

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
spécialité
MICROONDES ET MICROTECHNOLOGIES

par

Michel-François FOULON

Métamatériaux TeraHertz en régime linéaire et non
linéaire.

soutenue le 20 novembre 2008

G. Dambrine
D. Lippens
A. De Lustrac
P. Ferrari
B. Desruelle
J.-F. Lampin

Président
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été effectué à l' *Institut d'Electronique, Microélectronique et Nanotechnologies* (IEMN) de Villeneuve d'Ascq dirigé par Monsieur le Professeur Alain Cappy que je tiens à remercier pour son accueil au sein du laboratoire. Je remercie également le Centre National de la Recherche Scientifique pour son soutien financier en début et en fin de thèse.

J'exprime toute ma reconnaissance auprès du Professeur Didier Lippens pour avoir encadré cette thèse. Ses connaissances scientifiques, sa curiosité, son intuition et son sens pédagogique ont permis d'aborder de nombreux sujets au cours de ce travail. Je tiens aussi à saluer la confiance, la patience et la disponibilité dont il a fait preuve dans la période de rédaction au cours de laquelle je fus salarié chez THALES à Toulouse.

Je suis très reconnaissant à Mr Gilles Dambrine, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille de me faire l'honneur de présider le jury de soutenance.

Je remercie Messieurs André de Lustrac, Professeur à l'université Paris XI, et Philippe Ferrari, Professeur à l'IMEP de Grenoble, d'avoir accepté de rapporter sur ce travail et de faire partie de ce jury.

Je tiens à saluer et remercier Mr Jean-François Lampin, membre de ce jury, et les membres de l'équipe Epitaxie, dont Ludovic Desplanque, pour leur investissement dans les mesures qui ont été effectuées sur le banc électro-optique. Je voudrais remercier mes collègues de l'ISEN, dont Messieurs Capron et Lampin, pour les enseignements qu'ils m'ont confiés au cours de cette thèse.

Je voudrais remercier la Direction Générale de l'Armement pour le financement de ces travaux et celui des activités de l'équipe et plus particulièrement Monsieur Desruelle, son représentant, dans ce jury.

Les travaux synthétisés dans ce manuscrit ont aussi permis d'établir des contacts et des échanges fructueux sur le plan scientifique et humain.

Je remercie Tapani Nahri et ses collègues de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) et l'ensemble des membres de l'équipe de Jan Stake de l'université de Chalmers que j'ai pu côtoyer dans le cadre du contrat avec l'ESA.

Je voudrais saluer mes collègues européens et russes qui m'ont accueillis lors de colloques, conférences ou sessions de formation et plus particulièrement l'université de Chalmers. Dans un contexte mondialisé d'émulation internationale, la recherche gagnera toujours à s'investir dans un effort de coopération européenne.

Je n'oublie pas Monsieur Maurice Gheudin de l'Observatoire de Paris qui m'a accueilli à deux reprises pour des campagnes de mesure et Elisabeth Delos (Babeth) de la centrale de caractérisation de l'IEMN.

Les résultats et les avancées d'une équipe de recherche sont liés à la disponibilité et à la qualité humaine des personnes qui la composent ; je tiens donc particulièrement à saluer et remercier l'ensemble des membres de l'équipe DOME à savoir : Xavier Mélique et Olivier Vanbésien pour leur sens de la réplique, Eric Lheurette (Mr Bill) pour son sens de l'humour et Dmitri Yarekha pour son engagement dans la technologie HBV. Merci à mes amis/collègues, thésards ou stagiaires : Ch'Gros Thomas et le Grand Charles pour nos discussions scientifiques et mélomanes, Aurélien, Thibault, Mathias et les princesses Sophie et Nathalie, sans oublier Mouloud, Badredine, Abdennour, Samy, Bertrand, Li et WingXang. Je vous salue aussi Marie, une dernière fois. Merci à Pierre, garde des sceaux et gardien de nos âmes de thésards aux heures avancées de rédaction. Merci aux collègues thésards des autres équipes (Marc, Alexandre, Valentin et les autres) qui contribuent à la bonne humeur ambiante.

