



Département d'Electronique

Mémoire de Magister

Option : Systèmes de télécommunications

Présenté par : YAHIA Mohamed

Thème

Analyse et conception de filtres à base de matériaux à bande interdite photonique

Membres du Jury

M. MEHENNI Mohamed, Pr. ENP
M. ZERGUERRAS Ahmed, Pr. ENP
M. AKSAS Rabia, Pr. ENP
M. TRABELSI Mohamed, Pr. ENP
M. BELOUHRANI Adel, Pr. ENP

Président
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

- 2010 -

Dédicaces

Je dédie ce travail à :

Mes parents ;

Mes sœurs Samira et Lamys ;

Mon frère Mourad ;

Ma famille ;

Mes amis.

Remerciements

Ce mémoire a été préparé au sein du laboratoire des télécommunications du département d'électronique de l'Ecole Nationale Polytechnique (E.N.P), sous la direction de Pr. A. ZERGUERRAS, professeur à l'E.N.P. Je tiens à lui exprimer mes plus sincères remerciements pour m'avoir donné l'opportunité de travailler avec lui, ainsi que pour sa disponibilité et son aide durant ce travail.

J'exprime également ma reconnaissance à Monsieur M. TRABELSI, maître de conférence à l'E.N.P pour son importante contribution à l'élaboration de ce projet.

Je remercie vivement les membres du jury pour avoir bien voulu accepter d'examiner ce mémoire.

Enfin, je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'achèvement de ce travail.

ملخص

إن العمل المقدم في هذه المذكرة يتضمن دراسة وكيفية تركيب العوازل الكهربائية ذات الأنظمة الكهرومغناطيسية الممنوعة.

أولا نتطرق إلى طريقة استعمال النواقل الكهربائية لإنجاز هذه الأخيرة ، ثم نبين فعالية البنى المتعددة الطبقات للحصول على هذه العوازل كونها تقدم نتائج جد معتبرة ، كذلك مجالات استعمال أخرى كالانعكاس لعدة أنطقة والانتشار في حزمة تواتر ضيقة .

أخيرا تمت دراسة وطريقة استخلاص هذه البنى الشريطية المطبوعة السهلة الإنجاز وذو الفعالية العالي . إن نتائج القياسات تتوافق مع المحصلة عليها بالمحاكاة بالنسبة لهذه المرشحات وذلك بالتخلص من الأمواج السطحية، كذلك تحسين خصائص الهوائيات.
كلمات مفتاحية: المرشحات العازلة ذات الأنطقة الكهرومغناطيسية الممنوعة.

Résumé

Le travail présenté dans ce mémoire concerne l'analyse et la conception de filtre à base de matériaux à BIE (Bande Interdite Electromagnétique). D'abord, sur la base des lignes de transmission en s'appuyant sur la théorie des lignes. Une approche simplifiée dans l'analyse a été développée qui permet une facilité et une rapidité dans la conception. Aussi, la structure magnétique est utilisée pour la réalisation de ces filtres. Les résultats trouvés sont confrontés avec ceux obtenus par logiciel de simulation. Ensuite, les structures multicouches sont introduites en analysant les miroirs diélectriques qui présentent une large bande interdite avec une très bonne réflectivité. Ainsi, plusieurs applications sont introduites tel que la transmission à bande étroite.

Enfin, une analyse des structures BIE microruban est développée à base de la technique des lignes élémentaires couplées finies (LECF). Ces dispositifs sont simples à réaliser et efficaces. Les résultats confortent ceux de la littérature.

Mots clés : Filtre coupe bande BIE, BIP, BIPM, Méta-matériaux, L.E.C.F.

Abstract

The work presented in this memory relates to the analysis and the design of filter containing materials with EBG (Electromagnetic band Gap). Initially, on the basis of lines of transmission while being based on the theory of the lines. A simplified and a quick approach is developed to analyse the EBG filters. Then, the multi-layers structures are introduced by analyzing the dielectric mirrors. The results obtained are very interesting, they present a broad forbidden band with a very good reflectivity. Thus, several applications are introduced such as the transmission with narrow band.

Finally, an analysis of structures EBG microstrip is developed by a technique of finite coupled elementary lines (FCEL), these devices are simple to realize and efficient. Measurements consolidate the results of simulations of these filters in the elimination of the surface waves such as those of the mode TM_0 .

Key Words: Stopband filter EBG, PBG, PBGM, Metamaterials, F.C.E.L.

SOMMAIRE

Introduction	1
Chapitre 1 : Etat de l'art sur la périodisation des structures	
1.1 Les structures filtre de rejection	2
a) Les structures périodiques naturelles	3
b) Les structures périodiques artificielles.....	4
b.1) Structures à une dimension	4
b.2) Structures à deux dimensions.....	10
b.3) Structures à trois dimensions	14
1.2 Structures comme coupleur	15
1.3 Structures comme dispositif exotique (méta-matériaux).....	17
1.4 Les méthodes d'analyse et de conception	18
1.4.1 L'approche ondes planes.....	18
1.4.2 La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).....	20
1.4.3 La méthode de la matrice de transfert.....	20
1.4.4 La méthode des lignes élémentaires couplées finies (LECF)	21
1.5 Conclusion.....	21
Chapitre 2 : Etude de dispositifs filtre de rejection	
2.1 Filtre réalisé par gravage périodique	22
2.1.1 Filtre réalisé par gravage de trous dans le substrat.....	22
2.1.2 Filtre réalisé par gravage de trous dans le plan de masse	23
a) Gravage sur plusieurs alignements.....	23
b) Gravage sur un seul alignement.....	25
2.1.3 De motifs variés dans le plan de masse (discrets ou continus)	31
2.2 Conception d'une large bande interdite.....	33
2.3 Réalisé par alternance duale quart d'onde du diélectrique.....	34
2.4 Réalisé par alternance duale quart d'onde du diélectrique magnétisé.....	38
2.5 Elargissement de la bande interdite.....	40
2.6 Réalisé par couches diélectriques duales alternées sans plan de masse	42
2.7 Conclusion.....	44

Chapitre 3 : La méthode des lignes élémentaires couplées finies

3.1 Dans son application adaptatrice d'impédances.....	46
3.2 Dans son application aux lignes filtre de rejection	48
3.2.1 Réalisé par gravage du ruban supérieur en motifs discrets.....	48
3.2.2 Réalisé par gravage du ruban supérieur en motifs continus.....	49
a) Application de la L.E.C.F pour des filtres EBGs à variation sinusoïdale	49
b) Application de la L.E.C.F pour des filtres EBGs à variation sinusoïdale.....	50
3.2.3 Effet des paramètres géométriques.....	51
3.3 Analyse comparée des résultats L.E.C.F et des autres approches	52
3.4 Conclusion.....	55
 Prospectives.....	56
 Conclusion générale.....	58
 Bibliographie	59
 Annexes	64

Liste des figures :

N° figure	Titre	Pages
Fig. 1.1	Exemple de bande interdite en fréquence	2
Fig. 1.2	Schéma de principe de la fabrication de la yablonovitch et résultat de la mesure en espace libre du prototype	3
Fig. 1.3	Structures périodiques naturelles	4
Fig. 1.4	Représentation schématique d'un atome de silicium et de son diagramme de bande d'énergie	5
Fig. 1.5	Diagramme de bande (fréquence en fonction du nombre d'onde k) pour un milieu périodique unidimensionnel	5
Fig. 1.6	Propagation d'une onde électromagnétique à travers un matériau périodique constitué d'une alternance de couches diélectriques différentes	7
Fig. 1.7	Représentation de l'équation 1.13, ainsi que les bandes de propagation permises et interdites	8
Fig. 1.8	Schéma de principe du miroir de Bragg	9
Fig. 1.9	Réponse électromagnétique fréquentielle en transmission de la structure de Bragg	9
Fig. 1.10	Réponse en fréquence type d'une structure périodique diélectrique	10
Fig. 1.11	Structures diélectriques périodiques bidimensionnelles déconnectée et connectée	11
Fig. 1.12	Principales mailles utilisées pour les réseaux périodiques 2D	11
Fig. 1.13	Paramètres descriptifs d'une bande interdite en fréquence	12
Fig. 1.14	Guide d'onde à tiges de diélectrique	12
Fig. 1.15	Structures métalliques périodiques bidimensionnelles déconnectée et connectée	13
Fig. 1.16	Exemple de structure "tas de bois" réalisée dans le domaine de l'optique par Sandia National Laboratories [14]	14
Fig. 1.17	Réponses expérimentales en transmission pour différentes orientations de l'onde incidente : -a- suivant la direction de l'empilement -b- à 45° de la direction de l'empilement -c- perpendiculaire à la direction de l'empilement	15
Fig. 1.18	Vue schématique du coupleur 4 ports délimité dans un réseau périodique bidimensionnel	16
Fig. 1.19	Diagramme de champ électrique (a) et réponses théoriques en transmission (b) de la structure optimisée pour un fonctionnement « rétro », 1 vers 4	16
Fig. 1.20	Une source électromagnétique éclairant un bloc transparent de matériau classique apparaît plus proche pour un observateur situé de l'autre côté. Dans le cas d'un bloc de méta-matériau, la source semble se trouver du même côté que l'observateur	17
Fig. 1.21	Principe de la structure à indice de réfraction négatif (a) Vue d'ensemble et (b) Détail d'une cellule unitaire	18

Fig. 2.1	Structure BIP microruban.	22
Fig. 2.2	Le paramètre S_{21} d'une ligne de transmission de 3 sur 5 trous de diamètre 12 mm.	23
Fig. 2.3	Structure BIP avec 3 x 9 cercles gravés dans le plan de masse de la ligne microruban [33].	24
Fig. 2.4	Paramètres S mesurés d'une ligne de transmission BIP. Le rayon des trous est (a) $r = 0,635 \text{ mm}$, (b) $r = 1,27 \text{ mm}$, (c) $r = 2,286 \text{ mm}$. La période est $5,08 \text{ mm}$.	25
Fig. 2.5	Une structure BIP 1-D avec neuf trous dans le plans de masse de rayon de 3.5 mm et un espacement de 14.3 mm.	26
Fig. 2.6	Une grille de fibre de Bragg [28].	26
Fig. 2.7	Le coefficient de couplage de la FBG équivalente en fonction du rapport (r/a) de la structure BIP et la longueur équivalente en fonction de N .	27
Fig. 2.8	Schéma du plan de masse troué de la structure BIP 1-D microruban.	28
Fig. 2.9	Le paramètre S_{11} d'une structure BIP 1-dimension obtenu par (a) le logiciel HFSS, (b) l'analyse full-wave et la simulation de la FBG équivalente.	29
Fig. 2.10	Le paramètre S_{11} de la ligne microruban d'un BIP 1-D et le champ réfléchi simulé pour la FBG équivalente.	30
Fig. 2.11	Le maximum rapport r/a en fonction de nombre de trous pour des erreurs données dans le modèle grille de fibre	30
Fig. 2.12	Photographie des plans de masse des prototypes fabriqués	31
Fig. 2.13	Les paramètres simulés et mesurés S_{11} (ligne mince) et S_{21} (ligne épaisse) pour les dispositifs BIP microruban (a) discret (b) sinusoïdal (c) triangulaire [39]	32
Fig. 2.14	Le coefficient de transmission des BIPs cascades.	34
Fig. 2.15	Filtre coupe bande avec lignes $\lambda_0/4$ d'impédances caractéristiques voisines.	34
Fig. 2.16	Représentation du coefficient de réflexion avec 9 sections quart d'onde en fonction de (a) la longueur électrique (b) la fréquence normalisée (c) la fréquence.	36
Fig. 2.17	Le coefficient de réflexion normalisé en fonction de la longueur électrique paramétré par N .	37
Fig. 2.18	Périodisation d'impédance à N sections quart d'onde.	38
Fig. 2.19	Le module du coefficient de réflexion normalisé en fonction de la longueur électrique.	39
Fig. 2.20	Le module du coefficient de réflexion normalisé en fonction de la longueur électrique.	39
Fig. 2.21	Mise en cascade de deux structures BIPs dont les bandes interdites se recouvrent partiellement.	40
Fig. 2.22	Comparaison du coefficient de réflexion normalisé des structures BIPs cascades et des structures BIPs la constituant.	41
Fig. 2.23	Miroir diélectrique à neuf couches diélectriques.	42
Fig. 2.24	Variation de la bande interdite (à gauche) et le coefficient de réflexion (à droite) en fonction des indices des couches diélectriques.	43
Fig. 2.25	La réponse en réflexion du miroir diélectrique.	44
Fig. 2.26	La réflectance en fonction de la fréquence normalisée.	44

Fig. 3.1	Adaptateur d'impédance pour antenne micro-ruban.	46
Fig. 3.2	Une antenne micro-ruban de forme carrée.	47
Fig. 3.3	Le coefficient de réflexion d'un dispositif de filtrage avec 9 sections quart d'onde.	48
Fig. 3.4	Un filtre EBG avec une variation sinusoïdale de la ligne microruban.	49
Fig. 3.5	Paramètres S d'un filtre EBG à une variation sinusoïdale de la ligne microruban en utilisant la L.E.C.F (a) de la littérature (b).	50
Fig. 3.6	Discrétisation du ruban supérieur de la ligne microruban de forme triangulaire.	51
Fig. 3.7	Le module des paramètres S d'un filtre EBG avec une variation triangulaire de la ligne microruban.	51
Fig. 3.8	Le paramètre S_{21} en fonction du contraste de la ligne microruban de forme sinusoïdale.	52
Fig. 3.9	Variation des paramètres S_{21} et Δf en fonction du contraste Z_{max}/Z_{min} .	54
Fig. 3.10	Variation des paramètres S_{21} en fonction du contraste ρ .	55

Sigles et abréviations

BIE	Bande Interdite Electromagnétique.
BIP	Bande Interdite Photonique.
SSF	Surfaces Sélectives en Fréquence.
Si	Silicium.
EM	ElectroMagnétique.
B.I	Bande Interdite.
TM	Transverse Magnétique.
FDTD	“Finite Difference Time Domain”.
RHM	“Right Hand Materials”.
LHM	“Left Hand Materials”.
ZnS	Sulfide de Zinc.
FPR	“Fabry-Perot Resonator”.
MWO	“MicroWave Office”
FBG	“Fiber Bragg Grating”.
L.E.C.F	Lignes Elémentaires Couplées Finies

Liste des symboles

\vec{k}	Vecteur d'onde.
a	Période des motifs (pas du réseau).
C	La vitesse de la lumière dans le vide.
μ	Perméabilité du milieu.
ε	Permittivité du milieu.
ε_r	Permittivité relative du milieu.
\vec{E}	Champ électrique.
\vec{H}	Champ magnétique.
\vec{B}	Induction magnétique.
w	La pulsation.
β	La constante de propagation.
λ_c	La longueur d'onde centrale.
f_p	La fréquence plasmon.
N	Le nombre de répétition.
Z_i	L'impédance caractéristique de la ligne i .
R_L	L'impédance de la charge.
θ_i	La longueur électrique des lignes.
l_i	La longueur physique des lignes.
Γ_i	Le coefficient de réflexion élémentaire à la ligne i .
Γ_i'	Le coefficient de réflexion à la ligne i .
$ \Gamma _n$	Le module du coefficient de réflexion normalisé.
Γ_M	Le coefficient de réflexion pour lequel est défini la largeur de la bande interdite.
Γ_M'	Le coefficient de réflexion normalisé pour lequel est défini la largeur de la bande interdite.
f_0	La fréquence centrale.
Δf	La largeur de la bande interdite.
Δf_1	La largeur de la bande interdite de la première structure du dispositif cascadié.
Δf_2	La largeur de la bande interdite de la deuxième structure du dispositif cascadié.
n_i	L'indice de réfraction de la couche i .
n_a	L'indice de réfraction du milieu incident.
η_i	L'impédance d'onde au milieu i .

ρ_i	Le coefficient de réflexion élémentaire à la ligne i de la structure multicouche.
τ_i	Le coefficient de transmission élémentaire à la ligne i de la structure multicouche.
E_{i+}	Le champ électrique incident à la ligne i .
E_{i-}	Le champ électrique réfléchi à la ligne i .
l_H	La longueur des couches à haut indice de réfraction.
l_L	La longueur des couches à bas indice de réfraction.
h	L'épaisseur du substrat.
w	La largeur du ruban conducteur de la ligne micro ruban.
t	L'épaisseur du conducteur de la ligne micro ruban.
σ	La conductivité du ruban.
r	Le rayon des cercles.
d	Le diamètre des cercles.
$K_{0,eq}$	Le coefficient de couplage de la fibre optique équivalente de la FBG.
L_{eq}	La longueur équivalente de la fibre optique équivalente.
n_1	L'indice de réfraction de la partie non perturbée par les trous de la structure EBG.
n_2	L'indice de réfraction de la partie perturbée par les trous de la structure EBG.
n_{eq}	L'indice de réfraction équivalent sur une période a .
d_{eff}	L'épaisseur équivalente du trou causée par la diffraction verticale des champs.
P_{max}	La puissance maximale réfléchie pour la FBG équivalente.
BW	La largeur de bande pour la FBG équivalente.
a_{old}	Le pas de réseau de la première structure du dispositif cascadi.
a_{new}	Le pas de réseau de la deuxième structure du dispositif cascadi.
d_{old}	Le diamètre des trous de la première structure du dispositif cascadi.
d_{new}	Le diamètre des trous de la deuxième structure du dispositif cascadi.
L	La longueur de la structure BIE à variation sinusoïdale de la ligne microruban.
M	Le module de la sinusoïde formant la ligne microruban.

Introduction

L'évolution des systèmes de télécommunication, répondant à une demande toujours croissante de nouveaux services en particulier dans le domaine de la téléphonie mobile, de l'internet ou encore des applications spatiales, a entraîné un développement rapide des systèmes RF utilisés pour véhiculer l'information.

La multiplication des applications liées à ces nouveaux services impose des contraintes crescendo au niveau de la conception des systèmes hyperfréquences parmi lesquelles :

- Une sélection plus fine des bandes de fréquence allouées pour accroître la capacité de canal et éviter d'éventuelles interférences.
- Une miniaturisation et une intégration accrues des systèmes sans cesse améliorés.
- Une réduction des coûts de production si l'on veut une part conséquente du marché.

Dans ce contexte, les filtres à Bande Interdite Electromagnétique (BIE), basés sur le principe de la diffraction de Bragg, répondent vraiment à ces exigences et sont d'une contribution utile non négligeable pour éliminer ou réduire les effets négatifs des ondes de surface des antennes plaques micro ruban (A.P.M). Et cela accompagné d'une diminution du niveau des lobes secondaires du diagramme de rayonnement qui sont à l'origine des interférences indésirables.

Le travail présenté dans ce manuscrit est axé sur l'analyse et la conception de filtres à BIE dans le domaine des hyperfréquences. L'objectif est de réaliser une fonction coupe bande ayant un bon coefficient de réflexion, une large bande interdite, et de faibles ondulations en dehors de cette dernière. Et cela en s'appuyant sur des méthodes simplifiées et rapides telle que celle des lignes élémentaires couplées finies (L.E.C.F).

Dans le premier chapitre, nous présentons l'état de l'art sur les structures périodiques et leurs applications. Dans le second, nous procédons à l'analyse et la conception du filtre stop bande à l'aide de la théorie des lignes de transmissions en utilisant l'approche simplifiée. Ensuite, nous présentons les structures multicouches et certaines de leurs applications. Aussi, l'exploration de ces filtres BIE en technologie microruban. Enfin, nous présentons les résultats intéressants apportés par la L.E.C.F ainsi que sa facilité d'utilisation.

Chapitre 1 :

Etat de l'art dans la périodisation des structures

1.1 Comme filtre de rejection

En 1915, le physicien anglais Sir William Lawrence Bragg reçoit le prix Nobel de Physique pour son œuvre concernant la diffraction des rayons X dans les cristaux et en particulier pour le miroir, portant son nom, constitué d'un empilement de couches diélectriques d'indices de réfraction différents permettant de réfléchir 99,4 % de l'énergie incidente grâce à des phénomènes d'interférences constructives. Il surpasse de ce fait les miroirs classiques car les pertes diélectriques sont plus faibles que les pertes métalliques aux longueurs d'onde optique. La propagation des ondes électromagnétiques dans les structures périodiques a ensuite été mentionnée par L. Brillouin en 1953 [1]. Au début des années 60, R.E. Collins s'inspire des travaux de Bragg. Il démontre qu'à plus basse fréquence, dans le domaine centimétrique, un matériau dont la constante diélectrique est structurée périodiquement présente des caractéristiques de propagation remarquables [2].

En effet, la propagation d'une onde électromagnétique dans un tel milieu est fortement perturbée pour certaines longueurs d'onde bien précises alors que le matériau est transparent aux autres longueurs d'ondes (figure 1.1). Ces plages de fréquences pour lesquelles la réflexion est totale ont été appelées bande interdite photonique (BIP) ou periodic band gap (PBG) pour les chercheurs qui les ont tout d'abord étudiées dans le domaine de l'optique.

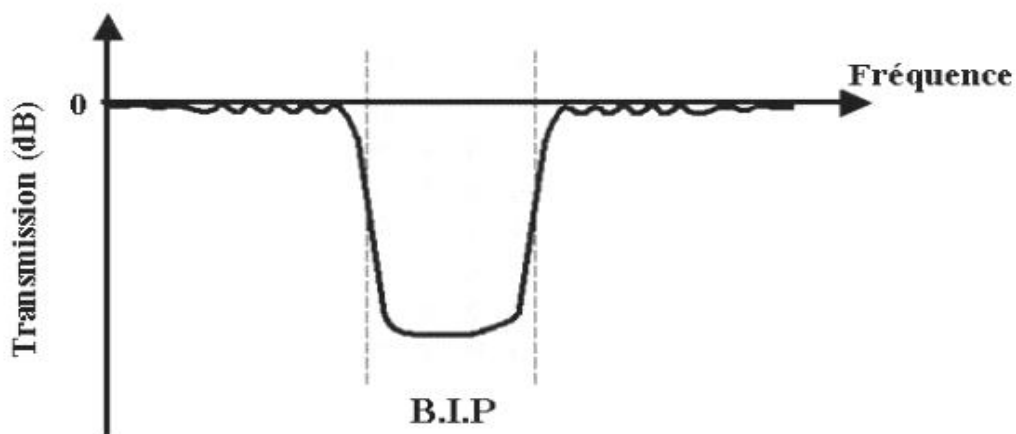


Fig. 1.1 Exemple de bande interdite en fréquence.

Nous utilisons dans notre cas les acronymes BIE (Bande Interdite Electromagnétique) ou EBG (Electromagnetic Band Gap) relative au domaine fréquentiel des microondes.

A la fin des années 80, le professeur Eli Yablonovitch [3] pose un des principaux jalons dans l'histoire des structures périodiques en étant le premier à réaliser dans le domaine des microondes une structure artificielle présentant une bande interdite autour de 14 GHz, dans les trois dimensions de l'espace : la désormais célèbre Yablonovitch. Cette structure représentée sur la figure 1.2 s'inspire de la maille cristalline du diamant, les trois réseaux périodiques qui la composent sont décalés entre eux d'un angle de 120° .

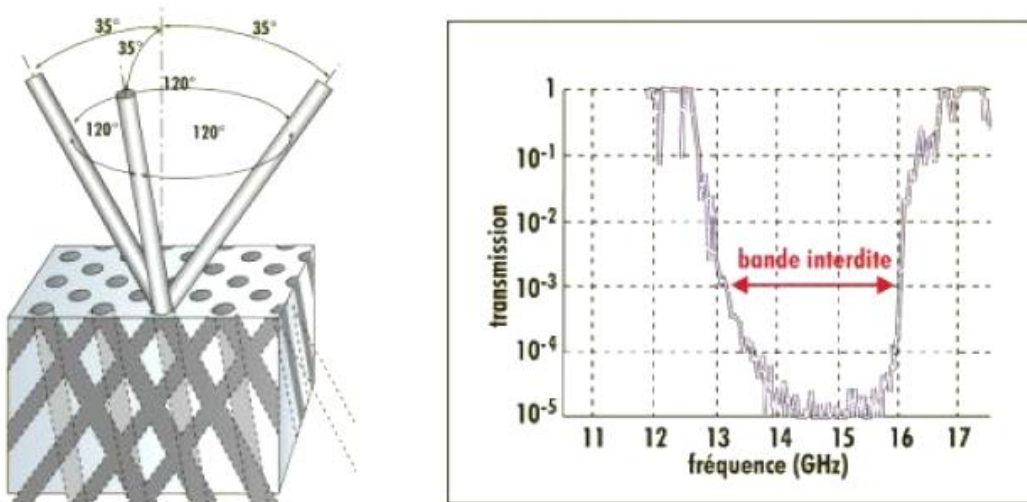


Fig. 1.2 Schéma de principe de la fabrication de la yablonovitch et résultat de la mesure en espace libre du prototype [3].

A partir de là, les recherches portant sur les structures périodiques se sont énormément développées tant sur le plan fondamental qu'appliqué dans les domaines de l'optique, des antennes et des circuits microondes. Nous verrons plus loin dans ce chapitre, quelques exemples d'applications de la théorie des structures périodiques dans ces différents domaines.

a) Les structures périodiques naturelles

De nombreuses créations humaines sont inspirées de la nature et les structures périodiques ne dérogent pas à cette règle. L'opale, par exemple, est une pierre fine qui offre à l'observateur des reflets irisés changeant avec l'orientation de la lumière. Ce phénomène est dû à sa surface qui est recouverte de billes de silice très régulières que ce soit dans leurs dimensions ou dans leurs dispositions (figure 1.3-a). Les dimensions de ces structures périodiques sont extrêmement faibles

et perturbent la lumière dans le domaine du visible en reflétant préférentiellement certaines longueurs d'onde.

Récemment, des scientifiques Australiens et Anglais se sont intéressés à un ver marin dont le dos, couvert de longs filaments lui a valu le surnom de souris de mer [4]. Ces épines dorsales sont constituées d'un grand nombre de cylindres hexagonaux empilés en couches et forment donc une sorte de structure périodique. La disposition des cylindres est telle que ses épines changent de teinte selon l'angle sous lequel elles sont éclairées. Ainsi, pour un éclairage perpendiculaire, la réflexion de la lumière est quasiment sans perte dans une bande de fréquence très fine, c'est à dire dans une couleur très pure : le rouge (figure 1.3-b).

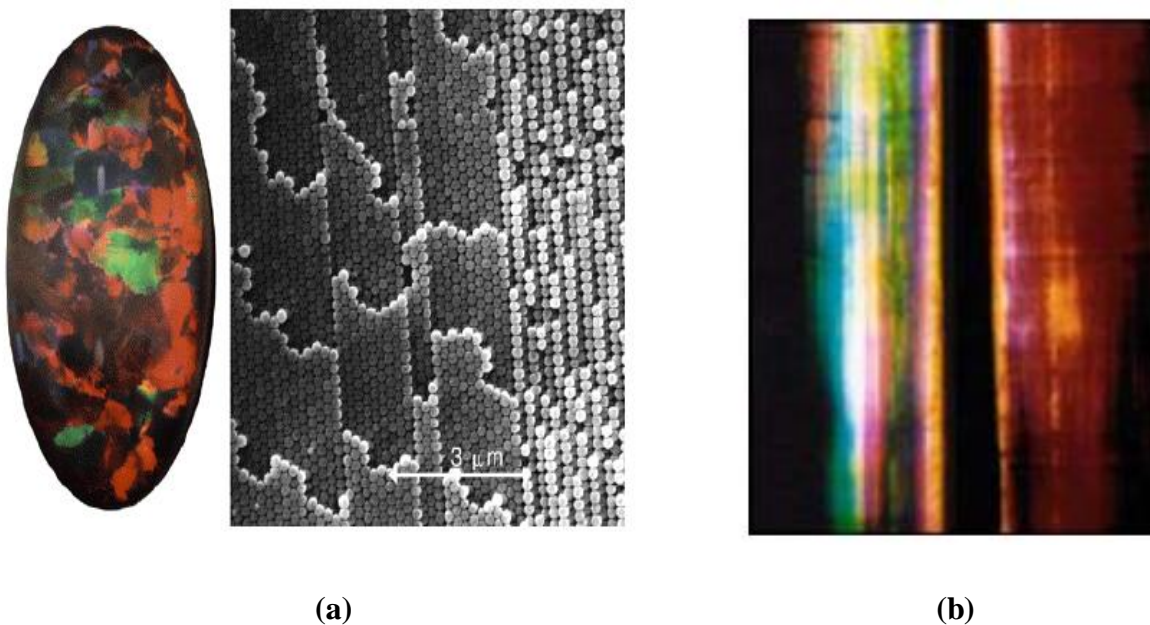


Fig. 1.3 Structures périodiques naturelles : (a) Image d'une opale avec un plan rapproché des billes de silice à sa surface, (b) le poil de la souris de mer passe du vert-bleu au rouge vif.

b) Les structures périodiques artificielles

b.1) Structure à une dimension

Nous allons ici décrire le cas particulier d'une structure monodimensionnelle constituée d'une succession périodique de couches diélectriques présentant des caractéristiques de propagation (permittivité, indice de réfraction,...) différentes. Nous allons exploiter l'analogie formelle qui existe entre les équations de Maxwell décrivant l'aspect ondulatoire de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu et l'équation de Schrödinger traduisant le comportement ondulatoire des électrons dans un cristal.

