microwave Conference, Bologna, Italy, September 1995.
- [91] D. Thiel and S. Smith, 'Switched Parasitic Antennas for Cellular Communications', Ed. Aarthech House., 1^{ère} Ed. 2002.
- [92] M.J. Underhill and M. Harper, 'Small antenna input impedances that contradict Chu-Wheeler Q criterion', Electronics Letters 29th May 2003 Vol. 39 No. 11.
- [93] L. J. Chu, 'Physical limitations in omnidirectional antennas', J Appl. Phys, 19, pp. 1163–1175, 1948.
- [94] H. A. Wheeler, 'Fundamental limitations of small antennas', Proc IRE, pp. 1479–1488, Dec.1947.
- [95] J. S. Maclean, 'A re-examination of the fundamental limits on the radiation Q of electrically small antennas', IEEE Trans Antennas Propagat, 44, pp. 672–676, 1996.
- [96] D. R. Jackson, N. G. Alexopoulos, 'A simple approximate formulas for input resistance, bandwidth, and efficiency of resonant rectangular patch', IEEE Trans Antennas Propagat., vol. 39 No. 3, pp. 407–410, 1991.
- [97] M. J Ammann 'Design of Rectangular Microstrip Patch Antennas for the 2.4 GHz Band' Applied. Microwave & Wireless, 9, (6), pp.24-34, 1997.
- [98] Collin, R. E. Field Theory of Guided waves, McGraw-Hill Book Co. N. Y., pp 470, 474, 1960
- [99] D. Pozar, 'Consideration for millimeter wave printed antennas', IEEE Trans Ant. Propagat., Vol. 31, No 5, pp. 740–747, 1983.
- [100] J. R. James, and A. Hendreson, 'Hight-Frequency Behavior of Microstrip Open-Circuit Terminations', IEE J Microwaves Optics and Acoustics, Vol. 3, pp. 205-218, 1979
- [101] R. A Shelby, D. R. Smith and S. Schultz 'Experimental verification of a negative index of refraction', Science pp. 29277–29299, 2001.
- [102] G. V. Elfttheriades ,A. Iyer and P. Kremer 'Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines' IEEE Trans. Microw. Theory Tech. No. 50 pp. 2702–2711, 2002.
- [103] A Sanada, Caloz C and T. Itoh 'Planar distributed structures with negative refractive index', IEEE Trans. Microw. Theory Tech. No. 52, pp. 1252–1263, 2004.
- [104] V. G. Veselago 'The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ', Sov. Phys. Usp.10 509–14, 1968.
- [105] T. Zhao, D. R. Jackson, J.T. William, 'Radiation characteristics of a 2D periodic slot leaky-wave antenna', Ant. and Prop. Symp, vol. 1, pp. 482-485, June 2002.
- [106] T. Zhao, D. R. Jackson, J.T. Williams, A. A. Oliner, 'General formulas for 2D leaky-wave antenna', Ant. And Prop. Symp, vol. 2, pp. 1134-1 137, June 2003
- [107] D F Sievenpiper. 'High-impedance electromagnetic surfaces' Ph.D.Thesis, Los Angeles: University of California, 1999.
- [108] D. F. Sievenpiper, 'Forward and Backward Leaky Wave Radiation With Large Effective Aperture From an Electronically Tunable Textured Surface', IEEE Transactions On Antennas And Propagation, Vol. 53, No. 1, January 2005.

- [109] G. Vélú, K. Blary, L. Burgnies, J. C. Carru, E. Delos, A. Marteau, and D. Lippens, 'A 310 /3.6-dB K-Band Phaseshifter Using Paraelectric BST Thin Films', *IEEE Microwave And Wireless Components Letters*, Vol. 16, No. 2, February 2006 87.
- [110] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, D. R. Smith, 'Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies', *Science* 10 314: 977-980, Nov. 2006
- [111] J. B. Pendry, A.J. Holden, W. J. Stewart, et al., 'Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures'. *Phys Rev Lett* Vol. 76, pp. 4773–4776, 1996.
- [112] S. Enoch , G. Tayeb, P. Sabouroux, N. Guérin and P. Vincent, 'A metamaterial for directive emission', *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 89, N° 21, pp. 213902, 2002.
- [113] M. Bouzouad, B. Ouagague, O. Vanbésien, É. Lheurette et D. Lippens, 'Antennes accordables à base de métamatériaux', 15èmes Journées Nationales Microondes, Toulouse, 23-24-25 Mai 2007.
- [114] E. Hammerstad, O. Jensen, 'Accurate Models for Microstrip Computer-Aided Design', *IEEE MTT Int. Microwave Symp. Digest*, pp 407-409, June 1980
- [115] M. Kirschning, R. H. Jensen, 'Accurate Models for Effective Dielectric Constant with Validuty up to Millimeter-Wave Frequencies', *Electronics Letters* Vo. 18, No 6, pp 272-273, March 1982.

Annexe A

A Paramètres de transmission d'une ligne microruban

Dans cette annexe nous exposons les différentes expressions permettant de calculer les caractéristiques d'une ligne microruban : Impédance caractéristique, constante de propagation et permittivité diélectrique relative effective. Ces expressions permettent de tenir compte de la dispersion en fréquence ainsi que l'épaisseur et de la rugosité de la surface des conducteurs.

Une ligne microruban est définie par ses dimensions et ses paramètres électriques et diélectriques :

- ϵ_r et h étant respectivement la permittivité relative et l'épaisseur du substrat diélectrique dont les pertes sont caractérisées par le facteur $\text{tg}(\delta)$.
- W et t sont respectivement la largeur et l'épaisseur du conducteur supérieur caractérisé par sa conductivité finie σ_s et la rugosité de sa surface Δ_s .

Le plan de masse est caractérisé par sa conductivité σ_g et la rugosité de sa surface Δ_g .

Le champ électromagnétique s'étend dans tout l'espace au lieu d'être confiné dans le diélectrique. Afin donc d'éviter le problème du calcul du champ dans un milieu inhomogène, la ligne microruban (Fig. A.1-a) est modélisée comme un ruban conducteur entourée d'un milieu homogène de permittivité effective ϵ_{reff} bordé par le plan de masse (Fig. A.1-b).

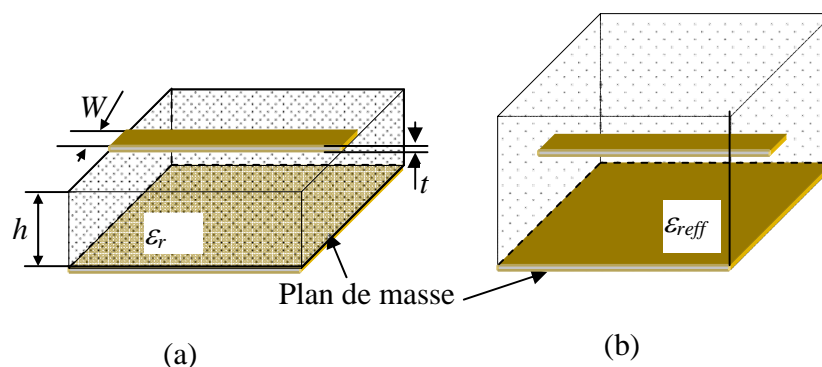


Figure A.1 Modèle de calcul des paramètres de transmission d'une ligne microruban
a) Ligne microruban. b) Milieu homogène équivalent.

A.1 Approximation statique

Cette approximation suppose un mode TEM pure et fournit des expressions pour l'impédance caractéristique et la permittivité diélectrique relative effective indépendantes de la fréquence. Le modèle le plus largement utilisé est celui de E. Hammerstad et O. Jensen. Il fournit l'impédance caractéristique Z_c et la constante diélectrique relative effective $\varepsilon_{\text{reff}}$ de la ligne microruban inhomogène sous la forme [114] :

$$Z_{01}(u) = \frac{\eta_0}{2\pi} \ln \left[\frac{f(u)}{u} + \sqrt{1 + \left(\frac{2}{u}\right)^2} \right] \quad [\text{A-1}]$$