La caractéristique principale d'un cristal parfait est sa très bonne périodicité du point de vue de la répartition des électrons. Ceci à des conséquences directes sur l'énergie de ces électrons qui ne peut prendre que des valeurs discrètes, appelées en physique du composant : les bandes d'énergie interdites et permises. Un matériau semi-conducteur comme le Silicium possède une bande d'énergie interdite entre la bande de valence et la bande de conduction (figure 1.4). Tout un pan de la microélectronique avec les diodes et les transistors entre autre, est basé sur cette propriété permettant de contrôler le déplacement des électrons.

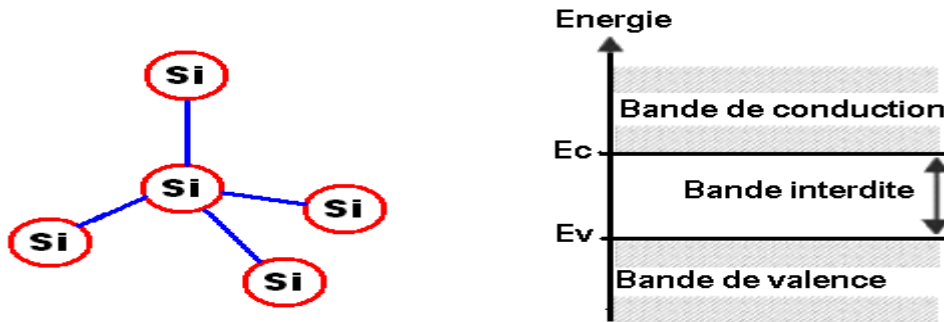


Fig. 1.4 Représentation schématique d'un réseau d'atome de silicium et de son diagramme de bande d'énergie.

En réalisant une analogie avec le domaine des microondes, le vecteur d'onde \vec{k} décrivant la propagation d'une onde électromagnétique dans une structure périodique n'existera pas dans certains domaines de fréquence appelés bandes interdites électromagnétiques (figure 1.5).

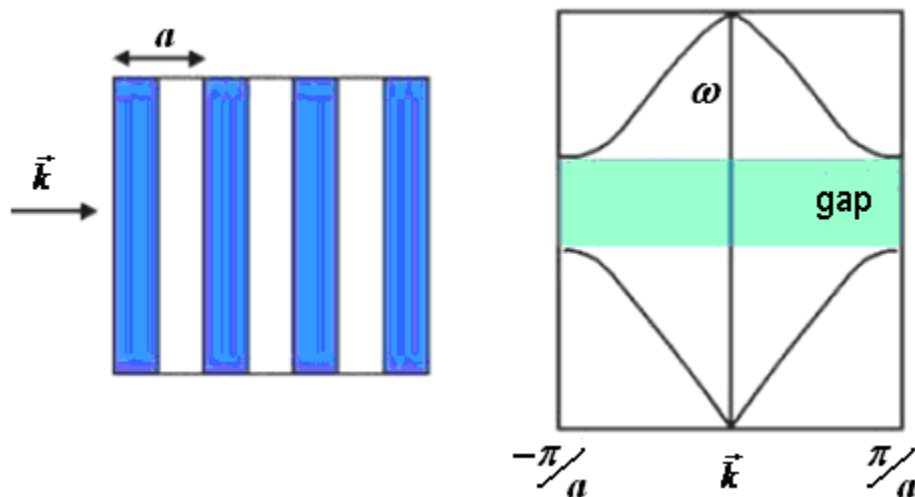


Fig. 1.5 Diagramme de bande (fréquence en fonction du nombre d'onde k) pour un milieu périodique unidimensionnel [53].

Le tableau 1.1 résume les principales analogies entre l'équation de Schrödinger et les équations de Maxwell.

	Mécanique quantique	Electromagnétisme
Milieu	Potentiel périodique (cristal)	Diélectrique périodique
Grandeur caractéristique	Fonction d'onde $\psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{j\omega t}$	Champ électrique $\vec{E}(\mathbf{r}, t) = \vec{E}(\mathbf{r}) e^{j\omega t}$ ou magnétique $\vec{H}(\mathbf{r}, t) = \vec{H}(\mathbf{r}) e^{j\omega t}$
Périodicité	Potentiel électronique V $V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r} + \mathbf{R})$	Permittivité ε $\varepsilon(\mathbf{x}) = \varepsilon(\mathbf{x} + \mathbf{X})$
Conséquence	Bandes d'énergie interdites	Bandes de fréquence interdites
Equation d'onde	$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \underbrace{(E - U)}_V \psi(\mathbf{r}) = 0$	$\nabla^2 \vec{E} + \frac{\omega^2 \cdot \varepsilon(\mathbf{x})}{c^2} \vec{E} = 0$

Tableau 1.1 : Comparaison entre un cristal à potentiel périodique en mécanique quantique et un cristal à diélectrique périodique en électromagnétisme.

Les phénomènes électromagnétiques sont régis par les équations de Maxwell. Dans un milieu linéaire, isotrope, sans pertes, de permittivité relative (ε_r), non magnétique ($\mu_r = 1$), et en absence de charges et courants, elles se réduisent en équations suivantes :

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1-1)$$

$$\nabla \wedge \vec{B} = \varepsilon \cdot \mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (1-2)$$

où le champ électrique \vec{E} est solution de l'équation d'onde suivante :

$$\Delta \vec{E} - \varepsilon \cdot \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1-3)$$

Pour un champ 1D, on a:

$$\vec{E} = E(x) \cdot e^{j\omega t} \cdot \vec{e}_x \quad (1-4)$$

avec : $\varepsilon_0 \cdot \mu_0 = \frac{1}{c^2}$; $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r(x)$; $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$.

L'équation (1-3) devient alors :

$$\frac{\partial^2 E(x)}{\partial x^2} + \frac{\omega^2 \cdot \varepsilon_r(x)}{c^2} E(x) = 0 \quad (1-5)$$

Nous pouvons appliquer cette équation à la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau constitué d'une alternance périodique de deux couches diélectriques de permittivités respectives ε_{R1} et ε_{R2} (figure 1.6).

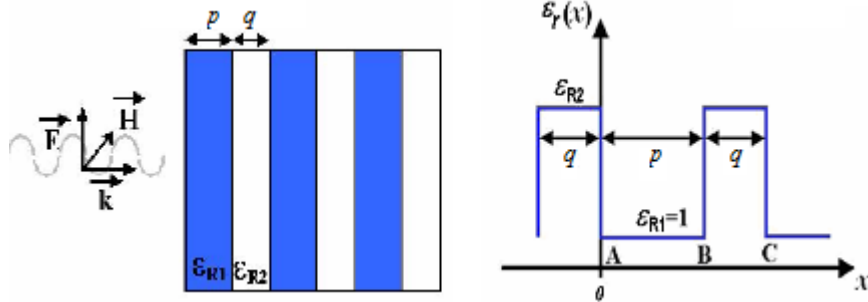


Fig. 1.6 Propagation d'une onde électromagnétique à travers un matériau périodique constitué d'une alternance de couches diélectriques différentes.

L'équation d'onde (1-5) peut être décrite dans les deux milieux de propagation par les équations suivantes :

$$\text{Si } A < x < B : \quad \varepsilon_r(x) = \varepsilon_{R1} = 1 \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 E_1(x)}{\partial x^2} + \frac{w}{c^2} \cdot E_1(x) = 0 \quad (1-6)$$

$$\text{Si } B < x < C : \quad \varepsilon_r(x) = \varepsilon_{R2} > 1 \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 E_2(x)}{\partial x^2} + \frac{w}{c^2} \cdot \varepsilon_{R2} E_2(x) = 0 \quad (1-7)$$

Ces deux équations ont pour solutions :

$$E_1(x) = A \cdot \sin \alpha \cdot x + B \cdot \cos \alpha \cdot x \quad \alpha = \frac{w}{c} \quad (1-8)$$

$$E_2(x) = C \cdot e^{-\beta \cdot x} + D \cdot e^{\beta \cdot x} \quad \beta = \frac{w}{c} \sqrt{\varepsilon_{R2}} = \alpha \sqrt{\varepsilon_{R2}} \quad (1-9)$$

En appliquant les conditions aux limites en $x = B$, c'est à dire en assurant la continuité des composantes tangentielles des champs électriques, il vient :

$$E_1(x = B) = E_2(x = B) \quad (1-10)$$

$$\frac{\partial E_1(x = B)}{\partial x} = \frac{\partial E_2(x = B)}{\partial x} \quad (1-11)$$

Enfin, la condition de périodicité sur la permittivité $\varepsilon(x)$ et sur sa dérivée $\frac{\partial \varepsilon(x)}{\partial x}$ permet d'obtenir les relations suivantes.

$$\varepsilon(x) = \varepsilon(x + p + q) ; \quad \frac{\partial \varepsilon(x)}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon(x + p + q)}{\partial x} \quad (1-12)$$

La résolution de ce système d'équations permet d'écrire :

$$ch\left(\frac{2\pi}{c} \cdot q \cdot \sqrt{\epsilon_R} f\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot p}{c} \cdot f\right) + \frac{(-\epsilon_R - 1)}{2 \cdot \sqrt{\epsilon_R}} \cdot sh\left(\frac{2\pi}{c} \cdot q \cdot \sqrt{\epsilon_R} \cdot f\right) \cdot \sin\left(\frac{2\pi \cdot p}{c} \cdot f\right) = \cos(k \cdot (p + q)) \quad (1-13)$$

où $\vec{k} = k \cdot \vec{e}_x$ est un vecteur d'onde.

Cette équation ne possède de solution que lorsque son premier membre est compris entre -1 et 1 . Celui-ci pouvant également être supérieur à 1 , nous trouverons des cas pour lesquels l'onde électromagnétique ne se propagera pas; c'est ce que nous appellerons la bande interdite électromagnétique (BIE).

Pour des valeurs arbitraires vérifiant cette condition,

$\left(\frac{2\pi p}{c} \cdot \sqrt{\epsilon_R} = 0.1; \frac{-\epsilon_R - 1}{2 \cdot \sqrt{\epsilon_R}} = 1.5; \frac{2\pi p}{c} = 0.1\right)$, nous pourrions représenter l'équation (1-13) en

fonction de la fréquence (figure 1.7).

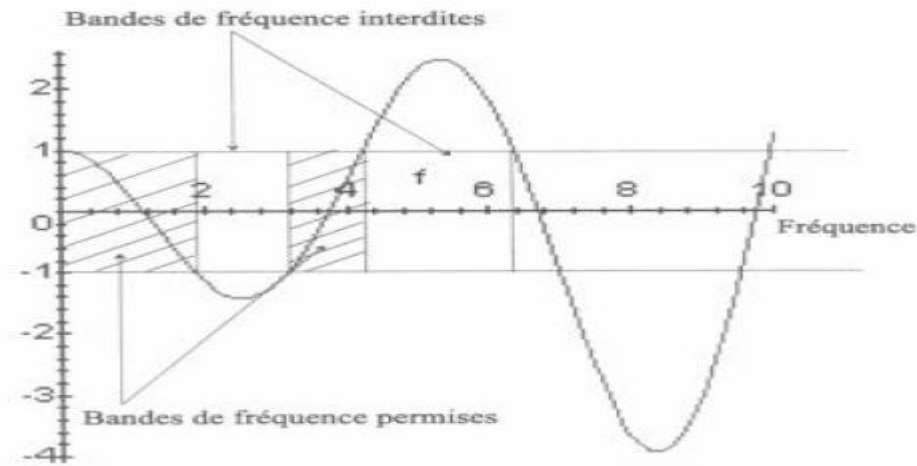


Fig. 1.7 Représentation de l'équation 1.13, ainsi que les bandes de propagation permises et interdites.

Le miroir de Bragg est un résonateur BIP à une dimension. Ce dispositif consiste en une alternance de couches planes de diélectrique d'épaisseur égale au quart de la longueur d'onde opératoire (figure 1.8). Si les permittivités relatives ϵ_{R1} et ϵ_{R2} des diélectriques présentent un contraste suffisamment important $\frac{\epsilon_{R1}}{\epsilon_{R2}} > 2$, l'onde traversant ce milieu périodique sera perturbée.

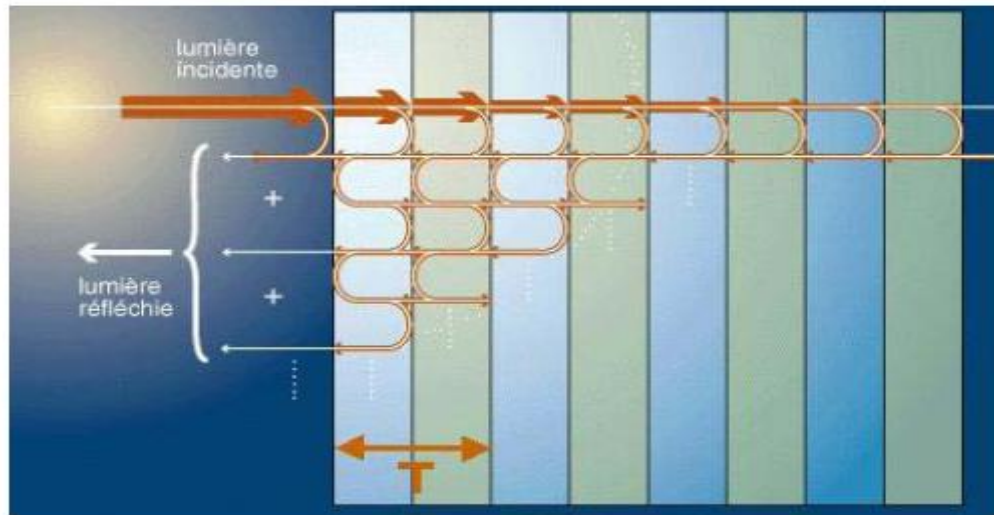


Fig. 1.8 Schéma de principe du miroir de Bragg.

Les portions d'énergie réfléchies aux interfaces entre deux matériaux distincts se retrouvent donc, après un trajet $T = \lambda_g/2$, en phase avec l'onde réfléchie à l'interface précédente. Pris dans sa globalité, ce phénomène est constructif pour l'onde réfléchie à l'extérieur du matériau. Ce dernier se comporte comme un miroir. En étudiant le comportement de ce dispositif en transmission, on obtient une succession de bandes interdites centrées sur la fréquence

$$f = \frac{c}{\lambda_g} = \frac{c}{2 \cdot T} \text{ et ses harmoniques (figure 1.9).}$$

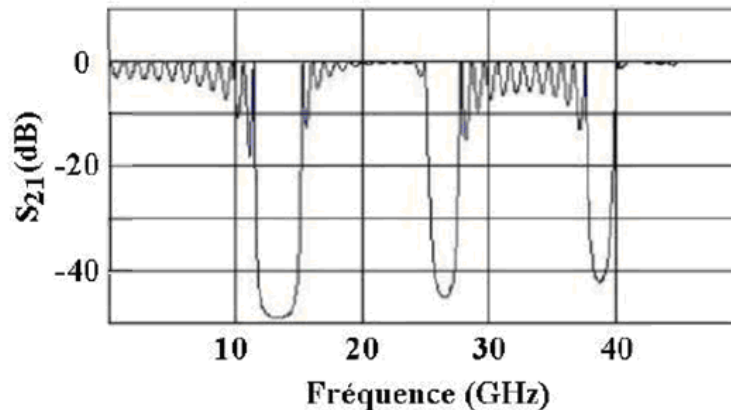


Fig. 1.9 Réponse électromagnétique fréquentielle en transmission de la structure de Bragg [53].

La périodicité de la permittivité du milieu de propagation génère celle de la constante de propagation ($\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_R}$) ainsi que celle de l'impédance d'onde.

Le facteur limitatif de ces structures monodimensionnelles reste leur forte sensibilité à l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique. Si la structure périodique n'est pas perpendiculaire par rapport à l'onde incidente, la bande interdite disparaîtrait avec l'angle d'inclinaison.

Pour pallier cet inconvénient, le recours à des structures périodiques bidimensionnelles est nécessaire. Dans ce type de structures, la périodicité est assurée suivant deux dimensions et la structure reste homogène dans la troisième dimension. La sensibilité à l'incidence de l'onde est donc beaucoup plus faible que pour les structures à une dimension. Les premiers matériaux à BIE ont été réalisés dans le domaine de l'optique. Ils étaient constitués de diélectriques car, aux fréquences optiques, les fortes pertes des métaux étaient rédhibitoires.

Aux fréquences micro ondes, l'épaisseur de peau devient négligeable face à la longueur d'onde et les métaux deviennent de bons réflecteurs présentant peu de pertes.

Nous allons, dans ce paragraphe, décrire deux types de structures bidimensionnelles : les structures périodiques diélectriques et les structures périodiques métalliques.

b.2) Structure à 2 dimensions

Une des caractéristiques des structures périodiques diélectriques est de posséder une bande permise basse fréquence. Du continu jusqu'à la première bande interdite, le niveau de transmission est proche de 0 dB (figure 1.10).

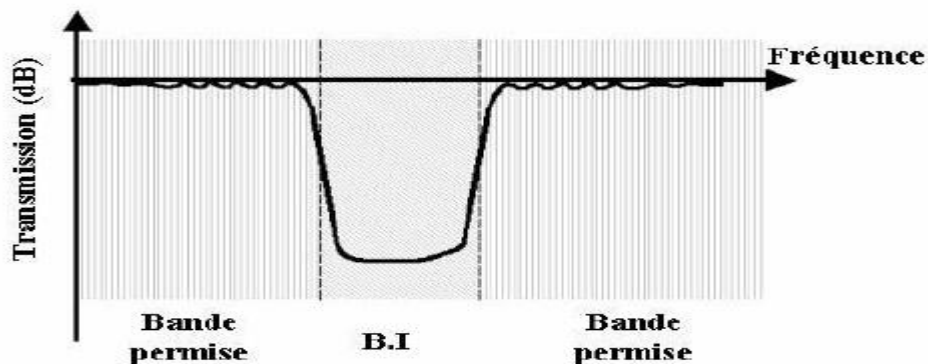


Fig. 1.10 Réponse en fréquence type d'une structure périodique diélectrique [53].

Dans la littérature, nous pouvons distinguer deux types de structures périodiques bidimensionnelles représentés sur la figure 1.11. Dans le premier cas, un réseau périodique de tiges de diélectrique de fort indice est disposé dans un milieu de faible indice, typiquement de l'air, afin d'avoir un fort contraste d'indice. Ce type d'agencement est appelé structure

déconnectée. Dans le second cas, des trous d'air sont percés périodiquement dans un matériau diélectrique à fort indice, c'est une structure connectée [5].

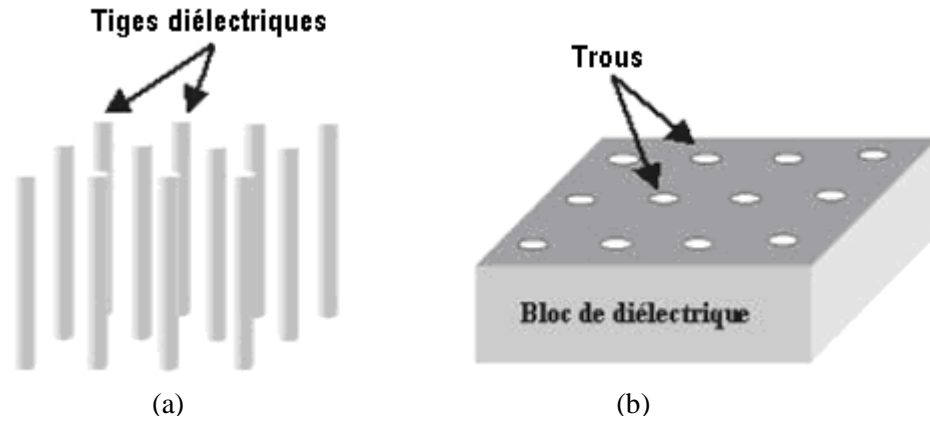


Fig. 1.11 Structures diélectriques périodiques bidimensionnelles déconnectée (a) et connectée (b) [5]

Dans ces deux cas, les tiges de diélectrique ou les colonnes d'air peuvent être disposées de différentes manières suivant des motifs élémentaires. Nous n'en présenterons que les principaux sur la figure 1.12.

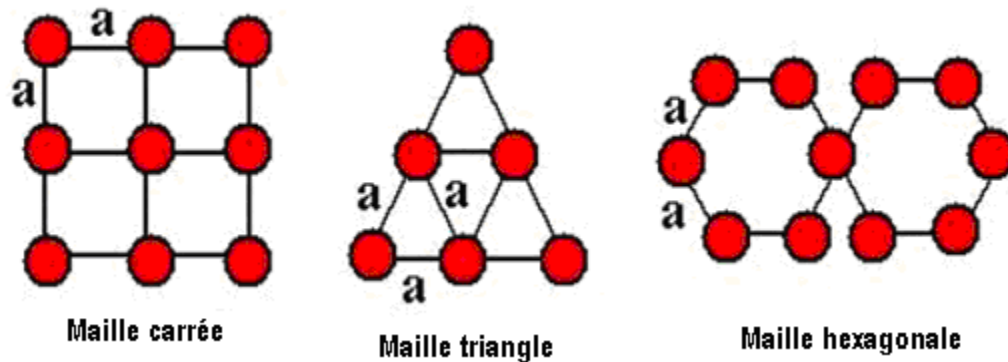


Fig. 1.12 Principales mailles utilisées pour les réseaux périodiques 2D.

Les critères permettant de qualifier une bande interdite sont les suivants : la fréquence centrale f_0 , la réjection maximale dans la bande, la largeur de la bande interdite Δf et l'ondulation de la transmission hors bande interdite (figure 1.13).

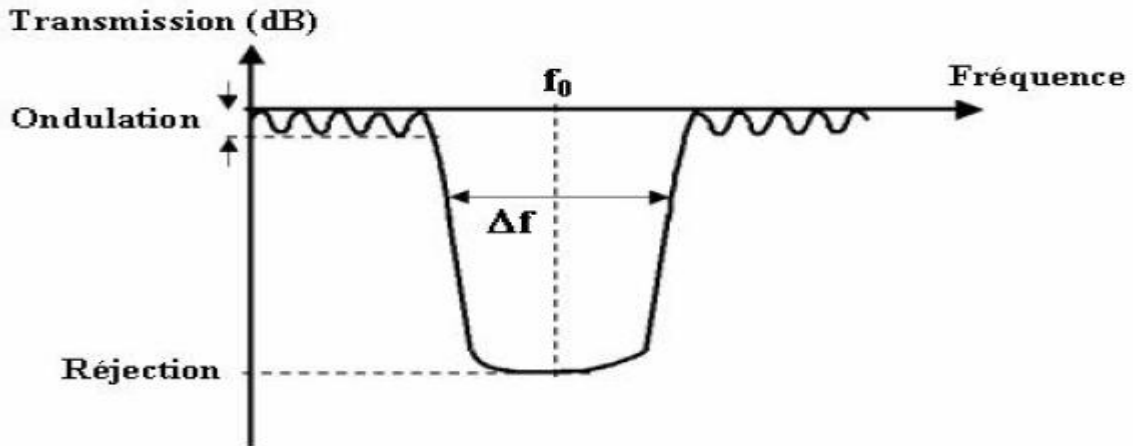


Fig. 1.13 Paramètres descriptifs d'une bande interdite en fréquence [5].

Ces caractéristiques sont intimement liées aux paramètres du réseau périodique tels que :

- pas du réseau,
- diamètre des tiges ou des trous (facteur de remplissage),
- contraste d'indice entre les deux milieux,
- motif élémentaire utilisé.

Ces paramètres seront pris comme variables dans la conception d'une structure périodique.

Le circuit présenté sur la figure 1.14 a été conçu et réalisé par Bertrand Lenoir à l'IRCOM en 1998 [6]. Il s'agit d'un guide d'onde métallique dans lequel sont insérées des tiges d'alumine.

Une bande interdite est observée aux alentours de 12 GHz.

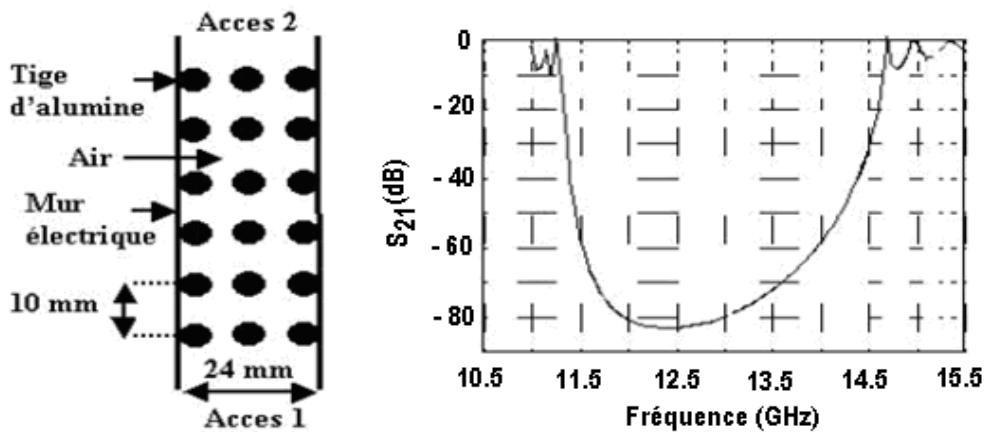


Fig. 1.14 Guide d'onde à tiges de diélectrique [6].

Malgré le fort contraste de permittivité entre l'air et l'alumine ($\epsilon_r = 9,8$), les dimensions globales du dispositif restent importantes et rendent difficile son application à la réalisation de filtres compétitifs. Néanmoins, le principe de fonctionnement a été validé par l'expérimentation.

Comme nous l'avons vu, l'utilisation du métal qui pose un problème aux fréquences optiques est parfaitement envisageable aux fréquences qui nous intéressent dans le domaine des microondes. L'étude des structures périodiques métalliques remonte aux années 50 avec les grilles métalliques unidimensionnelles de polariseur et réflecteur [7,8]. Ensuite, il apparaissent les structures périodiques métalliques surfaciques : les surfaces sélectives en fréquence (Frequency Selective Surface) [9].

Aux basses fréquences, la structure métallique peut être considérée comme un mur conducteur parfait, sa B.I.E va du continu jusqu'à une certaine fréquence appelée fréquence plasmon, dite bande interdite d'ordre zéro ou bande plasmon.

C'est une différence fondamentale des structures métalliques comparées aux structures diélectriques qui possèdent elles une bande permise basse fréquence. Sigalas a démontré [10] que la fréquence plasmon correspondait à une longueur d'onde égale à deux fois le pas du réseau : a . On obtient donc dans l'air :

$$f_p = \frac{c}{2 \cdot a} \quad (\text{I-14})$$

Nous allons traiter dans cette partie des structures périodiques bidimensionnelles dans lesquelles le métal remplace un des deux diélectriques (figure 1.15). Ces structures représentent en quelque sorte, une extension des Surfaces Sélectives en Fréquences à des structures bidimensionnelles multicouches.