Avec
$$f(u) = 6 + (2\pi - 6) \cdot \exp \left[- \left(\frac{30.66}{u} \right)^{0.7528} \right] \text{ et } u = w/h$$

où $\eta_0 = 120\pi$ représente l'impédance caractéristique du vide. La précision obtenue à l'aide de l'expression (A-1) est mieux que 0.01 % pour $u \leq 1$ et 0.03 % pour $u \leq 1000$.

$$\varepsilon_e(u, \varepsilon_r) = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10}{u} \right)^{-a(u)b(\varepsilon_r)} \quad [\text{A-2}]$$

Avec
$$a(u) = 1 + \frac{1}{49} \ln \left[\frac{u^4 + \left(\frac{u}{52}\right)^2}{u^4 + 0.432} \right] + \frac{1}{18.7} \ln \left[1 + \left(\frac{u}{18.1}\right)^3 \right]$$

et

$$b(\varepsilon_r) = 0.564 \left(\frac{\varepsilon_r - 0.9}{\varepsilon_r + 3} \right)^{0.053}$$

La précision fournie par l'équation (A-2) est à mieux que 0.2 % pour $1 \leq \varepsilon_r \leq 128$ et $0.01 \leq u \leq 100$.

Pour tenir compte de l'épaisseur t du conducteur métallique et en posant $t' = t/h$, la largeur normalisée du ruban conducteur $u = W/h$ est remplacée par des largeurs équivalentes u_1 et u_r données par [114] :

$$\begin{aligned} u_1 &= u + \Delta u_1 \\ u_r &= u + \Delta u_r \\ \Delta u_1 &= \frac{t'}{\pi} \ln \left[1 + \frac{4 \cdot \exp(1)}{t' \cdot \coth^2(\sqrt{6.517u})} \right] \end{aligned} \quad [\text{A-3}]$$

$$\Delta u_r = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{\cosh^2(\sqrt{\varepsilon_r - 1})} \right] \Delta u_1 \quad [\text{A-4}]$$

Dans ces conditions les expressions statiques de l'impédance caractéristique et de la permittivité relative effective de la ligne microruban deviennent :

$$Z_c(0) = \frac{Z_{01}(u_r)}{\sqrt{\varepsilon_e(u_r, \varepsilon_r)}} \quad [\text{A-5}]$$

$$\varepsilon_{\text{reff}}(0) = \varepsilon_e(u_r, \varepsilon_r) \left(\frac{Z_{01}(u_1)}{Z_{01}(u_r)} \right)^2 \quad [\text{A-6}]$$

A.2 Approximation dynamique

A.2.1 Permittivité relative effective

Parmi les nombreuses expressions approchées de la permittivité relative effective, tenant compte de la dispersion en fréquence, celle de Kirschning et Jensen [115] offre la meilleure précision elle est donnée par :

$$\varepsilon_{\text{reff}}(f) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{\text{reff}}(0)}{1 + p(f)} \quad [\text{A-7}]$$

avec
$$p(f) = p_1 \cdot p_2 \cdot \left[(0.1844 + p_3 \cdot p_4) \cdot fn \right]^{1.5763}$$

$$p_1 = 0.27488 + \left(0.6315 + \frac{0.525}{(1 + 0.0157 \cdot fn)^{20}} \right) u_r - 0.065683 \cdot \exp(-8.7513 \cdot u_r)$$

$$p_2 = 0.33622 \cdot (1 - \exp(-0.03442 \cdot \varepsilon_r))$$

$$p_3 = 0.0363 \cdot \exp(-4.6u_r) \left(1 - \exp\left[-(fn/38.7)^{4.97}\right] \right)$$

$$p_4 = 1 + 2.751 \cdot \left(1 - \exp\left[-(\varepsilon_r/15.916)^8\right] \right)$$

et $fn = f \cdot h$ avec f en GHz et h en mm.

Pour $0.01 \leq u \leq 100$, $1 \leq \varepsilon_r \leq 20$ et $0 \leq h/\lambda \leq 0.13$, la précision des résultats obtenue à partir de l'expression (A-7) comparée à ceux de l'analyse des modes hybrides (Jensen 1981) est à mieux de 0.6 % jusqu'à 60GHz.