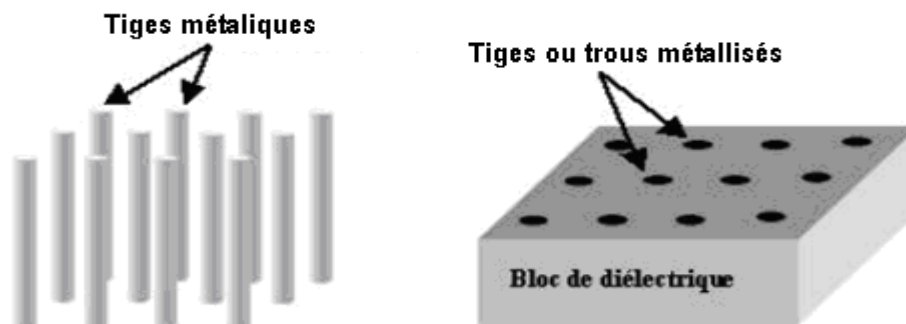


Fig. 1.15 Structures métalliques périodiques bidimensionnelles déconnectée (a) et connectée (b) [10]

L'utilisation du métal en remplacement du diélectrique pour la réalisation de structures périodiques présente plusieurs avantages. Tout d'abord, le métal présente une relative facilité d'usinage comparé à certains diélectriques. De plus, comme nous l'avons vu précédemment, le fort contraste d'indice entre les matériaux composant une structure périodique joue un rôle de premier ordre dans l'obtention de bande de fréquence interdite. Il est facile d'imaginer qu'avec un réseau de tiges métalliques, les ondes électromagnétiques seront plus fortement perturbées qu'avec des tiges diélectriques. A performances égales, le nombre de tiges sera moindre et les dimensions globales du circuit seront réduites.

b.3) Structure à 3 dimensions

La structure 3D offre une bande interdite quelles que soient l'incidence et la polarisation de l'onde électromagnétique l'éclairant. Ce cas particulier est appelé bande interdite totale. Ce sont évidemment des structures complexes à modéliser, dont le comportement est difficile à prévoir et dont la fabrication est encore plus délicate. Afin d'obtenir une périodicité tridimensionnelle, les chercheurs s'inspirent des mailles cristallines, c'est par exemple le cas de la yablonovite présentée.

Un autre modèle de structure périodique tridimensionnelle a été proposé par l'équipe du Ames Laboratory [13]. Il s'agit de la structure "tas de bois" dont le principe est présenté sur la figure 1.16.

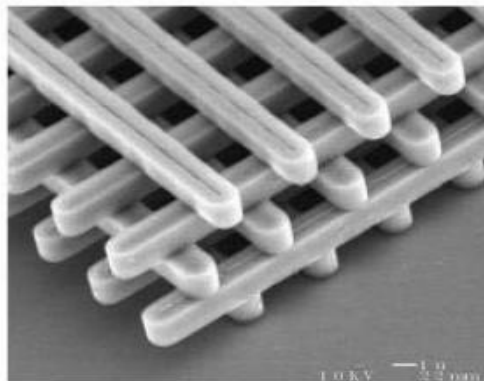


Fig. 1.16 Exemple de structure "tas de bois" réalisée dans le domaine de l'optique par Sandia National Laboratories [14]

Avec les nouvelles techniques d'usinage du Silicium permettant d'atteindre des précisions de l'ordre de la dizaine de micromètres, cette structure est moins complexe à réaliser que la yablonovite [15]. Nous présentons, sur la figure 1.17, la mesure d'une réalisation sur silicium

[16,17], la période des cristaux est de $490 \mu\text{m}$ sur 6 épaisseurs. La bande interdite complète obtenue est centrée sur 265 GHz avec 19 % de largeur de bande.

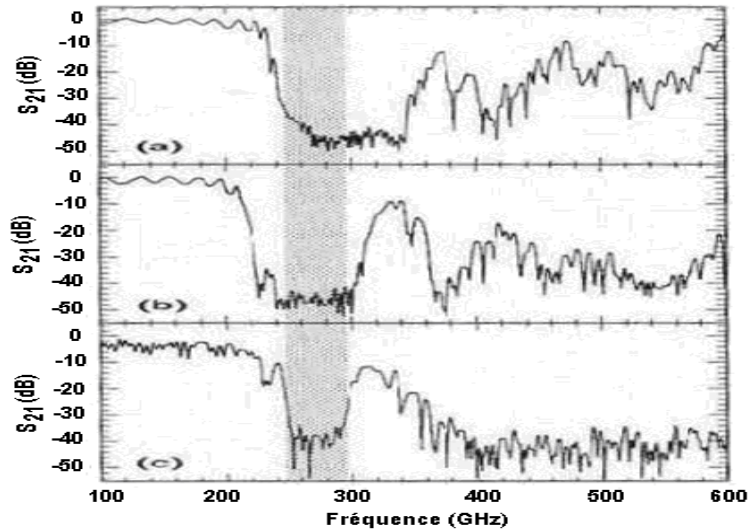


Fig. 1.17 Réponses expérimentales en transmission pour différentes orientations de l'onde incidente : -a- suivant la direction de l'empilement -b- à 45° de la direction de l'empilement -c- perpendiculaire à la direction de l'empilement la bande grisée fait apparaître la bande interdite complète [14].

1.2 Structure comme coupleur

Le principe de bande interdite peut être utilisé pour propager une onde électromagnétique à l'aide d'un guide d'onde intégré au substrat, la structure périodique remplace alors les murs métalliques du guide d'onde classique.

Dans l'exemple suivant [18], un coupleur résonant quatre ports est réalisé dans un réseau périodique bidimensionnel de tiges métalliques. Un certain nombre de tiges est retiré du réseau afin que la branche directe soit monomode et que la branche transversale soit multimode (figure 1.18).

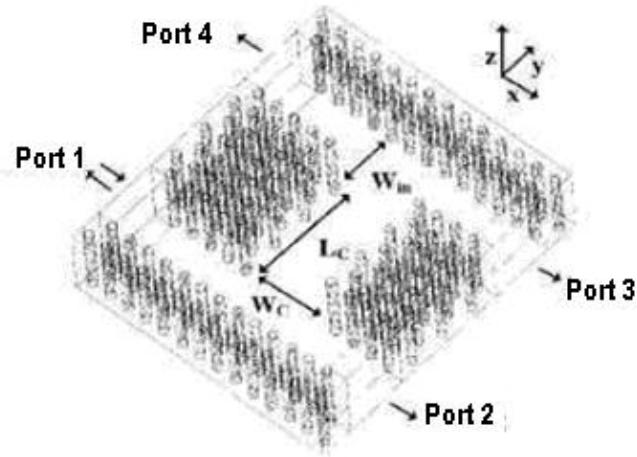


Fig. 1.18 Vue schématique du coupleur 4 ports délimité dans un réseau périodique bidimensionnel [18].

C'est l'optimisation des dimensions de cette dernière (largeur-longueur) qui permet de choisir le mode de fonctionnement, direct (un vers trois) ou rétro (un vers quatre) (figure 1.19).

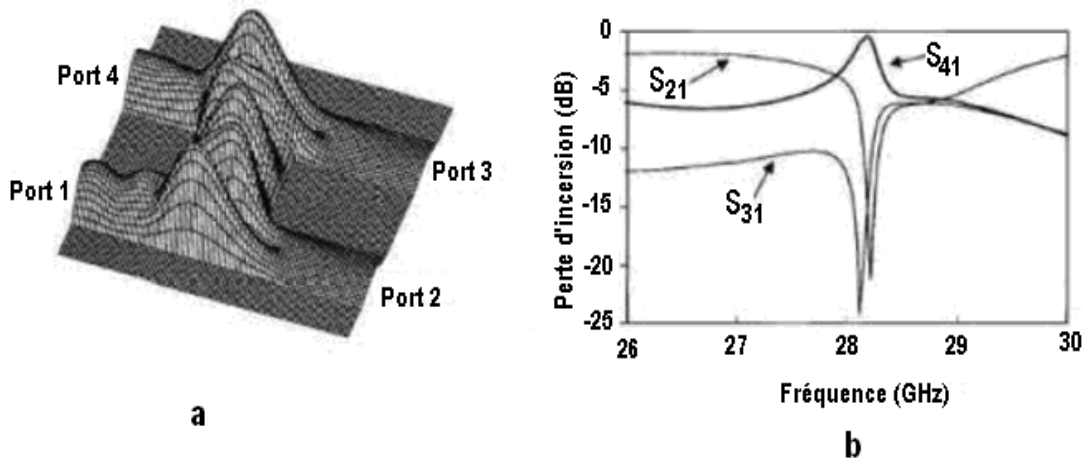


Fig. 1.19 Diagramme de champ électrique (a) et réponses théoriques en transmission (b) de la structure optimisée pour un fonctionnement « rétro », 1 vers 4 [18].

Cette propriété de confinement électromagnétique est également utilisée pour délimiter des cavités résonantes à l'aide de réseaux périodiques. Dans une publication en 1999 [19], l'auteur définit une cavité dans un bloc de duroïd en retirant un élément d'un réseau périodique bidimensionnel de tiges métalliques.

1.3 Structure comme dispositif exotique (méta-matériaux)

Les méta-matériaux, tout comme les structures périodiques à B.I.E, suscitent un intérêt croissant au sein de la communauté scientifique depuis quelques années.

Par méta-matériau, on définit une structure périodique artificielle présentant des propriétés électromagnétiques singulières telles qu'une permittivité et une perméabilité négatives (du grec Méta : au-delà). Rappelons que les différences essentielles entre les méta-matériaux et les structures à BIE sont les dimensions mises en jeu. Celles-ci sont de l'ordre de la longueur d'onde pour les matériaux à BIE et sont beaucoup plus petites pour les méta-matériaux.

Ces propriétés hors du commun ont des conséquences très intéressantes sur des lois basiques de l'électromagnétisme et de l'optique comme, par exemple, l'inversion de la loi de Snell sur la réfraction (figure 1.20).

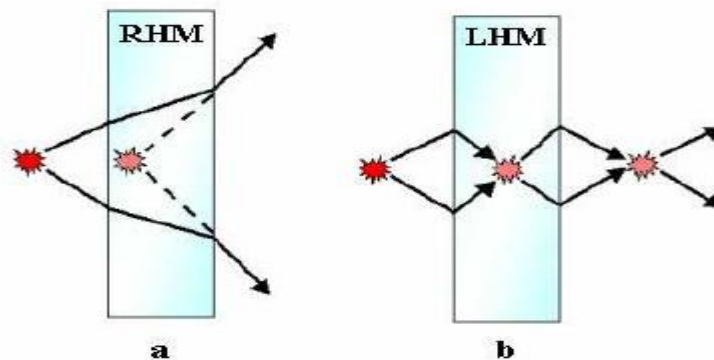


Fig. 1.20 Une source électromagnétique éclairant un bloc transparent de matériau classique apparaît plus proche pour un observateur situé de l'autre côté (a). Dans le cas d'un bloc de méta-matériau, la source semble se trouver du même côté que l'observateur (b).

Dans de tels milieux, la phase des ondes électromagnétiques se propage dans le sens opposé à celui de l'énergie d'où leur autre appellation de matériau main gauche (Left Hand Materials). Nous retrouverons également ces matériaux sous d'autres dénominations dans la littérature : Backword Wave Materials, Materials with Negative Refractive index ou Double Negative Materials.

Ces effets avaient été postulés par le physicien russe Victor Veselago dans un article publié en 1968 [20], mais les moyens techniques de l'époque ne permettaient pas de vérification expérimentale. Depuis, les capacités en terme de calcul numérique et de fabrication ont beaucoup évolué et permettent d'appréhender ces structures. Il en résulte un nombre croissant de publications sur le sujet.

Dans [21], une structure planaire avec un indice de réfraction négatif inspirée de [22] est présentée, elle est constituée d'un assemblage périodique de patches métalliques dont elle tire son surnom de "structure champignon" (figure 1.21).

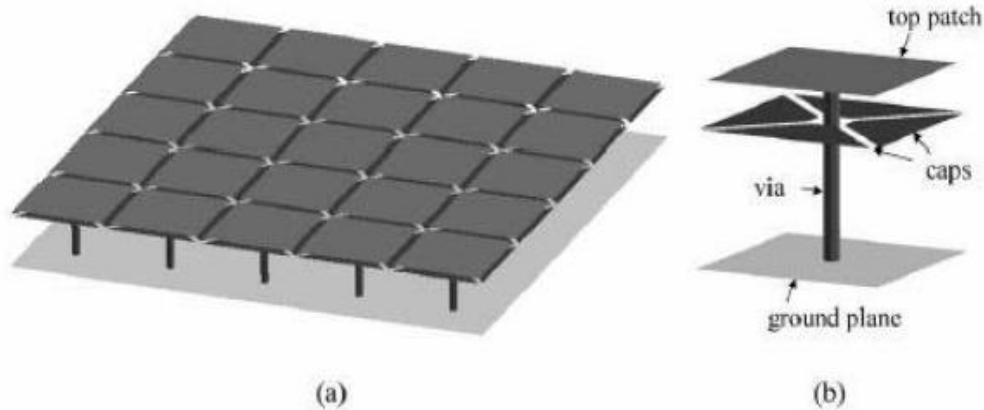


Fig. 1.21 Principe de la structure à indice de réfraction négatif (a) Vue d'ensemble et (b) Détail d'une cellule unitaire [21].

Les propriétés "exotiques" des méta-matériaux nourrissent actuellement de grands espoirs concernant l'amélioration des systèmes de communication Radio Fréquences et Optiques.

Comme nous venons de le voir, les dimensions mises en jeu dans les structures périodiques sont intimement liées à la longueur d'onde guidée. Avec la montée en fréquence des applications, les dimensions et les tolérances de fabrication deviennent donc des points délicats pouvant limiter les performances des structures périodiques. Le recours aux nouvelles technologies de la microélectronique s'avère donc nécessaire pour la réalisation de circuits hyperfréquences basés sur les structures périodiques.

1.4 Les méthodes d'analyse et de conception

Il existe plusieurs méthodes numériques de résolution du calcul. Ci-dessous, nous allons donner un aperçu sur les méthodes des ondes planes, FDTD (Finite Difference Time Domain), des matrices de transfert et la méthode des lignes élémentaires couplées finies (LECF).

1.4.1 L'approche ondes planes

Les ondes EM les plus simples sont les ondes planes uniformes se propageant le long d'une direction fixe dans un milieu sans pertes. La notion d'uniformité veut dire que les champs n'ont pas de dépendance sur coordonnées transverses, ils sont fonction seulement de la direction de propagation et le temps. Par exemple, $E(x,y,z,t) = E(x,t)$ et $H(x,y,z,t) = H(x,t)$. Aussi ces derniers n'ont pas de composantes le long de x : $E_x = H_x = 0$. La méthode des ondes planes est très

adaptée pour des structures périodiques supposées de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure.

Vu la périodicité de la permittivité relative $\varepsilon_r(\vec{x})$, les champs électrique et magnétique peuvent être mis sous la forme : $\vec{D}(\vec{x}) = \vec{D}_{\vec{k}}(\vec{x})e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}}$ et $\vec{H}(\vec{x}) = \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{x})e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}}$.

où les fonctions $\vec{D}_{\vec{k}}(\vec{x})$ et $\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{x})$ possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de les développer en série de Fourier :

$$\begin{aligned}\varepsilon_r(\vec{x}) &= \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) e^{j\vec{G}\cdot\vec{x}} \\ \vec{E}(\vec{x}) &= \vec{D}_{\vec{k}}(\vec{x}) e^{j\vec{k}\cdot\vec{x}} = \left(\sum_{\vec{G}} \vec{D}(\vec{G}) e^{j\vec{G}\cdot\vec{x}} \right) e^{j\vec{k}\cdot\vec{x}} = \sum_{\vec{G}} \vec{D}(\vec{G}) e^{j(\vec{G}+\vec{k})\cdot\vec{x}} \\ \vec{H}(\vec{x}) &= \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{x}) e^{j\vec{k}\cdot\vec{x}} = \left(\sum_{\vec{G}} \vec{H}(\vec{G}) e^{j\vec{G}\cdot\vec{x}} \right) e^{j\vec{k}\cdot\vec{x}} = \sum_{\vec{G}} \vec{H}(\vec{G}) e^{j(\vec{G}+\vec{k})\cdot\vec{x}}\end{aligned}$$

où \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et $\varepsilon_r(\vec{G})$, $\vec{D}(\vec{G})$ et $\vec{H}(\vec{G})$ sont les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier).

Ainsi, l'équation (1.5) devient : $(\vec{k} + \vec{G}) \times [(\vec{k} + \vec{G}) \times \vec{E}(\vec{G})] + \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \hat{\varepsilon}_r(\vec{G} - \vec{G}') \vec{E}(\vec{G}') = 0$

Ceci est un système linéaire de dimension infinie bien qu'il existe une infinité de vecteur \vec{G} du réseau réciproque. Cependant, les valeurs de grandes amplitudes ont un poids faible dans le calcul des bandes de faible ordre. Les développements en séries peuvent être limités à N ondes planes. Alors, on considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension de 3N.

La diagonalisation qui doit être effectuée pour chaque vecteur \vec{k} permet alors de déterminer les valeurs propres $\omega_n(\vec{k})$. En pratique, les valeurs de \vec{k} sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin. Les diagrammes de bandes sont obtenus. En général, quand les vecteurs k décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $\omega_n(\vec{k})$ recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode n'est accessible. Ce sont les bandes interdites électromagnétiques.

La méthode des ondes plane nous permet aussi de calculer la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la structure.

1.4.2 La méthode FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) fournit une solution directe des équations de Maxwell avec peu de complexité [23]. La FDTD calcule les composantes des champs électrique et magnétique pour chaque nœud du maillage à chaque instant en fonction des valeurs à l'instant précédent. Il est possible de remonter à la réponse fréquentielle par transformée de Fourier.

Cette méthode de calcul est très lente et demande beaucoup de ressources informatiques en mémoire et en puissance de calcul car les champs sont calculés en tous points de la structure.

1.4.3 La méthode des matrices de transfert

Elle est souvent utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des empilements unidimensionnel [24], mais a été adaptée au cas bidimensionnel par Pendry [25]. La structure est divisée en une succession de couches, et une matrice de transfert permet de relier les champs dans une couche à ceux de la précédente.

Ainsi, il est aussi possible, par cette méthode, de remonter à la structure de bande puisque l'on calcule les éventuels vecteurs d'onde de propagation en fonction de la fréquence.

Dans un milieu anisotrope qui est linéairement ou circulairement biréfringent, les ondes planes uniformes peuvent être décomposées en deux états de polarisations orthogonaux qui se propagent avec deux vitesses différentes. Les deux états développent une différence de phase, qui change la polarisation totale de l'onde. Ces milieux sont utilisés dans la construction des dispositifs de génération de différentes polarisations. Les matériaux biréfringents linéaires peuvent être utilisés pour passer d'une polarisation à une autre (linéaire ↔ circulaire) tel que les cristaux uniaxiaux comme le Calcite, le Quartz, le tourmaline,...

Un milieu Chiral est un milieu biréfringent circulaire comme les solutions du Sucre, Protéines, les acides nucléiques,... Les ondes polarisées circulaire traversant ces milieux restent inchangées, avec des polarisations circulaires gauche et droite qui se propagent à des vitesses différentes.

Un milieu Gyrotrope est un matériau isotrope (Verre, eau, conducteurs, Plasma) soumis à des champs magnétiques externes constants qui enlèvent son isotropie. Un milieu gyromagnétique, comme les ferrites soumis au champ magnétique, devient biréfringent circulaire.

Le dichroïsme circulaire présente la différence entre les coefficients d'absorption molaires, on parle du dichroïsme circulaire quand on a affaire à des molécules chirales possédants des chromophores, c'est-à-dire des fonctions chimiques absorbantes dans le domaine UV, visible.

1.4.4 La méthode des lignes élémentaires couplées finies (LECF)

Cette méthode s'avère être l'une des plus simples d'application surtout si le problème traité est linéaire. Son exploitation passe par la résolution de l'équation différentielle de Riccati et nécessite la détermination de la permittivité effective qui est le paramètre fondamental avec lequel les autres paramètres comme l'impédance caractéristique et la constante de propagation, sont calculés. Elle a été développée au Laboratoire de Télécommunications de l'ENP par le Professeur Zerguerras [26], le Professeur Aksas [27], Messieurs Senouci [45] et Bouzouad [40,41], elle résulte du modèle linéaire de la ligne de transmission.

Sa moindre complexité autorise l'étude et l'analyse de cas nouveaux et intéressants, son domaine d'intérêt est donc plus vaste.

1.5 Conclusion

Ce chapitre rappelle brièvement l'état de l'art sur les matériaux périodiques aussi bien leur histoire que leurs propriétés. Ces dispositifs intéressent de nombreux chercheurs qui continuent de démontrer l'intérêt d'utiliser ces matériaux soit pour remplacer des systèmes déjà existants mais plus contraignants, soit pour apporter une innovation toute particulière dans un domaine précis. L'étude de ces structures reste un sujet très riche, tout comme le choix de leurs applications.

CHAPITRE 2 :

Etude de dispositifs filtre de rejection

2.1 Filtre réalisé par gravage périodique

Les matériaux type à BIE sont utilisés pour améliorer le diagramme de rayonnement des antennes [29], augmenter la puissance de sortie d'un amplificateur de puissance [30], filtrer... De nouvelles structures BIEs ont été proposées, notamment les structures planaires. Celles-ci présentent plusieurs avantages. Ce sont des solutions de filtrage faible coût qui s'intègrent parfaitement aux procédés de fabrication traditionnels des circuits imprimés. D'autre part, les BIEs planaires offrent un encombrement réduit comparé à celui des structures volumiques.

2.1.1 Filtre réalisé par gravage de trous dans le substrat

Le dispositif BIP est une structure périodique interdisant la propagation de l'onde électromagnétique dans une bande de fréquence. Dans la technologie microruban, ces dernières sont obtenues par introduction des gravures périodiques adéquates dans le substrat [31].

Ian Ramsey et al [32] ont étudié la structure microruban 2-D à réseau carré constituée de trous circulaires, les dimensions du substrat sont 190 mm de longueur, 50 mm de largeur et 1,6 mm d'épaisseur (figure 2.1).

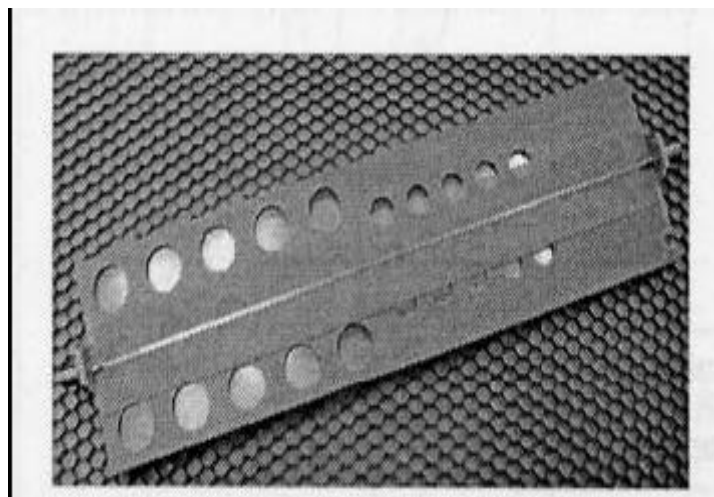


Fig. 2.1 Structure BIP microruban [32].

Les signaux incident, réfléchi et transmis sont obtenus par les simulations F.D.T.D pour calculer S_{11} et S_{21} pour la ligne de transmission microruban avec cinq rangés BIPs. La figure 2.2 montre une bonne correspondance du coefficient de transmission entre la conception modélisée et fabriquée.

Dans [32], on a montré qu'il est plus intéressant que la ligne de transmission soit centrée par rapport à la localisation des trous dans le substrat où elle présente une bonne réflexion aussi le nombre d'ondulations dans la bande passante dépend du nombre lignes de trous.

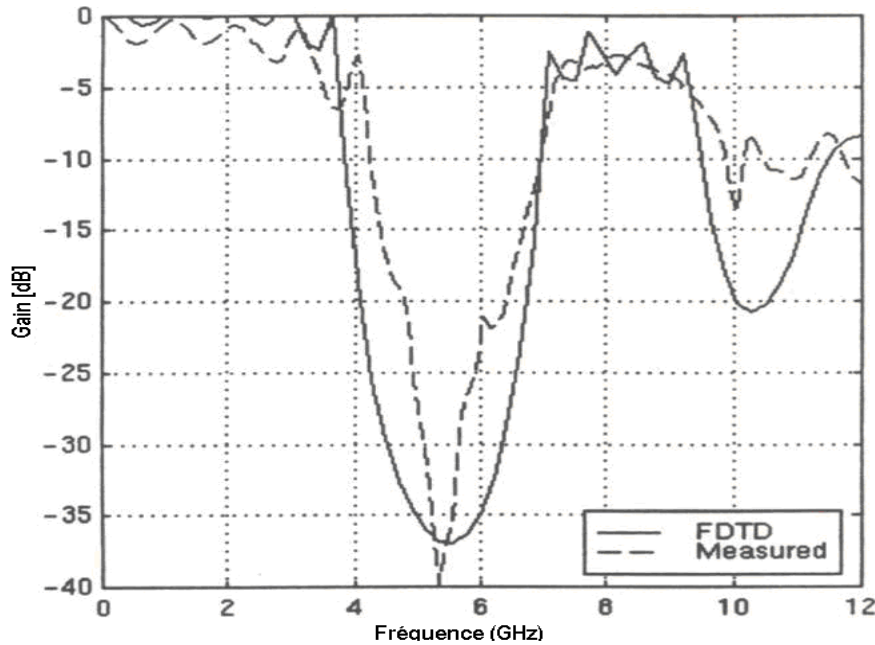


Fig. 2.2 Le paramètre S_{21} d'une ligne de transmission de 3 sur 5 trous de diamètre 12 mm [32].

2.1.2 Filtre réalisé par gravage de trous dans le plan de masse

a) Gravage sur plusieurs alignements

Radisic et al [33] ont proposé une nouvelle structure BIP nécessitant juste des gravures partielles du plan de masse. Les résultats expérimentaux offrent une caractéristique du coup bande plus large et plus profonde.

Dans la structure utilisée, on a gravé un réseau 2-D de cercles dans le plan de masse d'une ligne microruban 50Ω , comme montré dans la figure 2.3. Le substrat utilisé est RT/Duroid 6010 avec une constante diélectrique $\epsilon_r = 10.5$ et une épaisseur $h = 0,635 \text{ mm}$. Le pas du réseau $a = 5,08 \text{ mm}$ et cela pour trois valeurs du rayon des cercles r . La largeur du ruban conducteur est $w = 0,685 \text{ mm}$ qui correspond à une ligne usuelle de 50Ω .

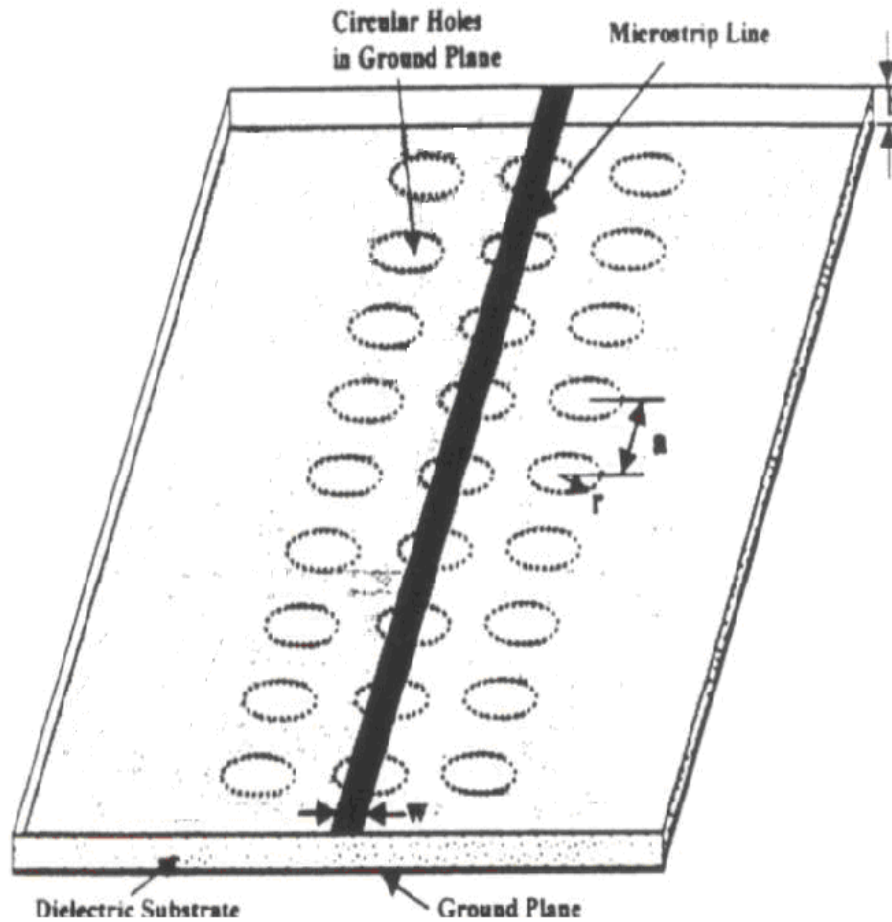
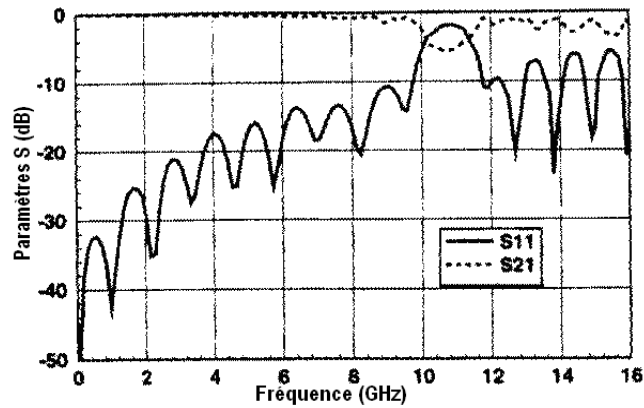


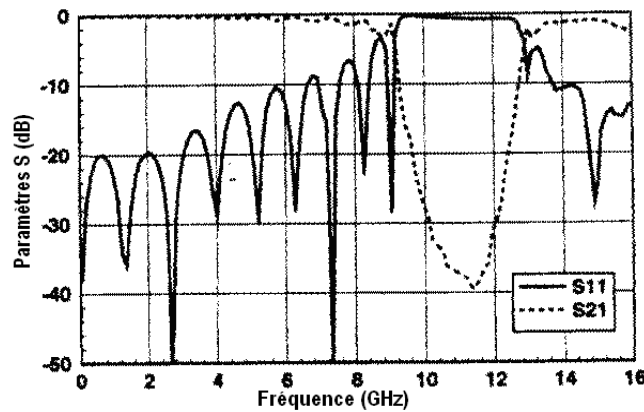
Fig. 2.3 Structure BIP avec 3 x 9 cercles gravés dans le plan de masse de la ligne microruban [33].

Afin d'étudier l'effet stop bande de cette structure, trois circuits sont fabriqués avec des cercles de différents rayons. Les résultats mesurés des coefficients de réflexion (S_{11}) et de transmission (S_{21}) sont pris sur la figure 2.4. En générale, la fréquence centrale f_0 du coupe bande est une fonction de la période de la structure. En particulier, suivant la condition de Bragg, la longueur d'onde guidée λ_g à cette fréquence f_0 est $\lambda_g = 2a$.

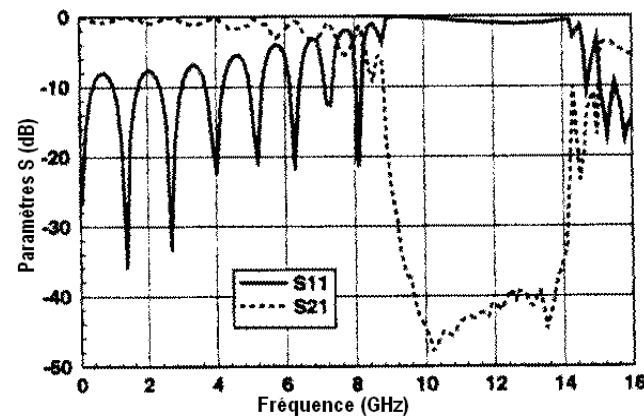
Pour des cercles à petits rayons, le coupe bande est de largeur insignifiante (figure 2.4-a). Dans le cas limite $r \rightarrow 0$ ($r/a \rightarrow 0$), il n'y a pas de réflexion et la structure est une ligne microruban standard. Tant que le rayon des cercles augmente, le coupe bande devient plus significatif. Mais pour un rapport r/a élevé, le niveau des ondulations dans la bande passante s'accroît comme montré par la figure 2.4-c. La figure 2.4-b montre les paramètres S pour une structure BIP optimisée ($r/a = 0.25$).



(a)



(b)



(c)

Fig. 2.4 Paramètres S mesurés d'une ligne de transmission BIP. Le rayon des trous est (a) $r = 0,635 \text{ mm}$, (b) $r = 1,27 \text{ mm}$, (c) $r = 2,286 \text{ mm}$. La période est $5,08 \text{ mm}$. [33]

b) Gravage sur un seul alignement

L'expérience montre que les structures BIP 2-Dimensions sont réductibles à des composants 1-D (figure 2.5) avec une seule rangé de motifs dans le plan de masse, juste en dessous du ruban conducteur parce que les champs sont concentrés à ces côté. Cette structure est réalisée par l'équipe de M. Sorolla de l'Université de Pampelune [34].

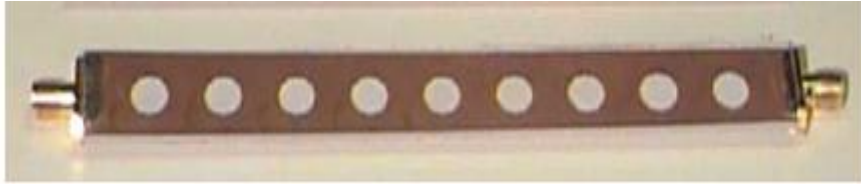


Fig. 2.5 Une structure BIP 1-D avec neuf trous dans le plans de masse de rayon de 3.5 mm et un espacement de 14.3 mm.

La fréquence centrale, la profondeur et la largeur de la bande interdite de la structure sont déterminées, pour une ligne microruban donnée, par l'espacement (a) entre les centres des trous adjacents dans le plan de masse le rayon (r), et le nombre de ces trous (N) [33]. Jusqu'à maintenant, il est nécessaire de faire une analyse full-wave de la structure BIP pour déterminer ces caractéristiques dans le domaine fréquentiel. Cependant, une grande similitude entre l'apparence du diagramme de réponse fréquentielle pour cette structure et pour une grille de fibre de Bragg FBG (figure 2.6) peut être observée autour de leurs fréquences centrales correspondantes. Pour la fibre optique Corning SMF-28TM, le coefficient de couplage $K_{0,eq}$ [36] et la longueur équivalente L_{eq} de la FBG, ayant une réponse fréquentielle similaire à notre structure, sont déterminés en fonction de r/a et N , respectivement (figure 2.7). Et cela pour une ligne microruban avec une épaisseur de substrat $h = 1.27\text{mm}$, une largeur de la ligne $w = 1.2\text{mm}$, une épaisseur du conducteur $t = 35\mu\text{m}$, une constante diélectrique relative $\epsilon_r = 10.2$, et la bande interdite centrée autour de 4 GHz ($a = 14.1\text{mm}$).

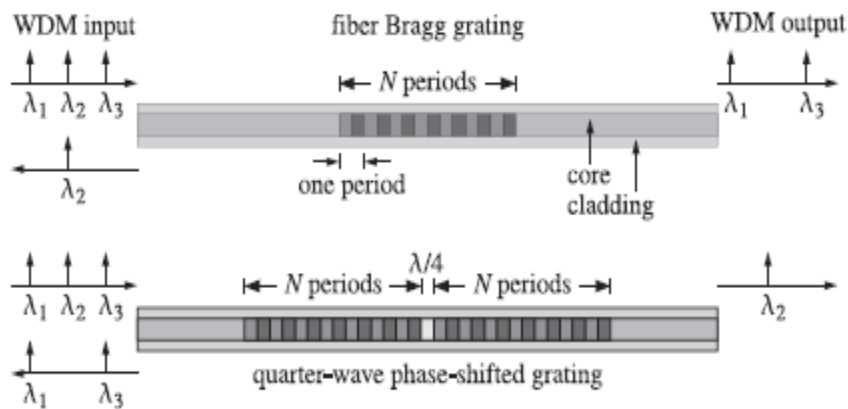


Fig. 2.6 Une grille de fibre de Bragg [28].

Pour des simulations full-wave des structures BIP avec conducteur et substrat sans pertes, utilisant le logiciel HPTM Momentum, le coefficient de couplage et la longueur de la FBG équivalente sont obtenus en utilisant la théorie des modes couplés [35]. Ainsi, la figure 2.7 nous donne la relation qui existe entre les paramètres de ces deux conceptions [34].

La même procédure peut être suivie pour obtenir une relation d'équivalence comme dans notre cas pour d'autres paramètres de la ligne microruban et la fréquence centrale de la bande rejetée.

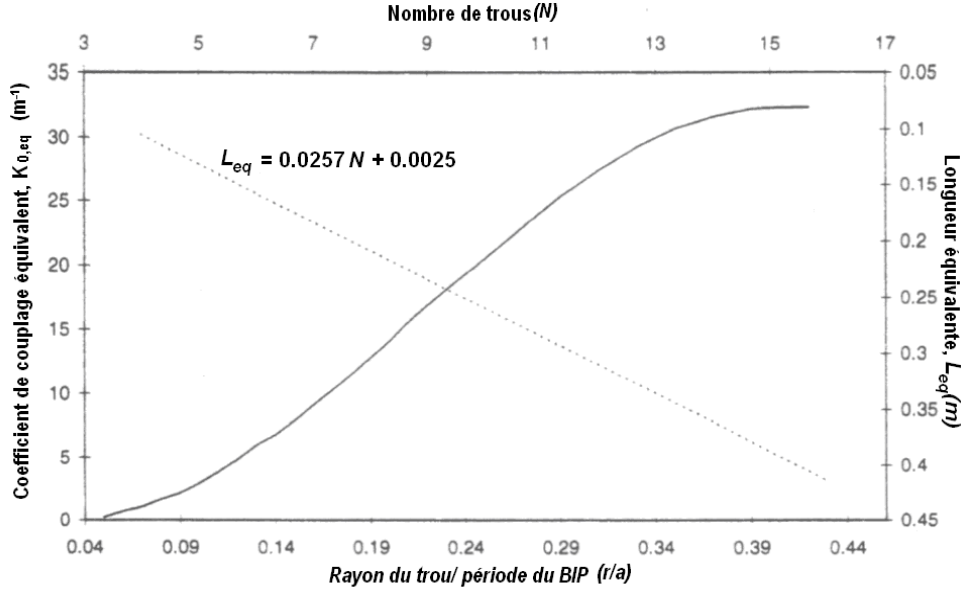


Fig. 2.7 Le coefficient de couplage de la FBG équivalente en fonction du rapport (r/a) de la structure BIP et la longueur équivalente en fonction de N [34] .

La fréquence centrale de la structure BIP microruban est obtenue en utilisant l'équation (2.1) basée sur le calcul approximatif de Zhang et al. pour calculer la longueur d'onde centrale de Bragg du miroir BIP [36].

$$f_c = \frac{c}{\lambda_c}, \quad \lambda_c \cong 2 \cdot (n_1 \cdot (a - 2r) + n_2 \cdot 2r) = [n_1 + (n_2 - n_1) \cdot 2r/a] \cdot 2a \quad (2.1)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide,

$n_1 = \sqrt{\varepsilon_{eff}}$ où ε_{eff} est la constante diélectrique effective de la ligne microruban non perturbée,

$n_2 = \sqrt{\varepsilon'_{eff}}$ où ε'_{eff} est la constante diélectrique effective de la région perturbée par le trou (figure 2.8). Elle est calculée par :

$$n_2 \cong \frac{h \cdot n_1 + d_{eff} \cdot n_{air}}{h + d_{eff}} \quad (2.2)$$

où n_{air} est l'indice de réfraction de l'air (≈ 1) et d_{eff} est l'épaisseur équivalente du trou causée par la diffraction verticale des champs, elle est numériquement optimisée $d_{eff} = 6.75 t$.

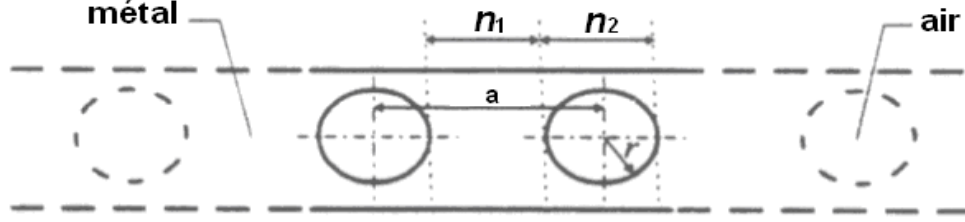


Fig. 2.8 Schéma du plan de masse troué de la structure BIP 1-D microruban.

Pour obtenir λ_c dans l'équation (2.1), on peut considérer sur une période a un indice équivalent $n_{eq} = (n_1 \cdot (a - 2r) + n_2 \cdot 2r) / a$ ensuite utiliser la condition de Bragg $\lambda_c = 2 \cdot a \cdot n_{eq}$.

Avec cette équivalence, l'analyse de la structure BIP à microruban via la théorie des modes couplés dans les FBGs est plus rapide et plus simple.

L'analyse vue précédemment peut être inversée afin de déterminer les paramètres physiques de la structure BIP microruban 1-D une fois son comportement fréquentiel (puissance maximale réfléchie, largeur de la bande entre les zéros et la fréquence centrale) et les caractéristiques de la ligne microruban fixées. La procédure de synthèse s'effectue selon les quatre étapes suivantes.

1. Déterminer $K_{0,eq}$ et L_{eq} des expressions connues (2.3.a) et (2.3.b) qui relie le coefficient de couplage, la longueur, la réflexion maximale en puissance (P_{max}), et la largeur de bande (BW) pour une FBG [37] :

$$P_{max} = \tanh^2(K_{0,eq} \cdot L_{eq}) \quad (2.3.a)$$

$$BW = \frac{c}{\pi \cdot n_g} \cdot K_{0,eq} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\pi}{K_{0,eq} \cdot L_{eq}}\right)^2} \quad (2.3.b)$$

où n_g est l'indice de groupe à la longueur d'onde de travail ($n_g = 1.47$).

2. Déterminer N et le rapport r/a pour la structure BIP utilisant l'équivalence entre N et L_{eq} , et entre r/a et $K_{0,eq}$. Pour N , arrondir le résultat à l'entier proche.
3. Comme la fréquence centrale est connue ainsi que les paramètres de la ligne microruban, on déduit la période a à partir de l'équation (2.1).
4. A partir des étapes 2 et 3, tirer le rayon r des trous.

Pour une structure microruban BIP-1D avec $P_{max} = 99.95\%$ et $BW = 1.6$ GHz centrée à 4.17 GHz, la méthode décrite est appliquée pour avoir $N = 9$, $r = 3.5$ mm, et $a = 14.3$ mm. La FBG équivalente est calculée : $K_{0,eq} = 20.19 \text{ m}^{-1}$ et $L_{eq} = 23.38$ cm. La figure 2.9 (a) montre la réponse du mécanisme BIP-1D microruban précédant, sans pertes et de conductivité infinie, obtenue par une simulation avec le logiciel HFSS par contre la représentation de droite est issue d'une simulation Full-wave et la réponse de la FBG qui présentent un excellent accord.

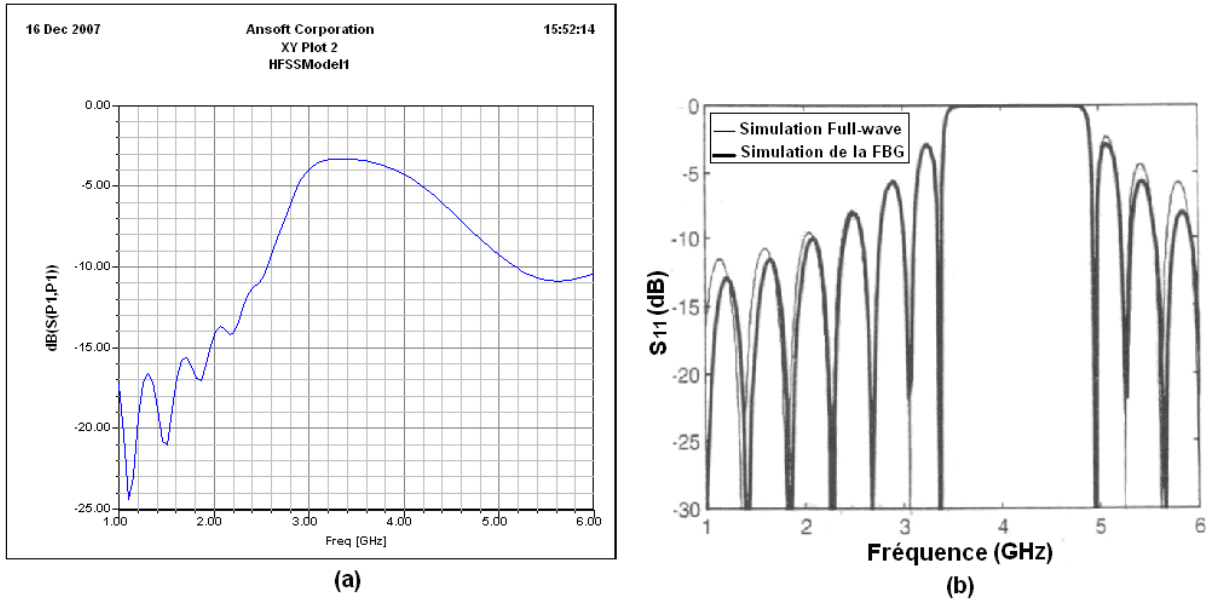


Fig. 2.9 Le paramètre S_{11} d'une structure BIP 1-dimension obtenu par (a) le logiciel HFSS, (b) l'analyse full-wave et la simulation de la FBG équivalente.

Concernant la première figure, le coefficient de réflexion n'atteint pas le maximum à la fréquence centrale et les ondulations en dehors de la bande interdite n'apparaissent pas tel que dans le deuxième cas. Pour remédier à cet inconvénient, nous devons établir un maillage de la structure plus fin qui augmentera le nombre de point de calcul ainsi les dimensions des matrices à résoudre. Par conséquent, il nous faut des outils de calcul très puissants et avec des capacités de mémoires élevées.

La figure 2.10 montre le résultat expérimental BIP-1D comparé à celui du modèle FBG pour un substrat Rogers RO3010TM avec un $\tan \delta = 0.0026$ et une conductivité du ruban $\sigma = 5.8 \cdot 10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ et un analyseur de réseau. Les désaccords trouvés entre la donnée expérimentale et simulée, spécialement pour les fréquences supérieures, sont dus à l'existence de pertes pour le substrat et le ruban utilisés. La dissimilitude entre les deux graphes est apparente pour les hautes fréquences pour lesquelles les pertes augmentent avec la fréquence [38].

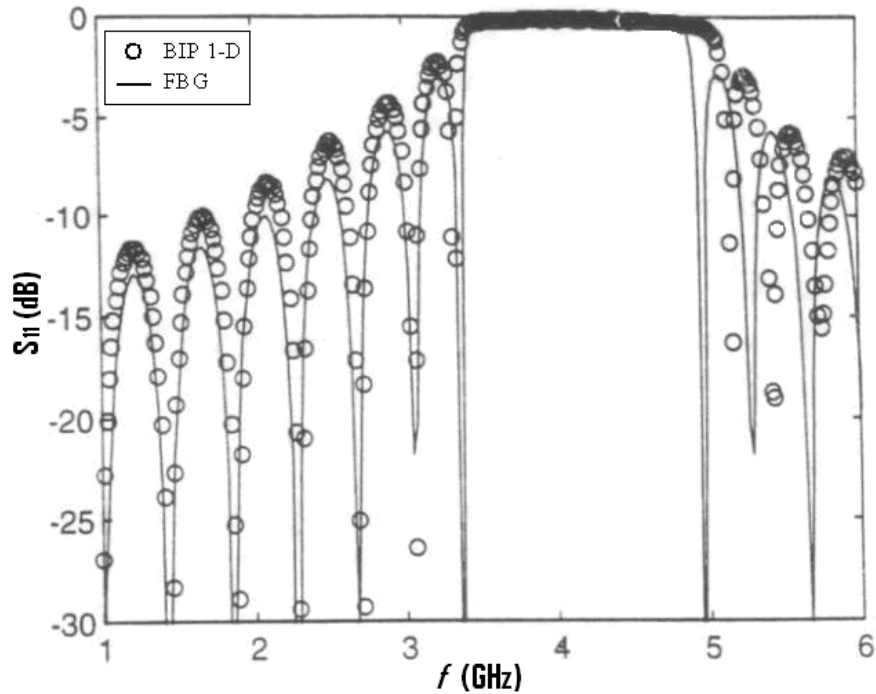


Fig. 2.10 Le paramètre S_{11} de la ligne microruban d'un BIP 1-D et le champ réfléchi simulé pour la FBG équivalente [34].

Le modèle de grille de fibre est valide pour les structures BIPs optimisées [33] ayant une grande réflectivité, une large bande et avec de petites ondulations dans la bande passante. La figure 2.11 représente le rapport maximal r/a en fonction de N pour une erreur inférieure à 4, 5 et 6 %. Cette dernière est définie comme la différence moyenne entre le pourcentage de la puissance réfléchie, simulée par le logiciel HPTM Momentum, et celui prévu par le modèle grille de fibre dans la gamme de fréquence de 0 à 6 GHz.

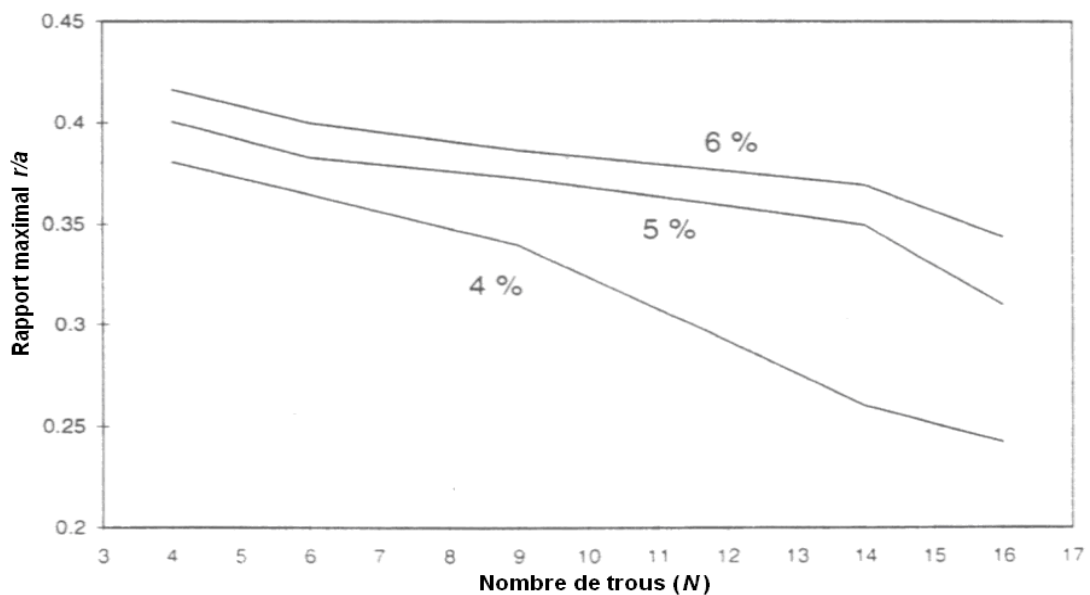


Fig. 2.11 Le maximum rapport r/a en fonction de nombre de trous pour des erreurs données dans le modèle grille de fibre [34].

2.1.3 De motifs variés dans le plan de masse (discrets ou continus)

Toutes les structures BIPs microruban présentent une périodicité du coefficient de réflexion, ce qui nous amène à graver dans le plan de masse de la ligne microruban, un premier motif en sinus continu (Figure 2.12-b), et un second triangulaire périodiques (Figure 2.12-c) pour une structure BIP optimisée avec neuf cercles et un rapport r/a de 0.25 [39]. Les diagrammes sinusoïdal et triangulaire ont les mêmes paramètres : neuf périodes et un rapport t/a de 0.25, où t est la largeur maximale du profil gravé (Figures 2.12 et 2.13).

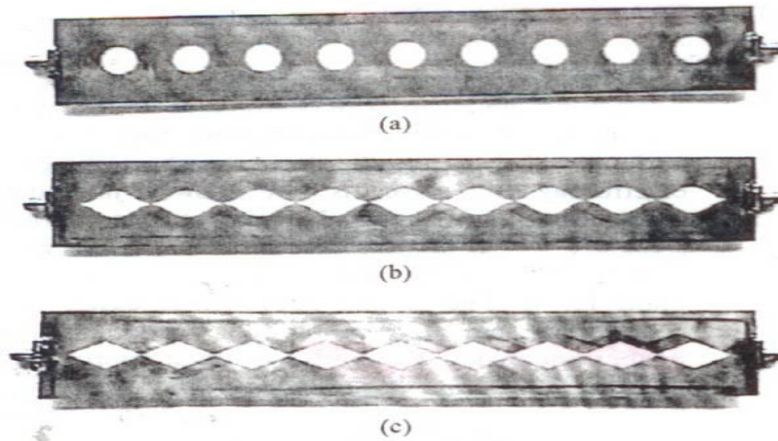


Fig. 2.12 Photographie des plans de masse des prototypes fabriqués.
 (a) Diagramme discret avec des cercles. (b) Diagramme continu avec un profil sinusoïdal.
 (c) Diagramme continu avec un profil triangulaire.

La fréquence centrale de la bande interdite est déterminée par la période a de la structure à travers la condition de Bragg, vue précédemment, qui tient compte des variations de la constante diélectrique effective ϵ_{eff} . Avec cette relation, la période a , ayant une fréquence centrale f_c de 2.5 GHz, est de 23.9 mm pour le substrat Rogers RO3010TM ($\epsilon_r = 10.2$, une épaisseur $h = 1.27$ mm) et une largeur du ruban conducteur de $w = 1.2$ mm (correspondant à une impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$ pour une ligne microruban conventionnelle).

Simulations et mesures [39]

Les structures présentées précédemment sont simulées avec le logiciel HPTM Momentum ainsi des mesures sont prélevées par l'analyseur de réseau HPTM8753-D. Les résultats pour la transmission et la réflexion sont montrés dans la figure 2.13.

Une bonne conformité entre les résultats de simulation et ceux de mesure est obtenue pour tous les dispositifs. La principale différence entre les deux types de structures (BIPs continues et discrètes) est le niveau de la bande interdite à l'harmonique de la fréquence de travail, qui est plus élevé pour le dispositif BIP discret (autour de -55 dB).