A.2.2 Impédance caractéristique

L'impédance caractéristique la ligne microruban, tenant compte de l'effet de la dispersion en fréquence, est donnée par :

$$Z_c(f) = Z_c(0) \cdot \left(\frac{R_{13}}{R_{14}} \right)^{R_7} \quad [\text{A-8}]$$

où $Z_c(0)$ est l'expression statique de l'impédance caractéristique de la ligne donnée par :

$$Z_c(0) = \frac{Z_{01}(u_r)}{\sqrt{\varepsilon_e(u_r, \varepsilon_r)}} \quad [\text{A-9}]$$

Avec

$$R_1 = 0.03891 \cdot (\varepsilon_r)^{1.4}$$

$$R_2 = 0.267 \cdot (u_r)^7$$

$$R_3 = 4.766 \cdot \exp\left(-3.228 \cdot (u_r)^{0.641}\right)$$

$$R_4 = 0.016 + (0.0514 \cdot \varepsilon_r)^{4.524}$$

$$R_5 = (fn / 28.843)^{12}$$

$$R_6 = 22.2 \cdot (u_r)^{1.92}$$

$$R_7 = 1.206 - 0.3144 \cdot \exp(-R_1) \cdot [1 - \exp(-R_2)]$$

$$R_8 = 1 + 1.275 \cdot \left\{ 1 - \exp\left(-0.006425 \cdot R_3 \cdot (\varepsilon_r)^{1.674} \cdot (fn / 18.365)^{2.745}\right) \right\}$$

$$R_9 = 5.086 \cdot R_4 \cdot \frac{R_5}{0.3838 + 0.386 \cdot R_4} \cdot \frac{\exp(-R_6)}{1 + 1.2992 \cdot R_5} \cdot \frac{(\varepsilon_r - 1)^6}{1 + 10 \cdot (\varepsilon_r - 1)^6}$$

$$R_{10} = 0.0184 + 0.00044 \cdot (\varepsilon_r)^{2.136}$$

$$R_{11} = \frac{(fn / 19.47)^6}{1 + 0.0962 \cdot (fn / 19.47)^6}$$

$$R_{12} = \frac{1}{1 + 0.00254 \cdot (u_r)^2}$$

$$R_{13} = 0.9408 \cdot \varepsilon_{\text{reff}} \cdot (fn)^{R_8} - 0.9603$$

$$R_{14} = (0.9408 - R_9) \cdot (\varepsilon_{\text{reff}}(0))^{R_8} - 0.9603$$

$$R_{15} = 0.707 \cdot R_{10} \cdot (fn/12.3)^{1.097}$$

$$R_{16} = 1 + 0.0503 \cdot (\varepsilon_r)^2 \cdot R_{11} \left[1 - \exp\left(-\left(u_r/15\right)^6\right) \right]$$

$$R_{17} = R_7 \cdot \left[1 - 1.1241 \cdot \frac{R_{12}}{R_{16}} \cdot \exp\left(-\left(0.026 \cdot fn\right)^{1.5656} - R_{15}\right) \right]$$

A.2.3 Coefficient de propagation

Le coefficient de propagation d'une ligne microruban avec pertes est donnée par :

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad [\text{A-10}]$$

où β représente la constante de phase et α la constante d'atténuation qui exprime les différentes pertes dans la ligne microruban. Il y a trois principaux types de pertes dans la ligne : pertes dans les conducteurs, dans les diélectriques et par rayonnement. α peut se mettre, donc, sous la forme :

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_d + \alpha_r \quad [\text{A-11}]$$

α_c exprime les pertes ohmiques dans les conducteurs.

α_d exprime les pertes dans le diélectrique.

α_r exprime les pertes par rayonnement de la ligne microruban.