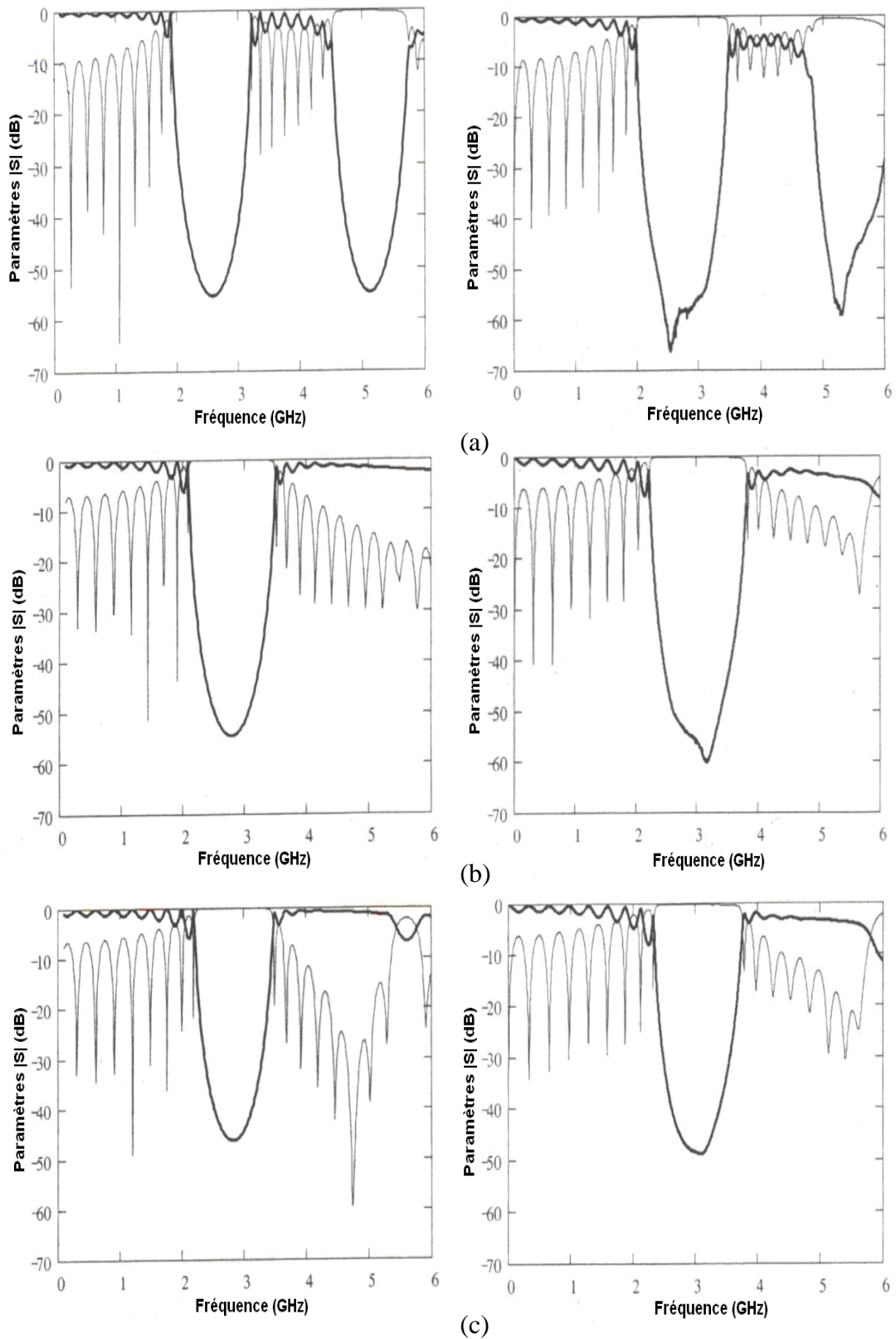


Fig. 2.13 Les paramètres simulés (à gauche) et mesurés (à droite) S_{11} (ligne mince) et S_{21} (ligne épaisse) pour les dispositifs BIP microruban (a) discret (b) sinusoïdal (c) triangulaire. [39]

La bande interdite à l'harmonique est presque supprimée pour la structure sinusoïdale (elle présente une réduction de 50 dB comparée au cas discret) sans modification significative de la principale bande réfléchie. De même, le profile triangulaire réduit le niveau de l'harmonique de plus de 45 dB, mais aussi l'amplitude de la bande principale (de plus de -55 dB pour les BIPs discrète et sinusoïdale à -50 dB), comme vu à la figure 2.13.

Les structures à Bande interdite Photonique à ligne à fente

Aussi l'idée de réalisation d'un filtre BIP sur une ligne à fente est introduite en [12]. La structure consiste à utiliser une structure BIP duale de celle utilisée pour la ligne micro-ruban, le phénomène mis en jeu correspond à un effet de type Bragg. Le travail effectué sur ces lignes à fente est intéressant pour réaliser des filtres électroniques. L'application de ces structures à d'autres dispositifs à fente peut être envisagée, tel que le contrôle des harmoniques d'ordre supérieurs d'une antenne à fente résonante.

2.2 Conception d'une large bande interdite

Une connexion de deux ou trois structures à bande interdite photonique avec différentes fréquences centrales est utilisée pour produire une très large bande interdite. Si nous voulons étudier, par exemple, une série de BIPs avec des filtres de bande coupée à 5, 7.5, et 12.2 GHz. Les structures utilisées seront conçues avec cinq trous chacune et sont basées, physiquement, sur une graduation linéaire du design de la structure conçue pour 5GHz comme montré dans la relation (2.4) ci-dessous [32].

$$\begin{bmatrix} a_{new} \\ d_{new} \end{bmatrix} = \frac{f_{old}}{f_{new}} \begin{bmatrix} a_{old} \\ d_{old} \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

Le paramètre a est l'espacement des trous des BIPs, et d est le diamètre de ces derniers. Les paramètres de conception de cette série sont :

BIPs	a (mm)	d (mm)
BIP 5-GHz	18	12
BIP 7.5-GHz	12	8
BIP 12.2-GHz	7.4	5

La figure 2.14 montre les résultats de la conception, simulé et mesuré, obtenus par Ian Rumsey et all. Ils offrent un bon agrément et vérifient le but pour lequel la structure est conçue.

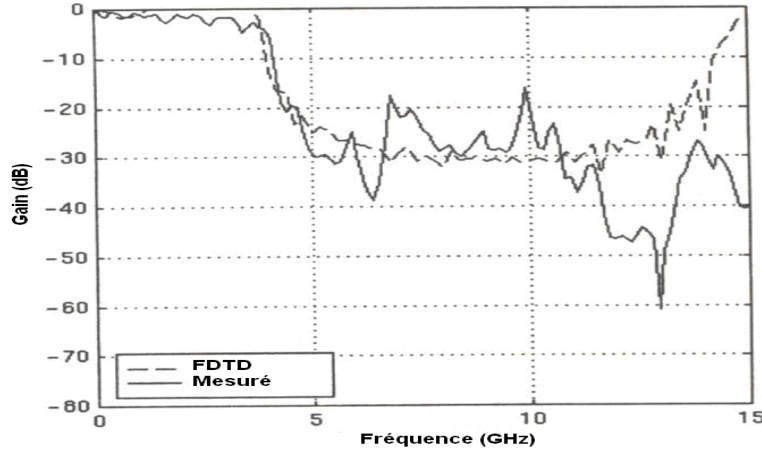


Fig. 2.14 Le coefficient de transmission des BIPs cascades [32].

2.3 Réalisé par alternance duale quart d'onde du diélectrique

La structure proposée est celle de la figure 2.15 où les impédances caractéristiques des lignes sont telles que $Z_{imp} = Z_0$ et $Z_{pair} = Z_1$ qui doivent avoir des valeurs proches ($Z_1 \approx 1.5 Z_0$) et ce en raison de l'approximation effectuée dans l'expression 4 de l'annexe A. Les coefficients de réflexion partiels :

$$\Gamma_{i\text{pair}} = \Gamma_0 \text{ et } \Gamma_{i\text{imp}} = -\Gamma_0 \quad (2.5)$$

avec $\Gamma_0 = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} = \frac{z_1 - 1}{z_1 + 1}$

où : $z_1 = \frac{Z_1}{Z_0}$

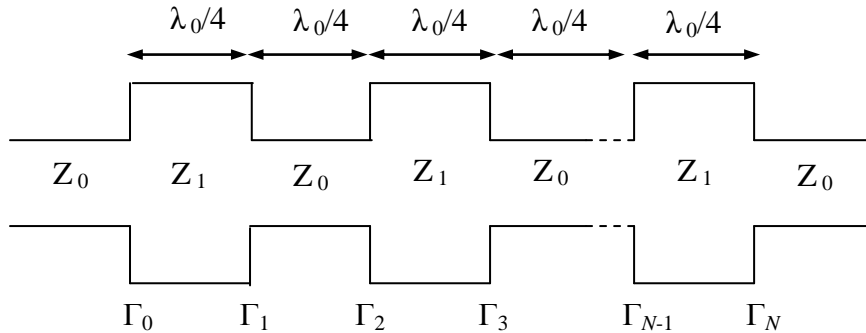


Fig. 2.15 Filtre coupe bande avec lignes $\lambda_0/4$ d'impédances caractéristiques voisines.

L'objectif étant la détermination du coefficient de réflexion à l'entrée du dispositif, donné par l'expression suivante (annexe A).

$$\Gamma \approx \Gamma_0 + \Gamma_1 \exp(-j2\beta l) + \Gamma_2 \exp(-j4\beta l) + \dots + \Gamma_{N-1} \exp(-j2(N-1)\beta l) + \Gamma_N \exp(-j2N\beta l)$$

ou sous une forme plus condensée :

$$\Gamma = \sum_{i=0}^N \Gamma_i \exp(-j2i\beta l) \quad (2.6)$$

où

$$\Gamma_i = \frac{Z_{i+1} - Z_i}{Z_{i+1} + Z_i}$$

En posant $\Omega = \exp(j\varphi)$ avec $\varphi = -2\beta l$, l'équation (2.6) peut être réécrite sous forme polynomiale : $\Gamma \approx \Gamma_0 + \Gamma_1\Omega + \Gamma_2\Omega^2 + \dots + \Gamma_{N-1}\Omega^{(N-1)} + \Gamma_N\Omega^N = \Gamma_N \prod_{i=1}^N (\Omega - \Omega_i)$ (2.7)

Par conséquent l'expression (2.7), combinée aux relations (2.5), devient :

$$\Gamma \approx \Gamma_0 + (-\Gamma_0)\Omega + \Gamma_0\Omega^2 + \dots + \Gamma_0\Omega^{(N-1)} + (-\Gamma_0)\Omega^N$$

En développant cette expression (Annexe A), nous aboutissons à :

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \exp\left(j\frac{N}{2}\varphi'\right) \frac{\sin\left(\left(\frac{N+1}{2}\right)\varphi'\right)}{\sin\left(\frac{\varphi'}{2}\right)} \quad (2.8)$$

où $\varphi' = \varphi + \pi$

A la fréquence $f = 0$, la réflexion est nulle étant donné que les lignes, à cette fréquence, ont un comportement électrique neutre. L'impédance vue est Z_0 . On peut donc écrire :

$$\Gamma = \sum_{i=0}^N \Gamma_i = \frac{R_L - Z_0}{R_L + Z_0} \quad (2.9)$$

Ce résultat est conforme aux propriétés du coupe bande et montre qu'effectivement le nombre de lignes doit être impair.

Le module du coefficient de réflexion se déduit de l'expression (2.8) :

$$|\Gamma| = |\Gamma_0| \left| \frac{\sin[(N+1)(\beta l \pm \pi/2)]}{\sin(\beta l \pm \pi/2)} \right| \quad (2.10)$$

A la fréquence centrale ($f = f_0$), sa valeur est :

$$|\Gamma| = |\Gamma|_{f=f_0} = |\Gamma_0|(N+1)$$

Comme la structure est passive, le coefficient de réflexion ne peut guère dépasser l'unité, ce qui se traduit par :

$$|\Gamma|_{f=f_0} = |\Gamma_0|(N+1) \leq 1 \quad (2.11)$$

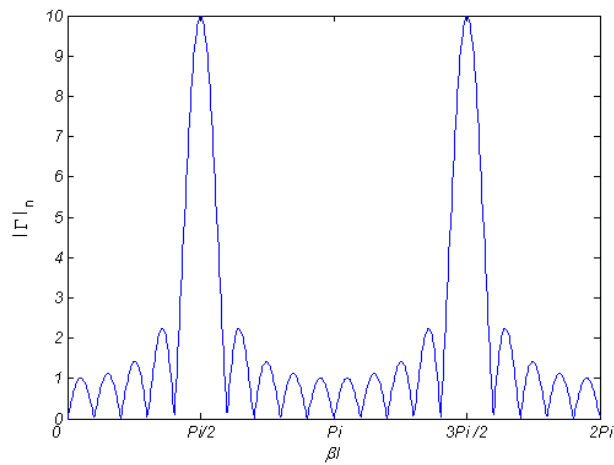
Cette inégalité, comprenant les trois paramètres $|\Gamma|_{f_0}$, $|\Gamma_0|$ et N permet au concepteur, une fois deux de ces paramètres choisis ou imposés, d'en déduire le troisième.

Le module du coefficient de réflexion normalisé $|\Gamma|_n$ est donné par la formule suivante :

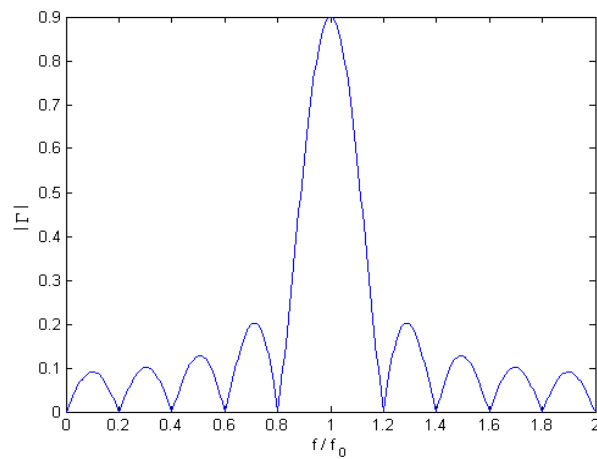
$$|\Gamma|_n = \frac{|\Gamma|}{|\Gamma_0|} = \left| \frac{\sin[(N+1)(\beta l \pm \pi/2)]}{\sin(\beta l \pm \pi/2)} \right| \quad (2.12)$$

Cette relation indique que le coefficient de réflexion dépend du nombre de sections N et son allure est périodique de période π comme illustré par la figure 2.16- a. Ce coefficient de

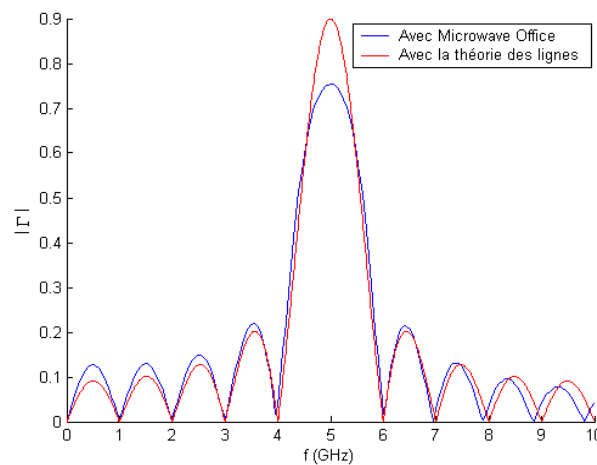
réflexion peut être aussi étudié en fonction de la fréquence normalisée, f / f_0 où f_0 est la fréquence centrale, cela pour neuf sections et un $\Gamma_0 = 0,09$ (figure 2.16- b).



(a)



(b)



(c)

Fig. 2.16 Représentation du coefficient de réflexion avec 9 sections quart d'onde en fonction de (a) la longueur électrique (b) la fréquence normalisée (c) la fréquence.

Pour valider cette approche de calcul des filtres, nous avons comparé le coefficient de réflexion de la structure étudiée précédemment avec celui donné par le logiciel Microwave Office™ (Annexe C) comme illustré par la figure 2.16- c. La valeur maximale de ce dernier, atteinte à la fréquence centrale, est plus petite pour le cas du résultat de la relation 2.12 à cause des erreurs de toutes les pertes de la ligne microruban d'une part et celles de la modélisation de sa permittivité effective d'autre part.

Effet de la longueur N du dispositif sur la largeur de la bande

Pour montrer l'influence du nombre de sections sur le coefficient de réflexion normalisé par rapport à $(N+1)|\Gamma_0|$, nous avons tracé les courbes présentées par la figure 2.17.

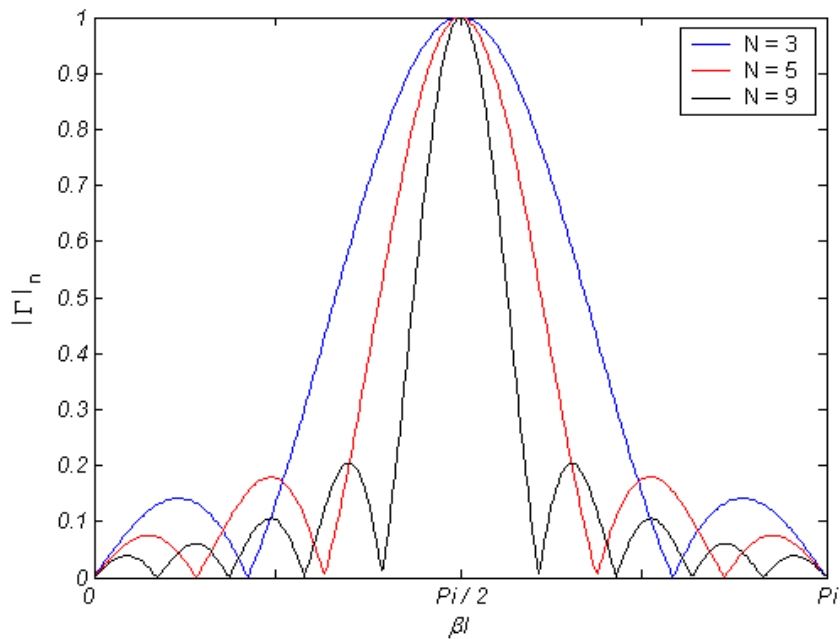


Fig. 2.17 Le coefficient de réflexion normalisé en fonction de la longueur électrique paramétré par N .

A partir de cette figure, on peut remarquer que:

- il y a $(N-1)$ lobes secondaires et $(N+1)$ zéros ;
- le niveau des ondulations, en dehors de la bande interdite, diminue lorsque N augmente ;
- la largeur de la bande interdite augmente quand N diminue.

On en déduit que le niveau des lobes secondaires et la largeur de la bande interdite sont des grandeurs antagonistes que le concepteur peut adapter au mieux à son problème une fois la valeur Γ_M fixée, il vient :

$$\Gamma_M = |\Gamma_0| \cdot \left| \frac{\sin[(N+1)(\beta l \pm \pi/2)]}{\sin(\beta l \pm \pi/2)} \right| \quad (2.13)$$

La résolution de cette équation peut s'effectuer graphiquement ; on trace la droite $|\Gamma| = \Gamma_M$ qui a deux points d'intersection avec la courbe de $|\Gamma|$. En projetant ces deux points sur l'axe des fréquences, on obtient les limites de la bande interdite.

Avec la méthode numérique, il faut bien préciser le vecteur initial pour éviter toute convergence vers des solutions indésirables. Ce vecteur est évalué approximativement à partir du graphe autour de la bande interdite désirée. Après la résolution de l'équation (2.13), il vient (Annexe B):

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{6(N+1) + 6\Gamma_M'}{\Gamma_M' + (N+1)^3}} \quad (2.14)$$

avec : $\Gamma_M' = \frac{\Gamma_M}{|\Gamma_0|}$

2.4 Réalisé par alternance dual quart d'onde du diélectrique magnétisé [11]

Cette structure ne diffère pas beaucoup de la première (figure 2.18), les impédances des lignes sont disposées de la manière suivante : $Z_{\text{imp}} = Z_1$ et $Z_{\text{pair}} = Z_2$ ($\mu_{r2} \neq 1$).

Les coefficients de réflexion élémentaires correspondants seront :

$$\Gamma_0 = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad ; \quad \Gamma_1 = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}$$

$$\Gamma_{i \text{ impair}} = \Gamma_1 \quad ; \quad \Gamma_{i \text{ pair}} = -\Gamma_1 \quad ; \quad \Gamma_N = -\Gamma_0$$

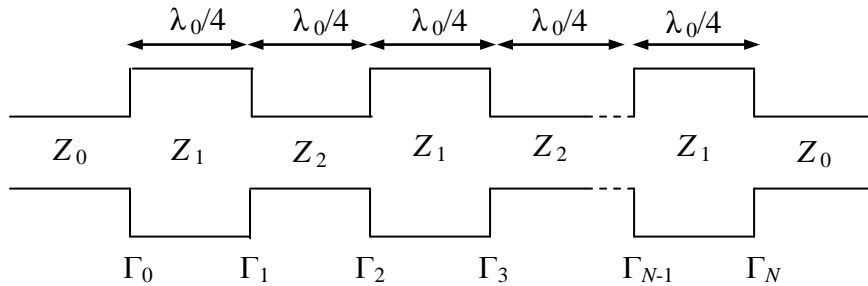


Fig. 2.18 Périodisation d'impédance à N sections quart d'onde.

Sous ces conditions et contenu de l'équation (2.6), le module du coefficient de réflexion est donné comme suit (Annexe A) :

$$|\Gamma| = \left| 2\Gamma_0 \sin(N\beta l) + \Gamma_1 \frac{\sin((N-1)\beta l)}{\cos(\beta l)} \right| \quad (2.15)$$

La réflexion maximale à la fréquence centrale est donnée par :

$$\max|\Gamma| = \lim_{\beta l \rightarrow \pi/2} |\Gamma| = \left| 2\Gamma_0 \sin\left(N\frac{\pi}{2}\right) - (N-1)\Gamma_1 \cos\left((N-1)\frac{\pi}{2}\right) \right|$$

La largeur de la bande interdite est définie comme la différence entre les positions des deux premiers zéros autour de la fréquence centrale, elle est définie comme suit [11]:

$$\Delta f = \frac{c}{(N-1)l\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.16)$$

où : c est la vitesse de la lumière ;
 ϵ_r est la permittivité relative de la ligne Z_l ;
 l est la longueur de la section.

Le coefficient de réflexion normalisé en fonction de la longueur électrique pour 9 sections est donné par la figure 2.19. Il est presque identique de celui de la première structure sauf que le niveau des lobes secondaires est plus faible.

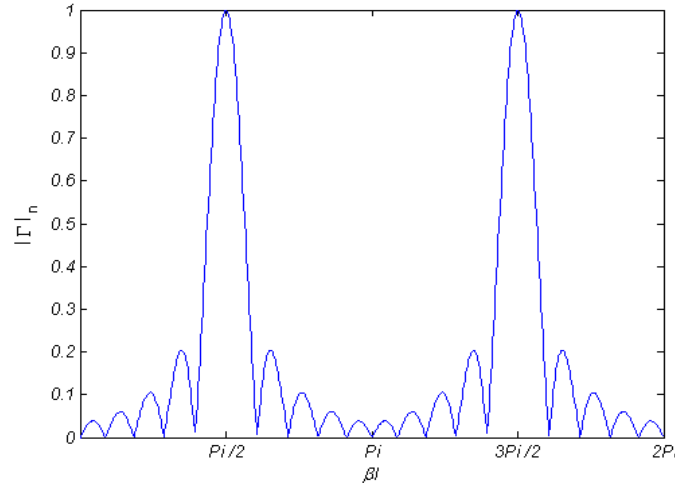


Fig. 2.19 Le module du coefficient de réflexion normalisé en fonction de la longueur électrique.

Effet de $\rho\mu_r = \mu_{r \max} / \mu_{r \min}$ à N constant

Pour caractériser cet intérêt, nous avons introduit un paramètre $a = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_0}$ comme illustré par la figure 2.20 ($N = 5$). Le cas $a = -1$ correspond à la première structure, donc il est plus intéressant de choisir $|a|$ plus élevé s'il on veut une BIE la plus large possible avec une meilleure transmission en bandes passantes.

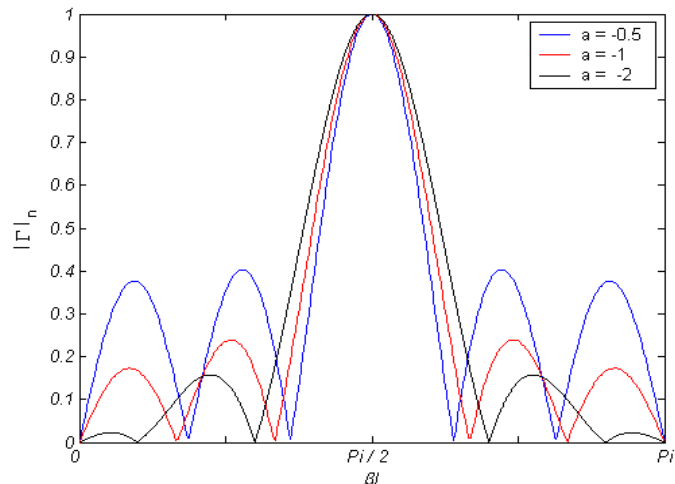


Fig. 2.20 Le module du coefficient de réflexion normalisé en fonction de la longueur électrique.

2.5 Elargissement de la bande interdite

Parmi les nombreux travaux de recherches effectués sur les structures BIPs, la question ayant traité à l'élargissement de la bande interdite figure en bonne place. La procédure consiste à cumuler les effets de plusieurs structures en les connectant en cascade. Ces structures doivent fonctionner à différentes fréquences centrales telles que leurs réponses fréquentielles se recouvrent partiellement.

Nous proposons dans la figure 2.21 une topologie de mise en série de deux BIPs identiques ou non. Les dimensionnements sont définis comme suit : un premier BIP, désigné par BIP 1, présente une bande interdite Δf_1 centrée sur f_0 , un second, désigné par BIP 2, présente quant à lui une bande interdite Δf_2 centrée sur f_0' . Pour assurer la condition de recouvrement, il faut que :

$$f_0' = f_0 + \frac{1}{2}(\Delta f_1 + \Delta f_2) \quad (2.17)$$

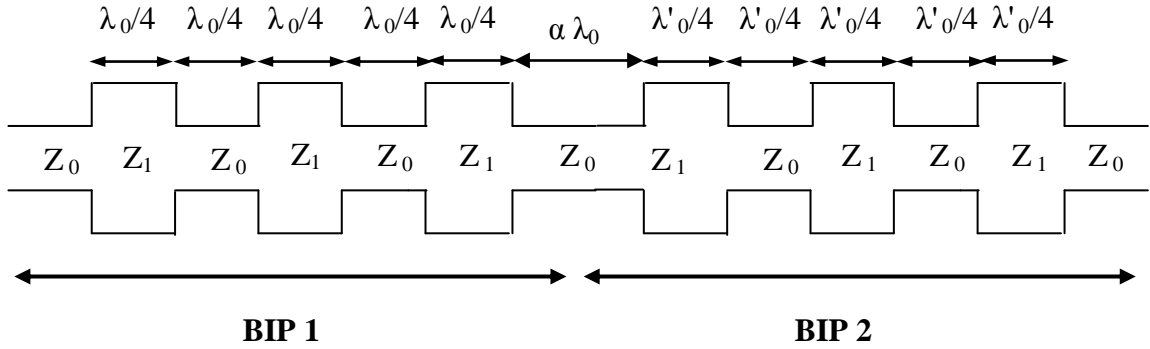


Fig. 2.21 Mise en cascade de deux structures BIPs dont les bandes interdites se recouvrent partiellement.

Pour cette structure, nous avons calculé en (Annexe A) le coefficient de réflexion donné par l'équation (2.18).

$$\Gamma = \Gamma_0 \left[e^{j\frac{N}{2}\varphi_1} \frac{\sin\left(\left(\frac{N+1}{2}\right)\varphi_1\right)}{\sin\left(\frac{\varphi_1}{2}\right)} + \left(e^{jN\varphi} e^{-2j\theta} \right) e^{j\frac{N}{2}\varphi_2} \frac{\sin\left(\left(\frac{N+1}{2}\right)\varphi_2\right)}{\sin\left(\frac{\varphi_2}{2}\right)} \right] \quad (2.18)$$

$$\varphi_1 = \varphi \pm \pi = -2\beta \cdot l \pm \pi \quad \left(l = \frac{\lambda_0}{4} \right)$$

où :

$$\varphi_2 = \varphi' \pm \pi = -2\beta' \cdot l' \pm \pi \quad \left(l' = \frac{\lambda'_0}{4} \right)$$

$$\theta = \beta \cdot y \quad \left(y = \alpha \cdot \lambda_0 \right), \quad \alpha : \text{Facteur multiplicatif}$$

Les deux structures étant fabriquées sur le même substrat et l'effet dispersif étant supposé négligeable, alors $\beta = \beta'$ et l'expression précédente devient :

$$\Gamma = \Gamma_0(N+1) \left[e^{-jN\left(\beta l \pm \frac{\pi}{2}\right)} \frac{\sin\left((N+1)\left(\beta l \pm \frac{\pi}{2}\right)\right)}{(N+1)\sin\left(\beta l \pm \frac{\pi}{2}\right)} + \left(e^{-2jN\beta l} e^{-2j\theta}\right) e^{-jN\left(\beta l' \pm \frac{\pi}{2}\right)} \frac{\sin\left((N+1)\left(\beta l' \pm \frac{\pi}{2}\right)\right)}{(N+1)\sin\left(\beta l' \pm \frac{\pi}{2}\right)} \right]$$

Soient la fréquence normalisée $x = f/f_0$ et le rapport des deux fréquences de travail $k = f_0'/f_0$ tel que : $k < 1$.

Il vient :

$$\beta l = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda_0}{4} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{f}{f_0} = \frac{\pi}{2} \cdot x$$

$$\beta l' = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda_0'}{4} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{f}{f_0'} = \frac{\pi}{2} \cdot k \cdot x$$

Le coefficient de réflexion normalisé de la structure en fonction de la fréquence normalisée est donné par l'expression suivante :

$$\Gamma_n = \left[e^{-jN\frac{\pi}{2}(x \pm 1)} \frac{\sin\left((N+1)\frac{\pi}{2}(x \pm 1)\right)}{(N+1)\sin\left(\frac{\pi}{2}(x \pm 1)\right)} + \left(e^{-jN\pi x} e^{-4j\pi a x}\right) e^{-jN\frac{\pi}{2}(kx \pm 1)} \frac{\sin\left((N+1)\frac{\pi}{2}(kx \pm 1)\right)}{(N+1)\sin\left(\frac{\pi}{2}(kx \pm 1)\right)} \right]$$

(2.19)

Les diagrammes du coefficient de réflexion normalisé sont présentés dans la figure 2.22 pour chacune des configurations BIPs seuls, BIPs cascades. On observe que la structure à BIPs cascades présente une bande interdite plus large (plus de 50 % environ) pour les deux structures à BIP seul. Le niveau de réjection est meilleur car le nombre d'impédances est augmenté de N à $2N$.

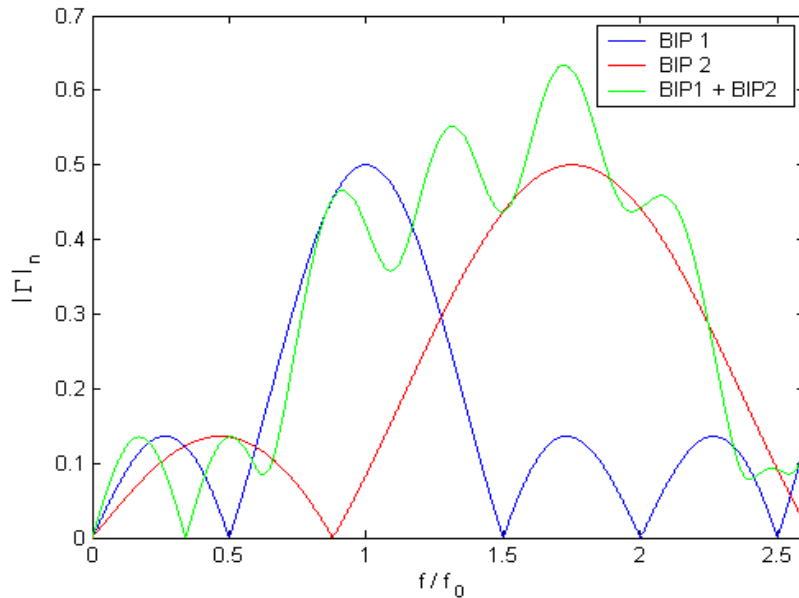


Fig. 2.22 Comparaison du coefficient de réflexion normalisé des structures BIPs cascades et des structures BIPs la constituant.

2.6 Réalisé par couches diélectriques duales alternées sans plan de masse [28]

Essentiellement les miroirs diélectriques (réflecteurs de Bragg) offrent une faible perte aux fréquences de travail. Ils consistent en couches alternées d'indices de réfraction haut n_H et bas n_L (figure 2.23). Le nombre de couches est $M = 2N + 1$ avec $M + 2$ milieux incluant les deux milieux semi infinis d'indices de réfraction respectifs à l'entrée et à la sortie de la structure n_a et n_b qui peuvent être égale ou différent. Les longueurs optiques des couches sont prises égales au quart de la longueur d'onde λ_0 ($n_H l_H = n_L l_L = \lambda_0/4$).

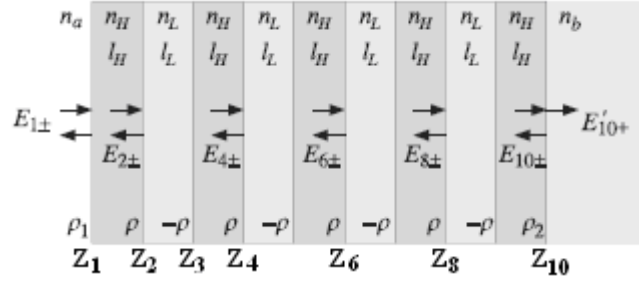


Fig. 2.23 Miroir diélectrique à neuf couches diélectriques.

La structure peut être considérée comme une répétition de N bicouches identiques. Les coefficients de réflexion élémentaires au niveau des différentes jonctions alternent de signe et sont donnés par :

$$\rho = \frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}, \quad \rho_1 = \frac{n_a - n_H}{n_a + n_H}, \quad \rho_2 = \frac{n_H - n_b}{n_H + n_b}$$

Les réponses en réflexion $\Gamma_i = \frac{E_{i-}}{E_{i+}}$ satisfassent les récurrences suivantes [28] :

$$\Gamma_i = \frac{\rho_i + \Gamma_{i+1} e^{-2j\beta_i l_i}}{1 + \rho_i \Gamma_i e^{-2j\beta_i l_i}}, \quad i = M, M-1, \dots, 1 \quad (2.20)$$

Effet de $\rho \varepsilon_r = \varepsilon_{r \max} / \varepsilon_{r \min}$ à M constant

La largeur de la bande interdite relative en terme de longueur d'onde est donnée par l'expression suivante [28]:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\pi}{2} \left[\frac{1}{a \cos(\rho)} - \frac{1}{a \cos(-\rho)} \right] \quad (2.21)$$

Afin de montrer l'influence de n_H et n_L sur la largeur de la bande interdite, nous avons tracé la courbe (figure 2.24) représentant la largeur de la bande interdite relative $\frac{\Delta f}{f_0}$ aussi la profondeur du coefficient de réflexion en fonction du rapport $\frac{n_H}{n_L}$.

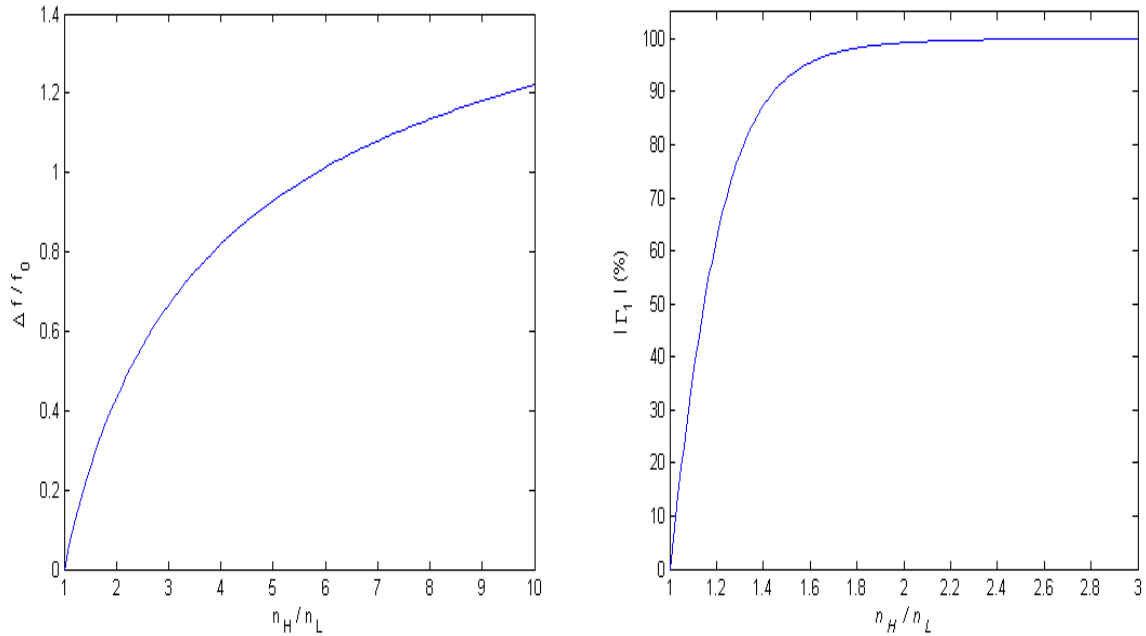


Fig. 2.24 Variation de la largeur de la bande interdite et le coefficient de réflexion en fonction des indices des couches diélectriques.

La bande interdite augmente rapidement avec le rapport des indices des couches (différence des milieux) jusqu'à la valeur de cinq de ce dernier où elle commence à avoir une faible pente, ainsi cette courbe nous permet de déterminer ces paramètres pour un $\frac{\Delta f}{f_0}$ donné.

Le coefficient de réflexion croît linéairement en atteignant son maximum à la valeur 2 du rapport n_H / n_L , après laquelle il demeure constant. Donc, pour la réalisation d'une interface réfléchissante à 100%, on doit choisir l'indice de la couche n_H égal au double de n_L .

Exemple d'application [28]

Soit un miroir diélectrique avec les indices suivants $n_H = 2,32$ et $n_L = 1,38$ qui correspondent aux Sulfide de Zinc (ZnS) et Fluoride de Magnésium. Le milieu incident est l'air et le substrat est du verre avec les indices $n_a = 1$ et $n_b = 1,52$.

La réflectance est calculée suivant les récursions précédentes et évaluée Γ_1 . La figure 2.25 présente la réponse pour les cas $M = 5, 9, 17$ couches, la longueur d'onde pour laquelle ces dernières sont quart-onde est 500 nm . Le coefficient de réflexion $\rho = 0.25$. La largeur de la bande interdite est $\Delta\lambda = 168.02 \text{ nm}$ et ses limites gauche et droite sont respectivement $\lambda_1 = 429.73 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 597.75 \text{ nm}$.

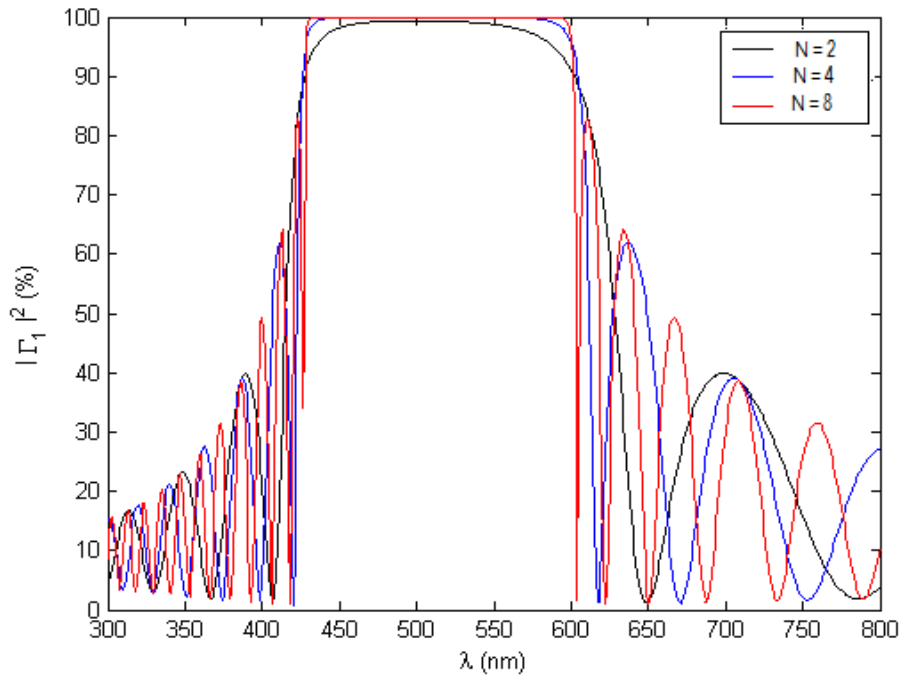


Fig. 2.25 La réponse en réflexion du miroir diélectrique.

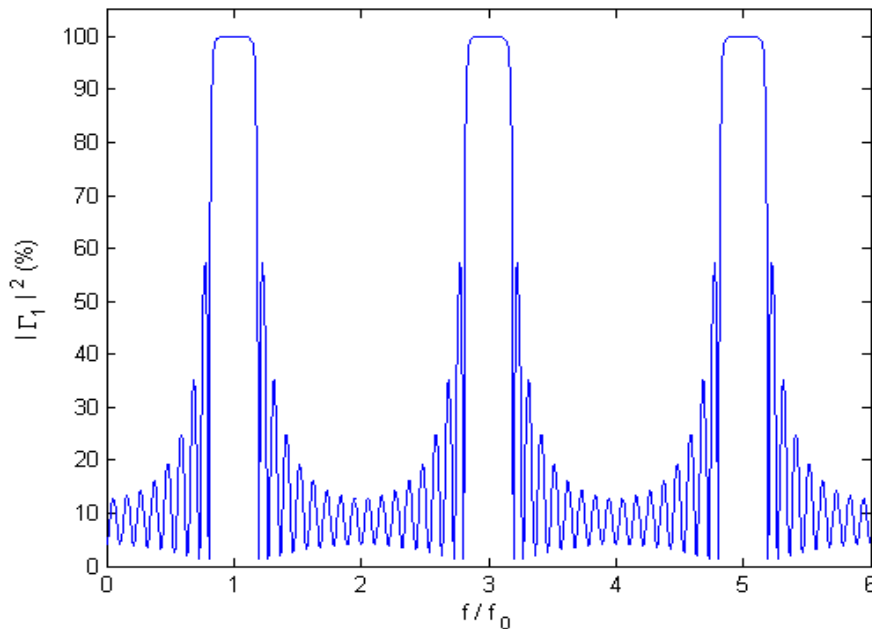


Fig. 2.26 La réflectance en fonction de la fréquence normalisée.

Tant que le nombre de bicouches N augmente, la réponse en réflexion s'aplatit à l'intérieur de la bande pouvant atteindre les 100 % (figure 2.25).

La figure 2.26 montre l'allure de la réflectance en fonction de la fréquence normalisée pour $M = 17$ couches. La structure présente l'effet miroir à chaque multiple impaire de f_0 ou bien de $\pi/2$ pour θ parce que l'épaisseur de phase des couches est $\theta = \pi f / 2 f_0$. La réflectance maximale est évaluée à 99.97%. Donc, elle présente une fonction coupe bande très intéressante dans cette gamme de fréquence.

2.7 Conclusion

Les structures BIEs à technologie microruban sont des dispositifs efficaces et simples à réaliser et cela en créant des motifs périodiques dans le plan de masse. Les simulations effectuées ont permis de valider l'effet du filtrage fréquentiel. On peut également noter l'augmentation du pouvoir de réjection qui est fonction du nombre de motifs utilisés.

On a proposé aussi le modèle FBG pour l'analyse et la synthèse des structures BIP-1D microruban qui évite l'analyse full-wave complète nécessitant beaucoup de temps de calcul et de ressources.

Les résultats de simulation ne sont pas assez identiques que ceux donnés par la littérature faute de moyens matériels exigés par le logiciel HFSS, spécialement dans ce cas de structures. Mais ils restent acceptables et exploitables.

L'effet d'élargissement de la bande interdite résultant de la mise en cascade de plusieurs types de motifs BIP est ainsi validé pour l'élargissement de la bande interdite.

D'après l'étude faite sur les structures BIPs, on déduit que l'approche simplifiée du modèle des lignes de transmission est très utile pour la conception d'un filtre coupe bande.

Les résultats obtenus sont satisfaisants et concordent avec ceux trouvés par le logiciel de simulation MWO pour les cas étudiés. Cette méthode nous permet une facilité dans l'analyse et synthèse du filtre en question.

Aussi, les miroirs diélectriques présentent des résultats plus attirants et offrent des applications très intéressantes dans le domaine optique.

CHAPITRE 3 :

La méthode des lignes élémentaires couplées finies

3.1 Dans son application adaptatrice d'impédances

Soit l'adaptateur d'impédance pour une antenne micro-ruban représentée en figure 3.1 suivante.

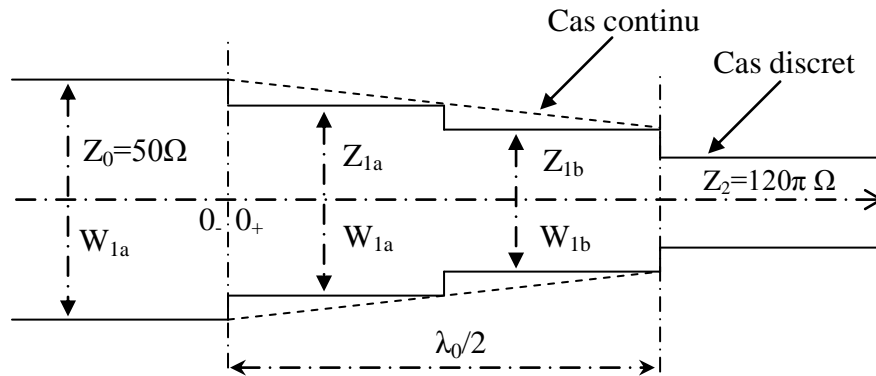


Fig. 3.1 Adaptateur d'impédance pour antenne micro-ruban.

Cas discret :

$$Z_{1a}^2 = Z_0 Z_{1b} ; Z_{1b}^2 = Z_{1a} Z_2$$

$$z_{1a} = z_0^{2/3} z_2^{1/3} ; z_{1b} = z_0^{1/3} z_2^{2/3}$$

$$Z_{1a} = 95.5 \Omega ; Z_{1b} = 182.4 \Omega$$

Cas continu :

$$U(x) = \frac{w(x)}{h} = U_{\max} e^{-\log 2 \cdot (1 + \frac{4x}{\lambda})}$$

$$U(0_+) = U_{\max} e^{-\log 2} = \frac{U(0_-)}{2}$$

$$U\left(\frac{\lambda}{4}\right) = \frac{U(0_+)}{2} = \frac{U(0_-)}{4} \quad \text{et} \quad U\left(\frac{\lambda}{2}\right) = U\left(\frac{\lambda}{2}\right)/2 \cong \frac{U(0_+)}{4} \cong \frac{U(0_-)}{8}$$

Dans l'air, on a : $z_c^a = 60 \cdot \log \left(\frac{f(U)}{U} + \sqrt{1 + \left(\frac{2}{U}\right)^2} \right)$

$$f(U) = 6 + (2\pi - 6) e^{-\varphi} \quad \text{avec} \quad \varphi = \left(\frac{30.66}{4}\right)^{0.752}$$

Si $\epsilon_r = 2.32$; $U = 3$; $\epsilon_{re} = 1 + q \cdot (\epsilon_r - 1)$; $q = 0.72$; $\epsilon_{re} = 1.95$

$$f(U) = 2 \cdot q - 1 = 0.44 ; z_c^a \approx 69.83 \Omega ; z_c = \frac{z_c^a}{\sqrt{\epsilon_{re}}} = 50 \Omega = z_0$$

Ainsi : $U_{\max} = 3$ conduit à : $U_{1a} = 1.5$; $U_{1b} = 0.75$; $U_2 = 0.375$

Le transformateur d'impédance quart d'onde est un filtre de fréquence passe-bande d'autant plus étroite que le rapport $\Gamma_0 = \frac{z_2}{z_0}$ est grand. Ce rapport est ici $\Gamma_0 = 7.54$.

Si on adopte $\lambda = 2\text{cm}$, la fréquence centrale sera $f_0 = \frac{c}{\lambda} = 15 \text{ GHz}$ et la longueur de chaque

quart d'onde est donc $l = 0.5\text{cm}$.

Le placement de N tronçons, entre les deux impédances Z_2 et Z_0 , donnera un rapport

$$\Gamma_N = \frac{z_{i+1}}{z_i} = (\Gamma_0)^{1/N+1} \text{ tel que l'on ait } z_i^2 = z_{i-1} z_{i+1} \text{ pour le tronçon } i$$

Si $N \rightarrow \infty$ on a $\Gamma_N \rightarrow 1$

On s'attend donc à avoir avec l'adaptateur continu une bande passante plus grande qu'avec l'adaptateur discret de même longueur électrique.

Comme l'amélioration de la bande passante vers un passe-tout tend à faire disparaître la qualité de la résonance (coefficient de qualité Q de la cavité trop bas). Si l'on veut avoir un comportement d'antenne résonnante, il faut substituer à la configuration précédente celle qui suit par exemple :

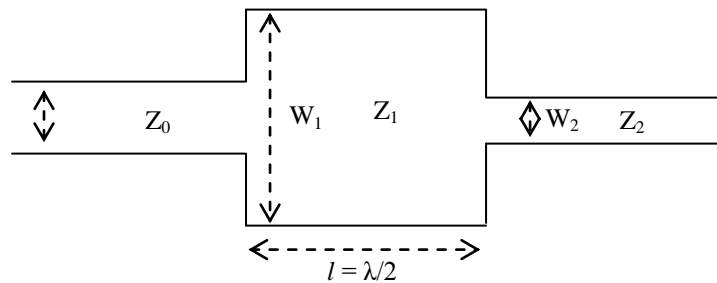


Fig. 3.2 Une antenne micro-ruban de forme carrée.

$$Z_0 = 50 \Omega ; z_1 = \frac{z_0}{\Gamma_0} ; z_2 = \Gamma_0 z_0$$

$$\Gamma_{10} = \frac{z_1}{z_0} = \frac{1}{\Gamma_0} ; \Gamma_{21} = \frac{z_2}{z_1} = \Gamma_0^2$$

$$\text{Si } \Gamma_0 = 2.4 \pi = 7.54 ; \Gamma_0^2 = 56.85$$

L'antenne quasi-carrée étant demi-onde ramène à son autre extrémité Z_0 en première approximation. Donc, à sa sortie, on peut placer le transformateur quart d'onde précédent entre Z_1 et Z_2 . De cette façon on s'attend à ce que l'introduction de Z_{1a} et Z_{1b} améliore le gain, la directivité et la bande passante de l'antenne.

3.2 Dans son application aux lignes filtre de rejection

Comme on a vu dans le chapitre précédent, la plus part des structures EBGs sont réalisées par gravage de trous dans le diélectrique ou dans le plan de masse. Le désavantage de ces dernières est le problème d'usinage aussi le plan de masse gravé doit être loin de tout métal afin de respecter le motif du réseau.

La solution est de concevoir des dispositifs EBGs basés sur la modification de la forme de la ligne microruban sans agir sur le plan de masse.

3.2.1 Réalisé par gravage du ruban supérieur en motifs discrets

Dans ce cas, la variation des valeurs des impédances constituant le filtre coupe bande est assurée uniquement par l'action sur la largeur du ruban supérieur des lignes ce qui est très intéressant dans la conception de ces filtres (figure 2.15).

Pour un dispositif de neuf sections avec un contraste $Z_1 / Z_2 = 2$, le coefficient de réflexion est illustré par la figure 3.3. La réflexion est totale à la fréquence de travail f_0 aussi le niveau des lobes secondaires augmente avec la valeur du contraste. La largeur relative de la bande interdite est de 10 %.

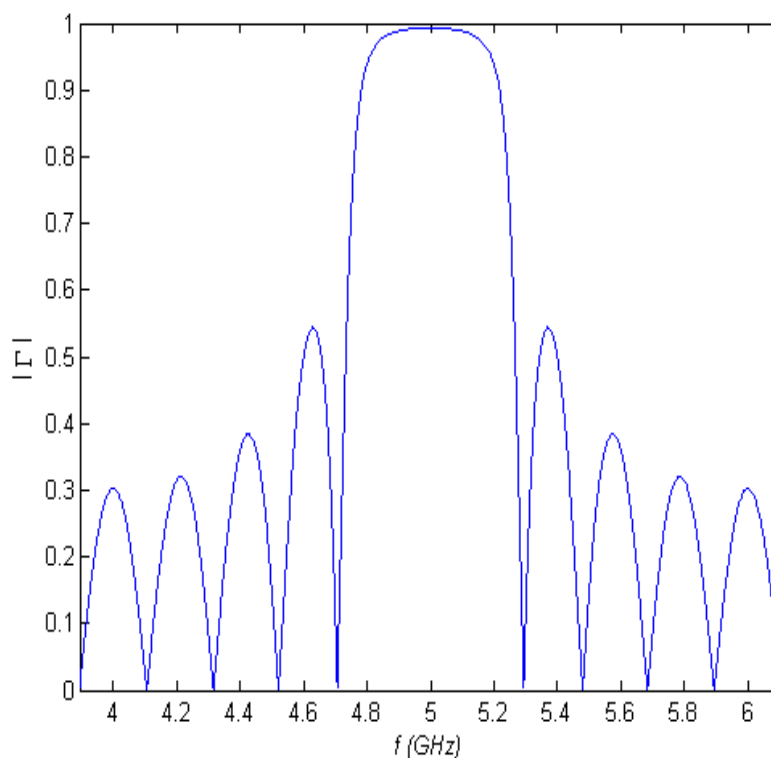


Fig. 3.3 Le coefficient de réflexion d'un dispositif de filtrage avec 9 sections quart d'onde.

3.2.2 Réalisé par gravage du ruban supérieur en motifs continus

L'utilisation d'un motif continu de la ligne microruban permet la suppression des harmoniques d'ordre supérieur tel que la forme sinusoïdale.

a) Application de la L.E.C.F pour des filtres EBGs à variation sinusoïdale

La structure EBG proposée en [42] présente une variation sinusoïdale de l'impédance caractéristique qui est implémentée par une ligne microruban de forme sinusoïdale sur le substrat. Dans ce cas, le problème d'usinage n'apparaît pas. Aussi, on minimise l'effet de rayonnement de la ligne. Le schéma de cette dernière est illustré par la figure 3.4.

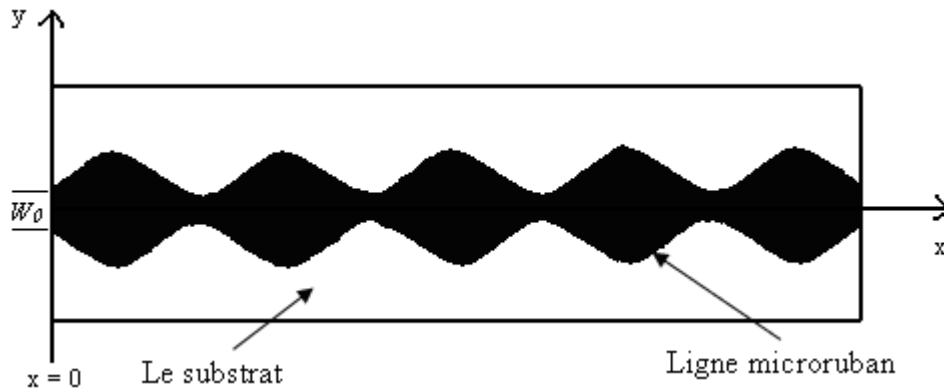


Fig. 3.4 Un filtre EBG avec une variation sinusoïdale de la ligne microruban.

L'application de la L.E.C.F consiste d'abord à discrétiser linéairement le long de la ligne en un grand nombre N de sections élémentaires. De telle sorte que les largeurs de deux éléments adjacents ne présentent pas une différence importante afin de réduire les problèmes de discontinuité et de désadaptation ainsi assurer une bonne précision [26,27].

Les centres des tronçons de lignes sont donnés par :

$$x_i = (2i - 1) \frac{L}{2N} \quad (3.1)$$

où L est la longueur de la ligne.

Ainsi, les largeurs W_i sont calculées par la relation suivante :

$$W_i = W_0 + 2[M \sin(x_i)] \quad (3.2)$$

où W_0 est la largeur minimale de la ligne.

Ensuite, l'impédance caractéristique de chaque ligne élémentaire est calculée selon le modèle de Kirschning et Jansan [44], à partir desquels les coefficients de réflexion élémentaires sont définis.

$$\Gamma_i' = \frac{Zc_i - Zc_{i-1}}{Zc_i + Zc_{i-1}} \quad (3.3)$$

L'expression 4 de l'annexe A exprime la récursion des coefficients de réflexion élémentaire et on obtient la réflexion à l'entrée de la structure :

$$\Gamma_{i-1} = \frac{\Gamma'_{i-1} + \Gamma'_i \cdot \exp(-j2\beta_i l_i)}{1 + \Gamma'_i \cdot \Gamma'_{i-1} \cdot \exp(-j2\beta_i l_i)} \quad (3.4)$$

Pour une ligne de longueur $L = 75\text{mm}$ montée sur un substrat diélectrique, d'épaisseur $H=1.524$, de permittivité relative $\epsilon_r=3$. Les pertes dans le diélectrique sont caractérisées par le facteur de perte $\text{tg}\delta$ de l'ordre 0.001. Soient $W_0 = 6\text{ mm}$ et l'amplitude de la sinusoïde $M = 1\text{ mm}$.

La figure 3.5-a illustre les paramètres S de la structure proposée, où une bande interdite est créée autour de la fréquence centrale f_0 .