A.2.4 Les pertes ohmiques

Les pertes ohmiques sont essentiellement dues à la conductivité finie et l'épaisseur non nulle des conducteurs, ainsi qu'à la rugosité des surfaces métalliques. Elles sont exprimées par :

$$\alpha_c = \alpha_{cs} + \alpha_{cg} \quad [\text{A-12}]$$

α_{cs} et α_{cg} expriment respectivement, les pertes dans le ruban conducteur et dans le plan de masse elles sont données par :

$$\alpha_{cs} = \alpha \cdot R_s \cdot F_{\Delta_s} \cdot F_s \quad [\text{A-13}]$$

et

$$\alpha_{cg} = \alpha \cdot R_g \cdot F_{\Delta_g} \quad [\text{A-14}]$$

avec

$$F_{\Delta_x} = 1 + \frac{2}{\pi} \arctg \left(1.4 \left(\frac{\Delta_x}{\delta_x} \right)^2 \right)$$

$$\delta_x = \frac{1}{R_x \cdot \sigma_x}$$

$$R_x = \sqrt{(\pi \cdot f \cdot \mu_0) / \sigma_x}$$

où R_x , σ_x , δ_x et Δ_x sont les résistivités surfaciques, la conductivité, l'épaisseur de peau et la rugosité des surfaces métalliques respectivement pour le ruban conducteur (avec l'indice $x = s$) et pour le plan de masse (avec l'indice $x = g$). Les quantité α et F_s sont données par :

$$F_s = 1 + \frac{2}{u_r} \left(1 - \frac{1}{\pi} + \frac{\Delta u_r}{t} \right)$$

$$\alpha = \begin{cases} \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot h \cdot Z_c(0)} \cdot \frac{32 - (u_r)^2}{32 + (u_r)^2} & \text{si } u_r < 1 \\ \frac{\sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(0)}}{2 \cdot \eta_0 \cdot W_{\text{eff}}(0)} \cdot \left(u_r + \frac{0.667 \cdot u_r}{u_r + 1.444} \right) & \text{si } u_r \geq 1 \end{cases}$$

où

$$W_{\text{eff}}(0) = W + \frac{W_e - W}{1 + (f/f_p)^2}$$

avec

$$W_e = \frac{\eta_0 \cdot h}{\sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(0) Z_c(0)}}$$

et

$$f_p = \frac{Z_0}{2 \cdot \mu_0 \cdot h}$$

A.2.5 Les pertes diélectriques

Les pertes dans le diélectrique sont exprimées par la constante d'atténuation α_d donnée par [114] :

$$\alpha_d = \frac{\varepsilon_r}{\sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(f)}} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{reff}}(f) - 1}{\varepsilon_r - 1} \cdot \frac{\pi \cdot \text{tg}(\delta)}{\lambda_0} \text{ en Nepres/m}$$

$$\alpha_d = 27.3 \frac{\varepsilon_r}{\sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(f)}} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{reff}}(f) - 1}{\varepsilon_r - 1} \cdot \frac{\pi \cdot \text{tg}(\delta)}{\lambda_0} \text{ en dB/m} \quad [\text{A-15}]$$

A.2.6 Les pertes par rayonnement

Le rayonnement d'une ligne microruban est le fait des modes supérieurs engendrés par les discontinuités. Ces pertes sont exprimées par α_r donnée par [114] :

$$\alpha_r = 60 \left(\frac{2\pi h}{\lambda_0} \right)^2 \cdot F(\varepsilon_{\text{reff}}) \quad [\text{A-16}]$$

Avec

$$F(\varepsilon_{\text{reff}}) = \frac{\varepsilon_{\text{reff}}(f)+1}{\varepsilon_{\text{reff}}(f)} \cdot \left[1 - \frac{\varepsilon_{\text{reff}}(f)-1}{2\sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(f)}} \ln \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(f)+1}}{\sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(f)-1}} \right) \right] \text{ pour une ligne ouverte}$$

et

$$F(\varepsilon_{\text{reff}}) = 1 - \frac{\varepsilon_{\text{reff}}(f)-1}{2\sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(f)}} \ln \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(f)+1}}{\sqrt{\varepsilon_{\text{reff}}(f)-1}} \right) \text{ pour une ligne adaptée.}$$