Il existe une très grande ressemblance entre le résultat obtenu et celui de la littérature concernant la forme générale des paramètres S_{11} et S_{21} . Les caractéristiques (la largeur de la bande interdite, niveau des lobes secondaires, ...) de ces derniers sont légèrement différentes. Les paramètres géométriques de la ligne ne sont pas les mêmes ainsi le substrat utilisé. Néanmoins, elles peuvent être ajustés en jouant sur ces paramètres et aussi sur la longueur de la ligne.

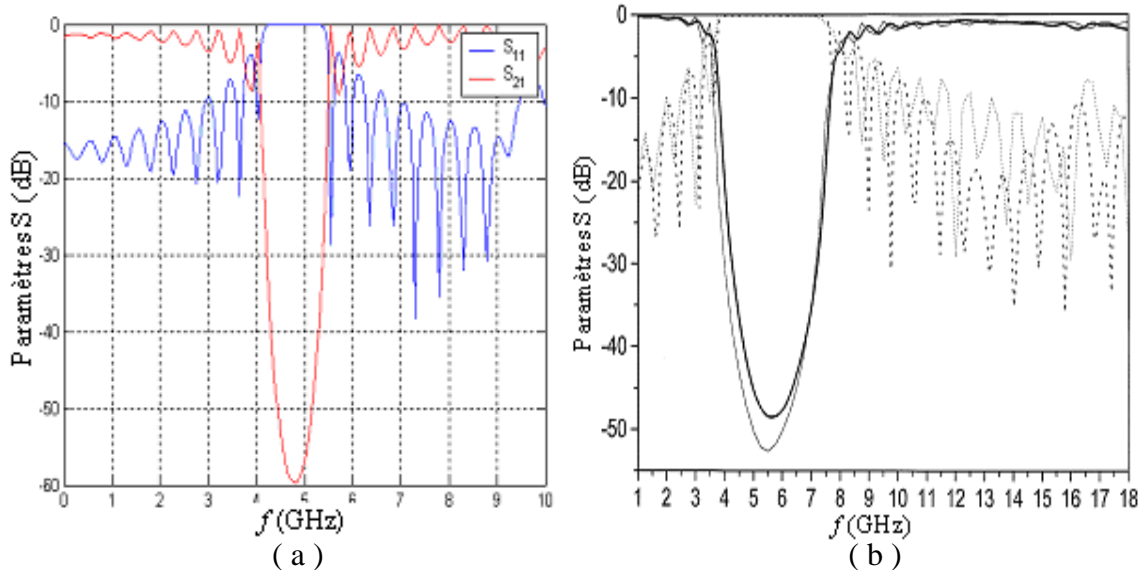


Fig. 3.5 Paramètres S d'un filtre EBG à une variation sinusoïdale de la ligne microruban en utilisant la L.E.C.F (a) de la littérature (b)[45].

b) Application de la L.E.C.F pour des filtres EBGs à variation triangulaire

De même pour une variation triangulaire de la ligne microruban (figure 3.6), les résultats obtenus ne diffèrent pas vraiment des précédents (figure 3.7). Une légère

amélioration du niveau de la transmission en dehors de la bande interdite et cela à cause des distinctions géométriques de la modélisation de la ligne.

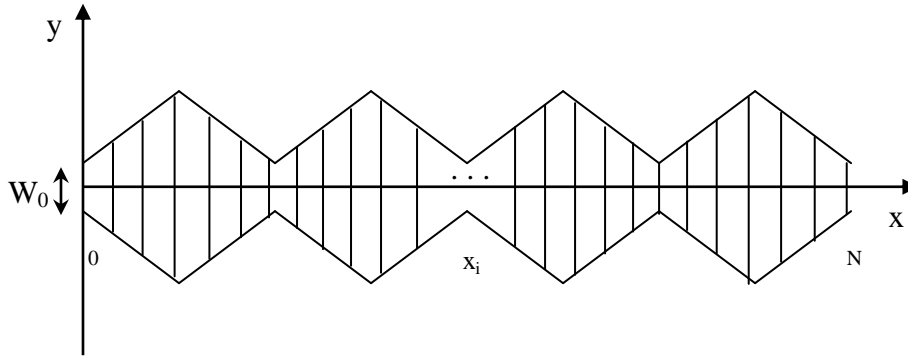


Fig. 3.6 Discretisation du ruban supérieur de la ligne microruban de forme triangulaire.

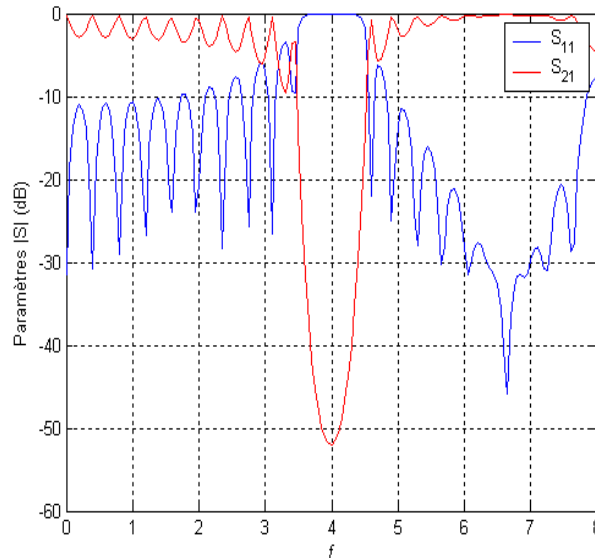


Fig. 3.7 Le module des paramètres S d'un filtre EBG avec une variation triangulaire de la ligne microruban.

3.2.3 Effet du contraste $\rho_z = Z_{\max} / Z_{\min}$ sur le comportement du filtre

La profondeur et la largeur du paramètre S_{21} augmentent avec l'amplitude M de la sinusoïde aussi ses parois deviennent plus raides. De même pour le niveau des lobes secondaires qui deviennent plus significants. Par contre W_0 doit être le plus faible possible pour avoir une bonne réflexion $|\Gamma| \approx 1$ et d'autre part supérieur ou égal à 2 afin de respecter la forme de la ligne proposée. Comme il faut tenir compte de l'ordre de grandeur de M pour des raisons de réalisation plus facile. Delà, un compromis à faire dans le choix de ces paramètres selon les exigences ou le cahier de charge. L'influence du contraste sur la profondeur du paramètre S_{21} est illustrée par la figure suivante.

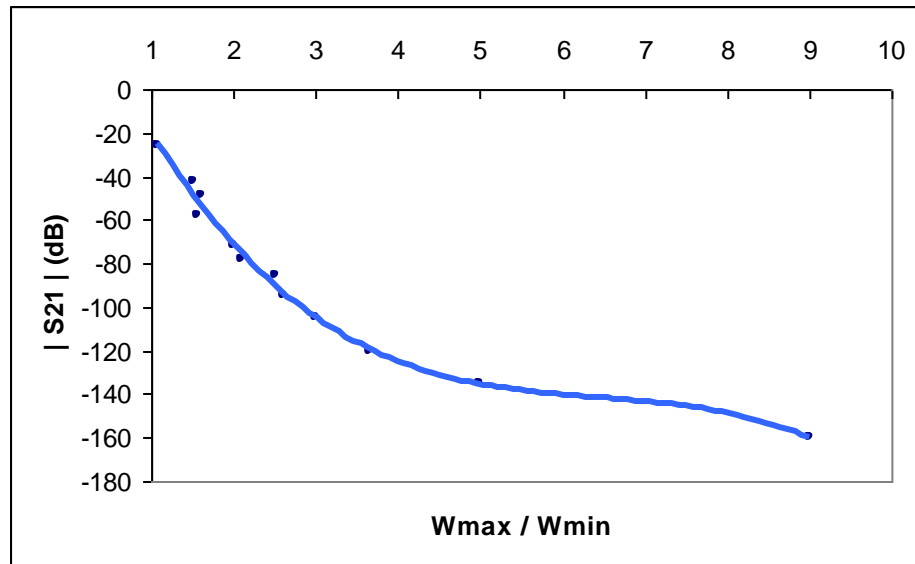


Fig. 3.8 Le paramètre S_{21} en fonction du contraste de la ligne microruban de forme sinusoidale.

De même pour la deuxième structure, l'effet de la variation du rapport $\rho_w = W_{\max} / W_{\min}$ est de loin plus accentuée que celui de la seule variation de ϵ_{r1} à ϵ_{r2} entre deux éléments consécutifs, car ρ_w affecte à la fois l'impédance caractéristique de l'air Z_c^a et la permittivité effective ϵ_{re} . Par ailleurs, la réalisation d'un tel dispositif est pratiquement plus aisément réalisable d'autant plus que le fait de disposer de la méthode des L.E.C.F qui en permet une analyse rigoureuse est un autre avantage.

3.3 Analyse comparée des résultats L.E.C.F et des autres approches

Pour différentes valeurs du contraste $\rho_z = Z_{\max} / Z_{\min}$, on a prélevé les caractéristiques du paramètre S_{21} comme indiqué dans les tableaux ci-dessous pour les conceptions étudiées.

Var.triangulaire	W_{max} / W_{min}	Z_{max} / Z_{min}	$ S_{21} $ (dB)	Δf (GHz)
	45	3,66	-135	2,2
	22,5	3,33	-125	2
	10	2,77	-115	1,8
	5	2,5	-98	1,6
	2	1,85	-70	1,2
	1,89	1,55	-48	0,9

Var.sinusoidale	W_{max} / W_{min}	Z_{max} / Z_{min}	$ S_{21} $ (dB)	Δf (GHz)
	9	2,88	-160	2,5
	5	2,5	-135	2,2
	3,66	2,15	-120	1,9
	3	2	-105	1,8
	2,6	1,85	-95	1,7
	2,5	1,7	-85	1,5
	2	1,6	-72	1,2
	1,57	1,5	-58	1
	1,6	1,44	-49	0,9
	1,5	1,38	-42	0,8
	1,08	1,11	-26,10	0,5

Var.diélectrique	Z_{max} / Z_{min}	$ S_{21} $ (dB)	Δf (GHz)
	1	0	0
	1,25	-10	0,11
	1,5	-22	0,25
	2	-42	0,43
	2,5	-57	0,56
	3	-70	0,66
	3,5	-81	0,75
	4	-90	0,81

Var.magnétique	Z_{max} / Z_{min}	$ S_{21} $ (dB)	Δf (GHz) à -20dB	Δf (GHz) à -10dB
	1,1	-4,7	0	0
	1,15	-7,3	0	0
	1,19	-9,3	0	0
	1,2	-11,7	0	0,52
	1,22	-14,9	0	0,8
	1,24	-18,1	0	0,9
	1,26	-24,4	0,4	1,04
	1,27	-28,8	0,5	1,08
	1,28	-47,9	0,6	1,09

Tableau 3.1 Les paramètres $|S_{21}|$ et Δf en fonction du contraste pour ρ_w , ρ_{er} et ρ_M respectivement.

On remarque que l'action sur les dimensions du ruban seulement fait varier la valeur de ρ_z . Aussi, l'augmentation de cette dernière agit d'une manière avantageuse sur le comportement de la structure tel qu'illustré par la figure 3.9.

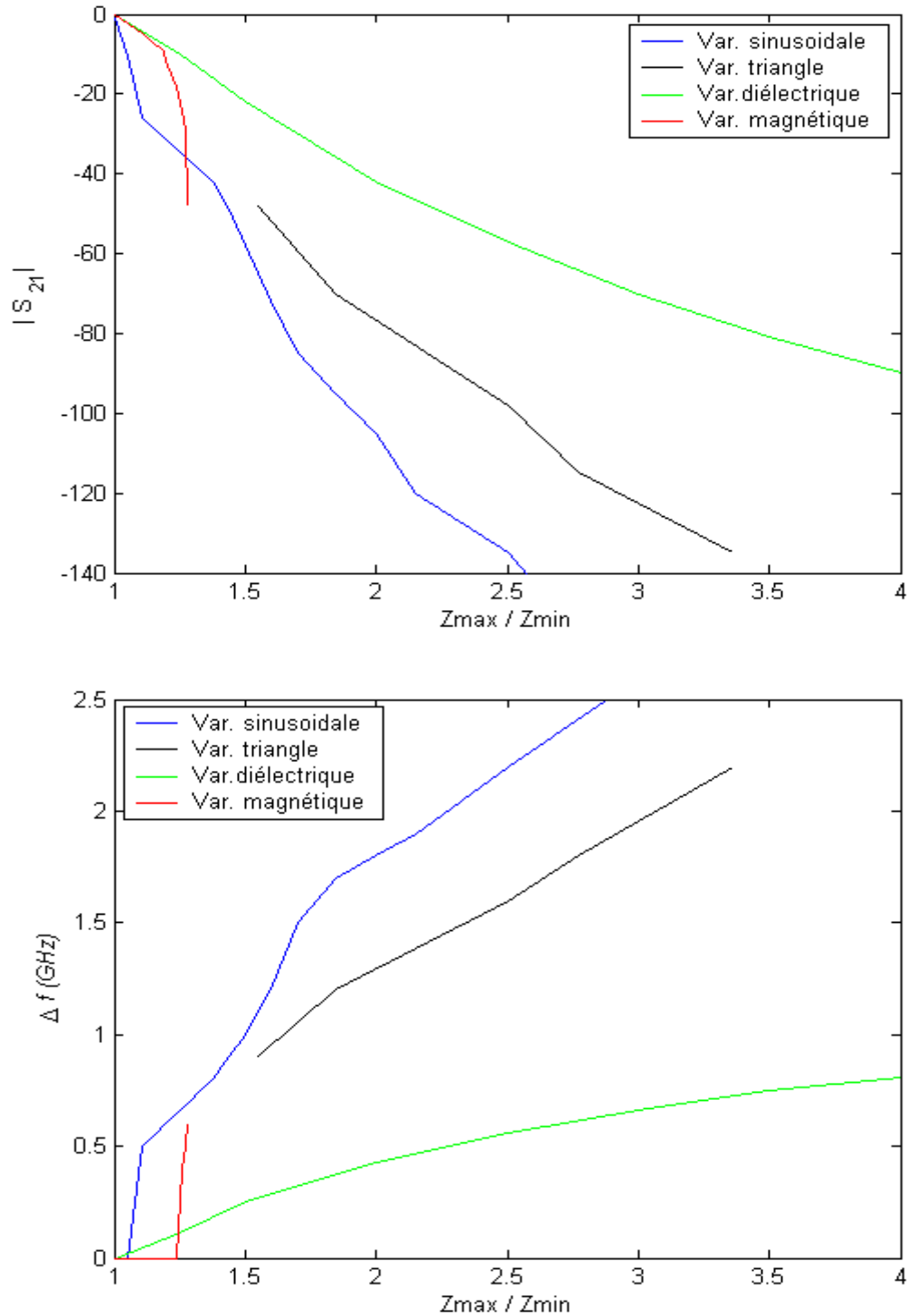


Fig. 3.9 Variation des paramètres S_{21} et Δf en fonction du contraste Z_{max}/Z_{min} .

Cette dernière présente l'effet du contraste réalisé respectivement par la variation de la largeur de la ligne microruban (ρ_w), altération de la permittivité effective ($\rho_{\epsilon r}$) et celle du matériau magnétiques (ρ_M). Elle montre bien les limitations sévères pour $\rho_{\epsilon r}$ et ρ_M contrairement à ceux de ρ_w ce qui concerne le niveau d'interdiction de la bande non désirée. Aussi, ρ_w permet une grande flexibilité de conception pour le choix de la largeur de la bande interdite. La forme sinusoïdale présente de meilleurs résultats par rapport au triangle, l'altération du diélectrique et le magnétique. Pour un contraste de 2, la valeur maximale de $|S_{21}|$ et la largeur de la bande à -20 dB sont (-105 dB; 1,8 GHz) pour le sinusoïdale contre (-75 dB; 1,3 GHz) pour le triangle et (- 42 dB; 0,43 GHz) pour $\rho_{\epsilon r}$. Alors que, la structure magnétique présente une plage très étroite bien que ce dispositif est basé sur la propriété d'absorption du matériau non pas par le phénomène de réflexion aux interfaces des éléments. En revanche, elle permet la suppression des harmoniques supérieurs. Ainsi, pour un contraste donné ρ_z est équivalent à des contrastes ρ_ϵ ($\mu_r = 1$) et ρ_M ($\epsilon_r = 1$) tel que $\rho_z = \sqrt{\rho_\epsilon} = \sqrt{\rho_M}$. Aussi, $\rho_z = \rho_{\epsilon, \mu}$ pour des milieux où $\epsilon_r = \mu_r \neq 1$.

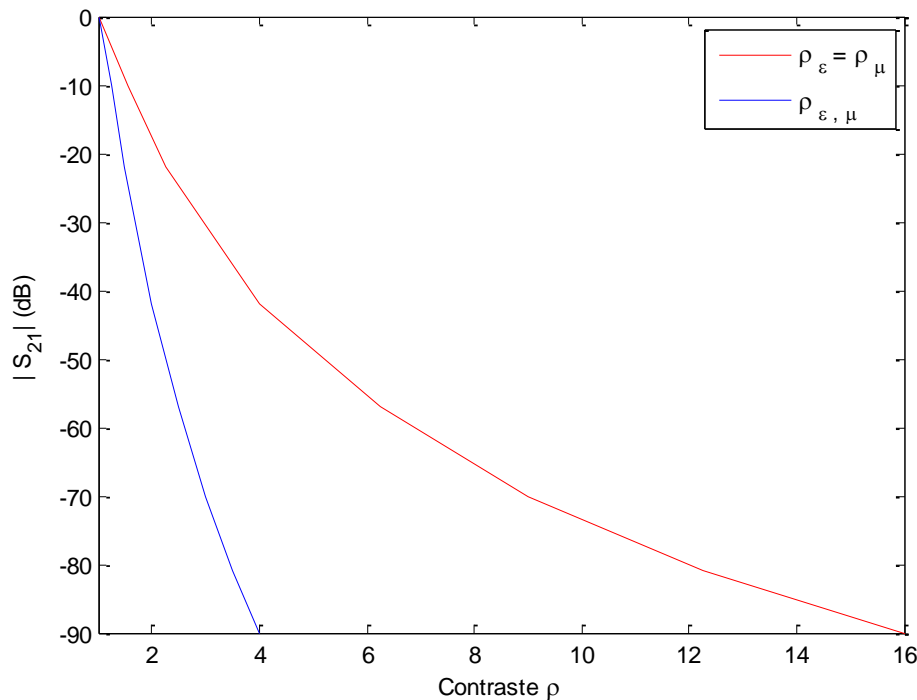


Fig. 3.10 Variation des paramètres S_{21} en fonction du contraste ρ .

3.4 Conclusion

L'action sur la forme du ruban supérieure d'une ligne de transmission, à savoir la variation discrète, sinusoïdale et triangulaire, semble très intéressante dans la conception des filtres coupe bande. D'abord, sa réalisation est simple qui nécessite pas des moyens à haute précision par rapport à l'introduction de trous. Comme elle présente des résultats dans la réjection meilleurs, avec des contrastes inférieurs comparée aux autres approches et sans aucune limitation.

Ajouté à tout ça, la disposition de l'outil d'analyse L.E.C.F qui est vraiment adéquat à ce genre de structures et qui ne demande pas aussi des machines performantes.

PROSPECTIVES

Dans [46] est présenté la conception de filtres basés sur la structure multicouche planaire dans le domaine infrarouge. Ce filtre est constitué de couches de matériel usuel et de méta matériel. L'intérêt essentiel de cette conception est la faible retournement dans la bande passante et une meilleure atténuation dans la bande coupée.

Le travail présenté en [47] montre la procédure de conception d'une structure EBG pour réaliser un large bande coupée, par combinaison entre les trous gravés et structure EBG multi période.

Les structures EBG présentent relativement des largeurs de bande interdite étroites. Pour remédier à cela, une nouvelle approche décrite en [48] pour augmenter la bande interdite par structure EBG genre champignon. Elle présente une bande plus large que celle de la méthode conventionnelle.

Des chercheurs ont proposé [49] une méthode expérimentale précise pour la caractérisation de lignes de transmission situées dans des circuits imprimés multicouches: ils ont développé une méthode précise pour la mesure de la constante de propagation complexe et de l'impédance caractéristique de lignes de transmission situées dans des circuits imprimés multicouches. Elle est basée sur un schéma de suppression de l'erreur systématique utilisant deux lignes de transmission de longueurs différentes et sur une structure de trous métallisés améliorés minimisant le couplage. Par conséquent les erreurs dues aux discontinuités peuvent être effectivement éliminées, et la dépendance en fréquence des paramètres de la ligne de transmission peut être clairement établie sur un large intervalle de fréquence. La validité de cette méthode a été établie jusqu'à une fréquence de 18GHz par comparaison avec les valeurs déterminées par un modèle quasi-TEM.

Les réseaux de neurones constituent un ensemble de méthodes qui peuvent être appliqué à différents types de problèmes. La plus simple des applications consiste à construire une modélisation numérique d'un ensemble de données. Les auteurs de la référence [50] présentent une application d'un réseau de neurones pour l'analyse de circuits microondes multicouches blindés. Ils utilisent un réseau de neurones à fonctions de base radiales qui subit un apprentissage pour interpoler les fonctions de Green spatiale d'un milieu multicouche fermé, ces fonctions sont utilisées ensuite dans la méthode de l'équation intégrale. Après l'apprentissage, les sorties du réseau de neurones fournissent les valeurs numériques des fonctions de Green durant la résolution numérique de l'équation intégrale. Ce calcul utilisant le réseau de neurone est plus rapide que les méthodes numériques utilisées pour l'évaluation exacte des fonctions de Green. Deux nouvelles stratégies pour améliorer l'apprentissage du

réseau sont proposées. Dans la première, l'espace d'entrée est divisé en plusieurs régions spatiales et fréquentielles, le sous domaine spatial est étendu dans un premier temps aux points source et d'observation. La seconde stratégie associe le sous domaine avec une sélection adaptative des variances des neurones dans chaque région. La précision et le gain en temps de calcul obtenus avec cette méthode de réseaux de neurones rend possible l'implémentation d'outils interactifs rapides de conception assistée par ordinateur.

Une nouvelle antenne plaque microruban [51] interne bibande d'une épaisseur de 3mm est destinée aux terminaux mobiles comme les téléphones portables ou les PDA (Personal Digital Assistant) pour les systèmes GSM (Global System for Mobile) et DCS (Digital Communication System). L'antenne plaque microruban occupe une surface de 15x60mm². Une fente en forme de T sépare l'élément supérieur en deux chemins résonants pour générer deux modes résonants pour un fonctionnement à 900/1800MHz. Alors en étendant une petite portion de l'élément résonant supérieur vers le bord supérieur du plan de masse du système du terminal mobile, l'antenne peut fournir deux bandes larges de fréquences couvrant les bandes GSM/DCS. L'étude expérimentale et les effets de l'extension d'une portion de l'élément supérieur et de la longueur du plan de masse sur les bandes passantes sont commentées.

Des antennes plaques miniatures réalisées grâce à des métamatériaux magnétiques sont étudiées en référence [52]. Des propriétés magnétiques sont conférées à des matériaux naturellement non-magnétiques grâce à des inclusions métalliques. Dans ce milieu, des composants électriquement petits sont inclus de façon à obtenir une perméabilité et une permittivité supérieures à celles du substrat diélectrique seul. Le contrôle de la géométrie de ces inclusions permet d'ajuster la perméabilité magnétique μ et la permittivité électrique ϵ à l'application. Le métamatériau magnétique possède des constantes μ et ϵ plus grandes avec des niveaux de facteurs de pertes acceptables. Les avantages de l'utilisation de tels substrats sont énumérés et les résultats expérimentaux d'une antenne plaque sur un tel substrat sont présentés. En particulier, la perméabilité varie fortement et de façon prévisible en fonction de la fréquence, le facteur de miniaturisation peut être sélectionné en réglant la fréquence de travail. Les simulations numériques montrent qu'une telle propriété peut être étendue à plusieurs gigahertz avec la technologie usuelle. Les valeurs de la perméabilité relative sont dans un intervalle de 1 à 5 pour des applications à faibles pertes. Les facteurs de miniaturisation d'une antenne représentative sont de l'ordre de 4 à 7 pour une bande passante moyenne d'environ 10% et pour des rendements moyens de l'ordre de 20 à 35%, il a été montré que de meilleurs rendements sont encore possibles.

CONCLUSION GENERALE

Nous avons proposé une alternative à la solution de filtrage classique en négligeant les pertes. Les solutions présentées correspondent à des impératifs de fort coefficient de réflexion, de faible encombrement d'une manière la plus simple possible.

Les dispositifs BIEs permettent de concevoir des filtres avec les performances électriques désirées. Les spécifications de certains d'entre eux peuvent nécessiter le recours à des simulateurs électromagnétiques et des techniques d'optimisation appropriées.

Une approche rigoureuse demande une connaissance précise de la permittivité effective dynamique ainsi que celle de la conductivité du métal sous forme complexe, cela se présente en particulier au-delà de 10 GHz environ.

Le comportement des miroirs diélectriques dans le domaine optique est connu depuis fort longtemps. L'application de leur principe aux structures microruban est moins ancienne (fin des années 70).

Dans le cas des dispositifs microruban unidimensionnels avec des trous gravés dans le plan de masse, l'analyse et la synthèse des structures BIE-1D se font via la théorie des modes couplés dans les FBGs qui sont plus rapides et plus simples. Et cela grâce à la grande similitude entre leurs diagrammes de réponse fréquentielle.

Il est plus aisé et moins coûteux de réaliser en pratique un filtre BIE en travaillant la forme du ruban supérieur de la ligne microruban, que d'alterner deux diélectriques ou de perforer le plan de masse. D'autant plus que pour son analyse, on dispose de la technique de la L.E.C.F dont les résultats ont été toujours validés. Le champ de toutes les géométries possibles traitables par la L.E.C.F est grand, son application peut donc révéler à l'avenir des formes du ruban supérieur aux caractéristiques très avantageuses pour certains types de dispositifs E.M. (filtres, résonateurs, antennes,...).

Suite aux résultats trouvés lors de ce travail, les structures BIEs sont très adéquates pour le filtrage dans le domaine des microondes. Ainsi, cette voie nous semble promettre des applications industrielles variées et intéressantes.

Comme perspectives, il reste à concevoir des structures à des fréquences plus élevées sous condition de confirmation du résultat théorique par la réalisation et la mesure. Par ailleurs, l'intégration de ces structures dans une approche module, plus globale, facilite la miniaturisation, l'optimisation des interconnexions et une amélioration du packaging.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **L. BRILLOUIN**
"Wave propagation in periodic structures", 1953

- [2] **R. E. COLLIN**
"Foundations for microwave engineering"

- [3] **E. YABLONOVITCH, T. J. GMITTER**
"Photonic band structures : The face centered cubic case"
Phys. Rev. B, 63, pp. 1950, 1989.

- [4] **A. R. PARKER, R. C. MCPHEDRAN, D. R. MCKENZIE, L. C. BOTTEN, N. P. NICOROVICI**
"Photonic engineering : Aphrodite's iridescence"
Nature, 409, pp. 36-37, Jan 2001

- [5] **B. LENOIR ET AL.**
"Periodic structures for original design of voluminous and planar microwave filter"
IEEE International Microwave Symposium, Phoenix, USA, June 2001

- [6] **B. LENOIR, D. BAILLARGEAT, S. VERDEYME, P. GUILLON,**
"Finite element method for rigorous design of microwave devices using photonic band gap structures"
IEEE International Microwave Symposium, Baltimore, Maryland, USA, June 1998

- [7] **R. ULRICH, K. F. RENK AND L. GENZEL**
"Tunable submillimeter interferometers of the Fabry-Perot type"
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, pp. 363/371, 1963

- [8] **R. ULRICH, K. F. RENK AND L. GENZEL**
"Far infrared properties of metallic mesh and its complementary structure"
Infrared Physics., Vol. 7, pp. 37-55, Pergamon press ltd, 1967

- [9] **P. F. GOLDSMITH**
"Quasioptical systems : gaussian beam, quasioptical propagation and applications"
IEEE Press MTTTS, 1997

- [10] **M. M. SIGALAS, C. T. CHAN, K. M. HO AND C. M. SOUKOULIS**
"Metallic photonic band-gap materials"
Phys. Rev. B, 52(16), pp. 11744-11751, 1995.

- [11] **A. Saib, I. Huynen, and D. Vanhonenacker**
"Design of a Stopband Filter Based on a Magnetic Photonic Bandgap Material"
2003
- [12] **N. Boisbovier, F. Le Bolzer, A. Louzir, A. C. Tarot, K. Mahdjoubi**
"BIP planaire pour structures à fente »
13^{èmes} journées Nationales Microonde, 21-22-23 Mai 2003, Lille
- [13] **V. BERGER**
"Les matériaux à bande interdite photonique"
Etat de l'art, Août 1995, réunion GDR « Cristaux photoniques »
- [14] **SANDIA NATIONAL LABORATORIES**
<http://www.sandia.gov/media/photonic.htm>
- [15] **Y. CHEN ET AL.**
"Simulation, fabrication, and characterisation of 3D alumina photonic bandgap structures"
Microwave and optical technology letters, vol. 30, N° 5, pp. 305-307, September 2001
- [16] **S. ROWSON, A. CHELNOKOV, J. M. LOURTIOZ**
"Caractérisation térahertz d'un cristal photonique 3D obtenu par usinage mécanique"
5èmes journées de Caractérisation Microondes et Matériaux (JCMM), Mai 1998.
- [17] **A. CHELNOKOV, S. ROWSON, J. M. LOURTIOZ, L. DUVILLARET, J. L. COUZEZ**
"Light controllable defect modes in three dimensional photonic crystal"
Electronics Letters, vol. 34, n°20, October 1998.
- [18] **J. DANGLLOT, O. VANBESIEN, D. LIPPENS**
"A 4 port resonant switch patterned in photonic crystal"
IEEE Microwave and guided wave letter, vol. 9, N° 7, july 1999
- [19] **W. J. CHAPPELL, M. P. LITTLE, L. P. B. KATEHI**
"High Q two dimensional defect resonators-Measured and simulated"
IEEE International Microwave Symposium, 2000
- [20] **V.G. VESELAGO**
"The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ "
Sov. Phys.-Usp., vol. 10, no. 4, pp. 509-514, Jan.-Feb. 1968
- [21] **A. SANADA, C. CALOZ, T. ITOH**
"Planar distributed structures with negative refractive index"
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol.52, n°4, April 2004

- [22] **D. SIEVENPIPER, L. ZHANG, R. F. JIMENEZ BROAS, N. G. ALEXOPOULOS, E. YABLONOVITCH**
"High impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band"
IEEE Transactions on Microwave theory and techniques, Vol.47, n°11, November 1999
- [23] **A. Taflove et S. C. Hagness**
"Computational Electromagnetics: The Finite-Difference Time-Domain Method"
Artech House, Narwood, 2000.
- [24] **P. Yeh**
"Optical waves in layered medias"
Wiley, New York, 1998.
- [25] **J. B. Pendry**
"Calculating photonic band structure"
Journal of Physics: Condensed Matter 8, p. 1085, 1996.
- [26] **A. Zerguerras**
"Contribution à l'étude des antennes plaques de forme quelconque multicouches à large bande. Application à l'antenne plaque circulaire avec directeur,"
Thèse d'état, Ecole Nationale Polytechnique, 1990.
- [27] **R. Aksas**
"Analyse d'antennes microrubans de forme quelconque par une approche basé sur la technique des lignes de transmission. Application aux géométries circulaires,"
Thèse d'état, Ecole Nationale Polytechnique, 1995.
- [28] **S. J. Orfanidis**
"Electromagnetic Waves & Antennas"
June 21, 2004
- [29] **T. J. Ellis and G. M. Rebeiz,**
"MM-wave tapered slot antennas on micromashed photonic bandgap dielectrics,"
IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. June 1996, pp. 1157-1160.
- [30] **V. Radisic, Y. Qian, and T. Itoh,**
"Broadband power amplifier using dielectric photonic bandgap structure,"
IEEE Microwave Guided Wave Lett., vol. 8, pp. 13-14, Jan. 1998.
- [31] **Y. Qian, V. Radisic, and T. Itoh,**
"Simulation and experiment of photonicband-gap structures for microstrip circuits,"
Proc Asia-Pacific Microwave Conf, Hong Kong, Dec. 1997, pp. 585-588.
- [32] **Ian Rumsey, M. Piket-May, and P. Keith Kelly,**
"Photonic bandgap structures used as filters in microstrip circuits,"
IEEE Microwave and Guided Wave Lett., vol. 8, no 10, pp. 336-338, Oct. 1998.

- [33] **V. Radisic, Y. Qian, R. Coccioli, and T. Itoh,**
"Novel 2-D photonic bandgap structure for microstrip lines,"
IEEE Microwave Guided Wave Lett., vol. 8, no. 2, pp. 69-71, Feb. 1998.
- [34] **M. A. G. Laso, M. J. Erro, D. Benito, M. J. Garde,**
"Analysis and design of 1-D photonic bandgap microstrip structures using a fiber grating model"
Microwave and optical technology letters, vol. 22, N° 4, pp. 223-226, August 1999.
- [35] **A. Yariv and P. Yeh,**
"Optical waves in crystals," Wiley, New York, 1984.
- [36] **Txema Lopetegi, Miguel A. G. Laso and all,**
"Nanofabrication of 1-D photonic bandgap structures along a photonic wire,"
IEEE Photon Technol. Lett., vol. 8, 1996, 491-493.
- [37] **V. Jayaraman, Z. M. Chuang, and L. A. Coldren,**
"Theory, design and performance of extended tuning range semiconductor lasers with sampled gratings,"
IEEE J Quantum Electron 29, pp. 1824-1834, 1993.
- [38] **D. M. Pozar,**
"Microwave engineering,"
Wiley, New York, 1998.
- [39] **Txema Lopetegi, Miguel A. G. Laso and all,**
"Novel photonic bandgap microstrip structures using network topology,"
Microwave and Optical Technology Lett., vol. 25, No. 1, April 2000.
- [40] **M. BOUZOUAD**
"Etude d'antennes plaques multicouches de formes polygonales par application de la méthode des lignes élémentaires couplées finies (L.E.C.F),"
Mémoire de Magister, 1996.
- [41] **T. B. Berbar**
"Méthode des lignes élémentaires couplées finies appliquée aux antennes microrubans stratifiées,"
Thèse d'état, Ecole Nationale Polytechnique, 2006.
- [42] **D. NESIC, A. NESIC**
"Bandstop Microstrip PBG Filter with Sinusoidal Variation of the Characteristic Impedance and Without Etching in the Ground Plane,"
Microwave and optical technology letters, vol. 29, N° 6, June 20, 2001.

- [43] **Senouci**
"Contribution à l'étude d'optimisation d'antennes plaques microrubans"
Thèse de Magister, Option Télécommunications, Département d'Electronique, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, 1999
- [44] **JANSEN R. H., KIRSCHNING M.**
"Argument and accurate model for the power-current formulation of microstrip characteristic Impedance"
A.E.U., vol. 37, N° 3-4, pp. 108-112, 1983.
- [45] **NEMAI CHANDRA Karmakar and Mohammad Nurunnabi Mollah.**
"Potential applications of PBG engineered structures in microwave engineering: part I"
Microwave Journal, pp. 22-44, July 2004.
- [46] **A. ARKHIPOV**
"Layered structure based filter with metamaterial layers"
Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, 2008. MMET 2008. 12th International Conference on Volume, Issue, June 29 2008-July 2 2008, pp. 518-520
- [47] **Yin-Chi hen, An-Shyi Liu, Ruey-Beei Wu**
"A wide stopband low-pass filter design based on multi-period taper-etched EBG structure"
Asia Pacific Conference. Volume 3, Issue, 4-7, December 2005
- [48] **F. ZANG,**
"A novel approach to enhance the bandwidth of mushroom-like EBG structures"
Microwave and millimetre wave technology, 2007. International Conference on Volume, Issue, 18-21 April 2007, pp. 1-4
- [49] **NARITA (K.), KUSHTA (T.)**
An Accurate Experimental Method for Characterizing Transmission Lines Embedded in Multilayer Printed Circuit Boards
IEEE Transactions on Advanced Packaging, Feb. 2006, Vol. 29, N°1, pp. 114- 121
- [50] **GARCIA (J. P.), PEREIRA (F. Q.), REBENAQUE (D. C.), TORNERO (J. L. G.), MELCON (A. A.)**
A Neural-Network Method for the Analysis of Multilayered Shielded Microwave Circuits
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Jan. 2006, Vol. 54, N°1, pp. 309-320
- [51] **WONG (K-L.), LIN (Y-C.), TSENG (T-C.)**
Thin Internal GSM/DCS Patch Antenna for a Portable Mobile Terminal
IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Jan. 2006, Vol. 54, N°1, pp. 238- 242
- [52] **BUELL (K.), MOSALLAEI (H.), SARABANDI (K.)**
A Substrate for Small Patch Antennas Providing Tunable Miniaturization Factors
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Jan. 2006, Vol. 54, N°1, pp. 135- 146
- [53] **P. FERRANDE**
"Solutions de filtrage millimétrique et submillimétrique à structures périodiques en technologies innovantes" Thèse d'état, Université de Limoges, 2005.

ANNEXES

Détermination du coefficient de réflexion du transformateur d'impédance

L'impédance d'entrée de la $N^{\text{ème}}$ section, chargée par R_L , est donnée en négligeant les pertes

par :

$$Z_{in}^N = Z_N \frac{R_L + jZ_N \operatorname{tg}(\beta l)}{Z_N + jR_L \operatorname{tg}(\beta l)} \quad (1)$$

Le coefficient de réflexion Γ_L correspondant à la charge R_L est :

$$\Gamma_N = \frac{R_L - Z_N}{R_L + Z_N} \quad (2)$$

En combinant les relations (1) et (2), on obtient :

$$Z_{in}^N = Z_N \frac{\exp(j\beta l) + \Gamma_N \exp(-j\beta l)}{\exp(j\beta l) - \Gamma_N \exp(-j\beta l)} \quad (3)$$

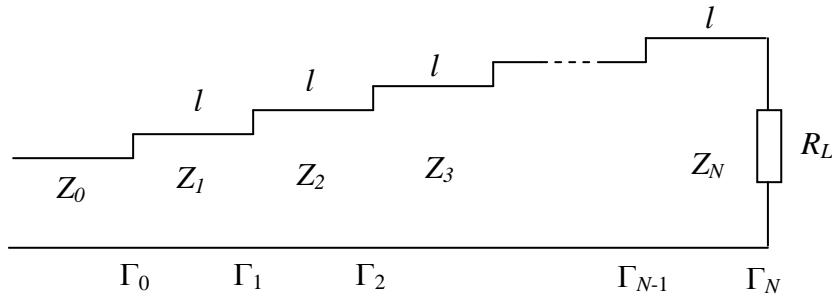


Fig. 2.1 Transformateur d'impédance à N sections.

Par conséquent, le coefficient de réflexion vu à l'entrée de la $N^{\text{ème}}$ section sera :

$$\Gamma_{N-1}' = \frac{Z_{in}^N - Z_{N-1}}{Z_{in}^N + Z_{N-1}} = \frac{Z_N (\exp(j\beta l) + \Gamma_N \exp(-j\beta l)) - Z_{N-1} (\exp(j\beta l) - \Gamma_N \exp(-j\beta l))}{Z_N (\exp(j\beta l) + \Gamma_N \exp(-j\beta l)) + Z_{N-1} (\exp(j\beta l) - \Gamma_N \exp(-j\beta l))}$$

Après avoir développé cette expression, on trouve finalement :

$$\Gamma_{N-1}' = \frac{\Gamma_{N-1} + \Gamma_N \exp(-j2\beta l)}{1 + \Gamma_N \Gamma_{N-1} \exp(-j2\beta l)} \quad (4)$$

Avec :

$$\Gamma_{N-1} = \frac{Z_N - Z_{N-1}}{Z_N + Z_{N-1}}$$

Si Z_N est proche de R_L et Z_{N-1} de Z_N , alors Γ_N et Γ_{N-1} sont de faibles quantités. On peut donc procéder à l'approximation de la relation (4) qui devient au second ordre près:

$$\Gamma'_{N-1} \approx \Gamma_{N-1} + \Gamma_N \exp(-j2\beta l) \quad (5)$$

La relation (5) peut être étendue au rang inférieur qui est $N-2$ si les hypothèses précédentes sont vérifiées. On peut écrire :

$$\Gamma'_{N-2} \approx \Gamma_{N-2} + \Gamma_{N-1} \exp(-j2\beta l) = \Gamma_{N-2} + \Gamma_{N-1} \exp(-j2\beta l) + \Gamma_N \exp(-j4\beta l)$$

La généralisation de cette expression permet d'exprimer aussi le coefficient de réflexion vu à l'entrée de la structure.

$$\Gamma \approx \Gamma_0 + \Gamma_1 \exp(-j2\beta l) + \Gamma_2 \exp(-j4\beta l) + \dots + \Gamma_{N-1} \exp(-j2(N-1)\beta l) + \Gamma_N \exp(-j2N\beta l) \quad (6)$$

ou sous une forme plus condensée :

$$\Gamma = \sum_{i=0}^N \Gamma_i \exp(-j2i\beta l) \quad (7)$$

où

$$\Gamma_i = \frac{Z_{i+1} - Z_i}{Z_{i+1} + Z_i}$$

En posant $\Omega = \exp(j\varphi)$ avec $\varphi = -2\beta l$, l'équation (2.7) peut être réécrite sous forme

$$\text{polynomiale : } \Gamma \approx \Gamma_0 + \Gamma_1 \Omega + \Gamma_2 \Omega^2 + \dots + \Gamma_{N-1} \Omega^{(N-1)} + \Gamma_N \Omega^N = \Gamma_N \prod_{i=1}^N (\Omega - \Omega_i) \quad (8)$$

Calcul du coefficient de réflexion de la première structure (Figure 2.15)

On a :

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_1 \cdot e^{-j2\beta l} + \Gamma_2 \cdot e^{-j4\beta l} + \Gamma_3 \cdot e^{-j6\beta l} + \dots + \Gamma_N \cdot e^{-j2N\beta l}$$

Soit : $\Omega = e^{j\varphi} = e^{-j2\beta l}$

$$\begin{aligned} \text{Alors : } \Gamma &= \Gamma_0 - \Gamma_0 \cdot \Omega + \Gamma_0 \cdot \Omega^2 - \Gamma_0 \cdot \Omega^3 + \dots - \Gamma_0 \cdot \Omega^N \\ &= \Gamma_0 \cdot [1 - \Omega + \Omega^2 - \Omega^3 + \dots - \Omega^N] \\ &= \Gamma_0 \cdot [1 + (-\Omega) + (-\Omega)^2 + (-\Omega)^3 + \dots + (-\Omega)^N] \\ &= \Gamma_0 \cdot \frac{(-\Omega)^{N+1} - 1}{(-\Omega) - 1} \\ &= \Gamma_0 \cdot \frac{1 - (e^{j(\varphi \pm \pi)})^{N+1}}{1 + e^{j\varphi}} \\ &= \Gamma_0 \cdot \frac{(e^{j(\varphi \pm \pi)})^{N+1} - 1}{e^{j(\varphi \pm \pi)} - 1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \Gamma_0 \cdot \frac{e^{j(N+1)\varphi'} - 1}{e^{j\varphi'} - 1} \\
&= \Gamma_0 \cdot \frac{e^{j(\frac{N+1}{2})\varphi'} \left[e^{j(\frac{N+1}{2})\varphi'} - e^{-j(\frac{N+1}{2})\varphi'} \right]}{e^{j\frac{\varphi'}{2}} \left[e^{j\frac{\varphi'}{2}} - e^{-j\frac{\varphi'}{2}} \right]} \\
&= \Gamma_0 \cdot e^{j\frac{N}{2}\varphi'} \frac{\sin\left(\frac{N+1}{2}\varphi'\right)}{\sin\left(\frac{\varphi'}{2}\right)}
\end{aligned}$$

Son module est :

$$|\Gamma| = |\Gamma_0| \cdot \left| \frac{\sin\left(\frac{N+1}{2}\varphi'\right)}{\sin\left(\frac{\varphi'}{2}\right)} \right|$$

Aussi :

$$|\Gamma| = |\Gamma_0| (N+1) \cdot \left| \frac{\sin[(N+1)(\beta l \pm \pi/2)]}{(N+1) \cdot \sin(\beta l \pm \pi/2)} \right|$$

Calcul du coefficient de réflexion de la deuxième structure (Figure 2.18)

On a :

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_1 \cdot e^{-j2\beta l} + \Gamma_2 \cdot e^{-j4\beta l} + \Gamma_3 \cdot e^{-j6\beta l} + \dots + \Gamma_N \cdot e^{-j2N\beta l}, \quad N \text{ est impair}$$

$$\Gamma_N = -\Gamma_0; \quad \Gamma_{n\text{impair}} = \Gamma_1; \quad \Gamma_{n\text{pair}} = -\Gamma_1$$

Soit : $\Omega = e^{j\varphi} = e^{-j2\beta l}$

Alors : $\Gamma = \Gamma_0 \cdot (1 - e^{-j2N\beta l}) + \Gamma_1 (\Omega - \Omega^2 + \Omega^3 - \dots - \Omega^{(N-1)})$

$$\begin{aligned}
&= j 2 \Gamma_0 e^{-jN\beta l} \sin(N\beta l) + \Gamma_1 \frac{1 - (-\Omega)^{N-1}}{1 - (-\Omega)} \\
&= j 2 \Gamma_0 e^{-jN\beta l} \sin(N\beta l) + \Gamma_1 \frac{1 - \Omega^{N-1}}{1 + \Omega} \\
&= j 2 \Gamma_0 e^{-jN\beta l} \sin(N\beta l) + \Gamma_1 \frac{1 - e^{j\varphi(N-1)}}{1 + e^{j\varphi}} \\
&= j 2 \Gamma_0 e^{-jN\beta l} \sin(N\beta l) + \Gamma_1 \frac{e^{j\varphi(N-1)} - 1}{-(e^{j\varphi} + 1)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= j 2 \Gamma_0 e^{-jN\beta l} \sin(N\beta l) - \Gamma_1 \frac{e^{j\left(\frac{N-1}{2}\right)\varphi} \sin\left(\left(\frac{N-1}{2}\right)\varphi\right)}{e^{j\frac{\varphi}{2}} \cos(\varphi)} \\
&= j 2 \Gamma_0 e^{-jN\beta l} \sin(N\beta l) + \Gamma_1 e^{j(N-2)\beta l} \frac{\sin((N-1)\beta l)}{\cos(\beta l)}
\end{aligned}$$

$$\text{Il vient : } |\Gamma| = \left| 2 \Gamma_0 \sin(N\beta l) + \Gamma_1 \frac{\sin((N-1)\beta l)}{\cos(\beta l)} \right|$$

Calcul du coefficient de réflexion de la structure cascadée (Figure 2.21)

On a :

$$\begin{aligned}
\Gamma = & \Gamma_0 + \Gamma_1 \cdot e^{-j2\beta l} + \Gamma_2 \cdot e^{-j4\beta l} + \dots + \Gamma_N \cdot e^{-j2N\beta l} + \Gamma_{N+1} \cdot (e^{-j2N\beta l} e^{-2j\theta}) + \Gamma_{N+1} \cdot (e^{-j2N\beta l} e^{-2j\theta}) e^{-j2\beta' l'} + \\
& \Gamma_{N+2} \cdot (e^{-j2N\beta l} e^{-2j\theta}) e^{-j4\beta' l'} + \dots + \Gamma_{N+k} \cdot (e^{-j2N\beta l} e^{-2j\theta}) e^{-j2k\beta' l'}
\end{aligned}$$

$$\text{avec : } \theta = \beta y = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \alpha \lambda_0 = 2\pi\alpha \frac{f}{f_0}, \quad \alpha \in [0, \dots, 0.5]$$

$$\beta l = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda_0}{4} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{f}{f_0},$$

$$\beta l = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda_0'}{4} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{f}{f_0'},$$

$$\text{Soit : } \Omega = e^{j\varphi} = e^{-j2\beta l}, \quad \Omega' = e^{j\varphi'} = e^{-j2\beta' l'}$$

$$\text{Alors : } \Gamma = \Gamma_0 [1 - \Omega + \Omega^2 - \dots - \Omega^N + (\Omega^N e^{-2j\theta}) - (\Omega^N e^{-2j\theta}) \Omega' + \Omega'^2 (\Omega^N e^{-2j\theta}) - \dots - (\Omega^N e^{-2j\theta}) \Omega'^k]$$

$$\Gamma = \Gamma_0 [1 + (-\Omega) + (-\Omega)^2 + \dots + (-\Omega)^N + (\Omega^N e^{-2j\theta}) + (\Omega^N e^{-2j\theta}) (-\Omega)' + (-\Omega')^2 (\Omega^N e^{-2j\theta}) + \dots + (\Omega^N e^{-2j\theta}) (-\Omega')^k]$$

$$\Gamma = \Gamma_0 \left[\frac{(-\Omega)^{N+1} - 1}{(-\Omega) - 1} + \Omega^N e^{-2j\theta} \frac{(-\Omega')^{k+1} - 1}{(-\Omega') - 1} \right]$$

$$\Gamma = \Gamma_0 \left[e^{j\frac{N}{2}\varphi_1} \frac{\sin\left(\left(\frac{N+1}{2}\right)\varphi_1\right)}{\sin\left(\frac{\varphi_1}{2}\right)} + (e^{jN\varphi} e^{-2j\theta}) e^{j\frac{k}{2}\varphi_2} \frac{\sin\left(\left(\frac{k+1}{2}\right)\varphi_2\right)}{\sin\left(\frac{\varphi_2}{2}\right)} \right] \quad \text{où : } \begin{aligned} \varphi_1 &= \varphi \pm \pi \\ \varphi_2 &= \varphi' \pm \pi \end{aligned}$$

Pour le même substrat, on a : $\beta = \beta'$

$$\Gamma = \Gamma_0 (N+1) \left[e^{-jN\left(\beta l \pm \frac{\pi}{2}\right)} \frac{\sin\left((N+1)\left(\beta l \pm \frac{\pi}{2}\right)\right)}{(N+1)\sin\left(\beta l \pm \frac{\pi}{2}\right)} + (e^{-j2N\beta l} e^{-2j\theta}) e^{-jk\left(\beta' l' \pm \frac{\pi}{2}\right)} \frac{\sin\left((k+1)\left(\beta' l' \pm \frac{\pi}{2}\right)\right)}{(N+1)\sin\left(\beta' l' \pm \frac{\pi}{2}\right)} \right]$$

Posons : $x = \frac{f}{f_0}$ et $a = \frac{f_0}{f_0}$

Alors : $\beta l = \frac{\pi}{2} x$

$$\beta l' = \frac{\pi}{2} a \cdot x$$

$$\Gamma = \Gamma_0(N+1) \left[e^{-jN\frac{\pi}{2}(x\pm 1)} \frac{\sin\left((N+1)\frac{\pi}{2}(x\pm 1)\right)}{(N+1)\sin\left(\frac{\pi}{2}(x\pm 1)\right)} + \left(e^{-jN\pi x} e^{-4j\pi a x}\right) e^{-jk\frac{\pi}{2}(ax\pm 1)} \frac{\sin\left((k+1)\frac{\pi}{2}(ax\pm 1)\right)}{(N+1)\sin\left(\frac{\pi}{2}(ax\pm 1)\right)} \right]$$

Annexe B

Détermination de l'expression de la largeur de la bande interdite de la première structure (Figure 2.15)

$$\text{Soit : } |\Gamma| = |\Gamma_0| \cdot \left| \frac{\sin[(N+1)(\beta l \pm \pi/2)]}{\sin(\beta l \pm \pi/2)} \right|$$

$$\text{Ainsi : } |\Gamma|_n = \left| \frac{\sin[(N+1)(\beta l \pm \pi/2)]}{\sin(\beta l \pm \pi/2)} \right|$$

Cette fonction est indéterminée à la valeur $\pi/2$, alors faisons un développement limité de cette dernière autour de ce point.

$$\text{Prenons : } |\Gamma|_n = \left| \frac{N(\beta l)}{D(\beta l)} \right|$$

Il vient :

$$N(\beta l) \approx (\beta l - \pi/2)(N+1) - (\beta l - \pi/2)^2(N+1)^2 \frac{1}{2!} \sin((N+1)\pi) - (\beta l - \pi/2)^3(N+1)^3 \frac{1}{3!} \cos((N+1)\pi) + \dots$$

Sachant que N est impair :

$$N(\beta l) \approx (\beta l - \pi/2)(N+1) - \frac{1}{6}(\beta l - \pi/2)^3(N+1)^3 + \dots$$

Aussi :

$$D(\beta l) \approx (\beta l - \pi/2) \cos(\pi/2 + \pi/2) - (\beta l - \pi/2)^2 \frac{1}{2!} \sin(\pi/2 + \pi/2) - (\beta l - \pi/2)^3 \frac{1}{3!} \cos(\pi/2 + \pi/2) + \dots$$

$$D(\beta l) \approx -(\beta l - \pi/2) + \frac{1}{6}(\beta l - \pi/2)^3 + \dots$$

$$\text{Alors : } |\Gamma|_n \approx \left| \frac{(\beta l - \pi/2)(N+1) - \frac{1}{6}(\beta l - \pi/2)^3(N+1)^3}{-(\beta l - \pi/2) + \frac{1}{6}(\beta l - \pi/2)^3} \right|$$

$$|\Gamma|_n \approx \left| \frac{(N+1) - \frac{1}{6}(\beta l - \pi/2)^2(N+1)^3}{-1 + \frac{1}{6}(\beta l - \pi/2)^2} \right|$$

De même :

$$|\Gamma|_n \approx \left| \frac{6(N+1) - (N+1)^3(\beta l - \pi/2)^2}{-6 + (\beta l - \pi/2)^2} \right|$$

La bande interdite est définie à une valeur Γ_M qui correspond Γ_M' pour le coefficient de réflexion normalisé, ainsi :

$$\Gamma_M' = \frac{6(N+1) - (N+1)^3(\beta l - \pi/2)^2}{-6 + (\beta l - \pi/2)^2}$$

Equivalent à :

$$6(N+1) - (N+1)^3(\beta l - \pi/2)^2 = -6\Gamma_M' + \Gamma_M'(\beta l - \pi/2)^2$$

$$(\Gamma_M' + (N+1)^3)(\beta l - \pi/2)^2 = 6(N+1) + 6\Gamma_M'$$

$$(\beta l - \pi/2) = \pm \sqrt{\frac{6(N+1) + 6\Gamma_M'}{\Gamma_M' + (N+1)^3}}$$

$$\beta l = \pm \sqrt{\frac{6(N+1) + 6\Gamma_M'}{\Gamma_M' + (N+1)^3}} + \pi/2$$

Dans ce cas :

$$\Delta\theta = \sqrt{\frac{6(N+1) + 6\Gamma_M'}{\Gamma_M' + (N+1)^3}}$$

Finalemment :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{6 \cdot ((N+1) + \Gamma_M')}{\Gamma_M' + (N+1)^3}}$$

Annexe C

Aperçu générale sur le logiciel Microwave Office

Le Microwave Office (AWR) est un logiciel conçu pour l'analyse et la conception des dispositifs RF et micro-onde, avec tracés de leurs circuits imprimés. Il dispose de trois simulateurs :

- Le simulateur linéaire qui utilise l'analyse nodale, il est destiné à la conception des circuits comme les amplificateurs faible bruit, filtres, et coupleurs lesquels leurs éléments peuvent être caractérisés par une matrice d'admittance. Ainsi, il génère plusieurs mesures tel que le gain, la stabilité, le coefficient de réflexion, les cercles de gain.
- Le simulateur non linéaire avec introduction d'harmonique pondérées ou les sources des séries de Volterra pour exciter le circuit. Cette analyse harmonique est très utile pour les circuits actifs non linéaires (amplificateurs de puissance, mélangeurs, multiplicateurs...)
- Le simulateur électromagnétique (EMSight) traite les équations de Maxwell pour calculer la réponse de la structure en utilisant la méthode des moments Galerkin dans le domaine spectrale. Ces simulations sont idéales parce qu'elles traitent les structures arbitraires et les résultats sont très précis. Ce simulateur n'a pas de contraintes concernant les modèles de circuit bien qu'il utilise les équations fondamentales pour calculer la réponse. La seule limite de ce dernier est le temps de simulation qui augmente exponentiellement avec la taille du problème, puisque la résolution revient à mesurer une matrice (N,N).

Le MWO peut afficher les résultats sous plusieurs formes graphiques, ce qui facilite l'optimisation du circuit en temps réel.