Je remercie enfin mon entourage attentionné qui a eu la patience de m'entourer et qui m'a soutenu dans des moments qui se sont révélés difficiles : Parents et grands-parents, mes épistolaires Jean et Sébastien, mes anges gardiens Gabriel et Amadeus. Merci à celle qui s'est faite *sentinelle* en veillant sur mes nuits et en illuminant mes jours. Un dernier coup de chapeau à ma troupe d'amis : Caroline, Gautier, Cédric, Sylvie, Madeleine. Merci aux collègues d'APTUS et de THALES et amis de Toulouse qui m'ont soutenu dans cette longue dernière ligne droite de rédaction qui a permis de transformer l'essai.

Je vous le dis : Laissez toute espérance vous qui entrez dans l'observation.

Où, une fois encore, nous allons tout remettre en question.

*Et nous n'allons pas avancer avec des bottes de sept lieues
mais à la vitesse d'un escargot.*

*Et ce que nous trouverons aujourd'hui, nous l'effacerons du tableau demain
pour ne le réinscrire que lorsque nous l'aurons trouvé encore une fois.*

*Et ce que nous souhaitons trouver, une fois trouvé,
nous allons le regarder avec une méfiance particulière.*

*Et seulement quand nous aurons échoué, définitivement battus et sans espoir,
alors nous commencerons à nous demander
si nous n'avions pas tout de même eu raison.*

*Et s'il devait arriver que toute hypothèse nous fonde entre les doigts
alors nous serions sans merci pour ceux qui n'ont pas cherché
et qui pourtant parlent.*

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	iii
Introduction	1
1 L'électromagnétisme des matériaux à ϵ et μ négatifs	3
1.1 Electromagnétisme et matériaux	4
1.1.1 Equations de Maxwell et formalisme	4
1.1.2 Propagation d'une onde dans un milieu homogène	5
1.2 Spécificités des « méta-matériaux »	9
1.2.1 Rétropropagation et inversion de l'effet Doppler	9
1.2.2 Réfraction négative et effet super lentille	10
1.2.3 Inversion de l'effet Cerenkov	13
1.3 La synthèse d'un milieu à ϵ et μ négatifs	14
1.3.1 Réseaux de fils et boucles de courant	14
1.3.2 Schéma dual d'une ligne de transmission	20
1.4 Procédés de simulation	24
1.4.1 Simulation en conditions d'homogénéisation parfaite	24
1.4.2 Simulation "ab initio" et techniques d'extraction	28
1.5 Etat de l'art	31
1.5.1 Applications hyperfréquences	32
1.5.2 Aux longueurs d'ondes optiques : Structures métalliques et cristaux photoniques	40

1.6	Vers des Métamatériaux non linéaires	45
1.7	Conclusion et perspectives de ce travail	49
2	Prototype de métamatériau en espace libre à 100 GHz	51
2.1	Modélisation d'un prototype en espace libre	52
2.1.1	Réseau de fils	52
2.1.2	Réseau de Split Ring Resonators	57
2.1.3	Réseau doublement négatif	60
2.2	Caractérisation d'un réseau de fils et de SRRs en espace libre	64
2.2.1	Techniques de mesure en espace libre	64
2.2.2	Mise en évidence du caractère main gauche	66
2.3	Conclusion	78
3	Prototype de métamatériau en régime guidé à 300 GHz	79
3.1	Prototype d'une structure guidée C-L pour ondes sub-millimétriques	80
3.1.1	Ligne Co Planar Strip	80
3.1.2	Éléments réactifs semi localisés	83
3.1.3	Diagrammes de dispersion	86
3.2	Caractérisation d'une ligne C-L par échantillonnage électro-optique	90
3.2.1	Banc de mesure de type pompe sonde	90
3.2.2	Mise en évidence du caractère main gauche	95
3.3	Conclusion	102
4	La diode Hetero Structure Barrier Varactor	103
4.1	Les idées de base	104
4.1.1	Blocage de conduction par barrière semi-conductrice	104
4.1.2	Symétrie de la caractéristique Capacité-tension	107
4.1.3	Solutions épitaxiales	110
4.2	Application aux technologies GaAs et InP	111
4.2.1	Conception des structures	111
4.2.2	Techniques de fabrication pour caractérisation quasi-statique	115
4.2.3	Techniques de fabrication pour caractérisation électro-optique	117
4.3	Caractérisation des composants HBV	122
4.3.1	Caractérisation quasi-statique	122

4.3.2	Caractérisation électro optique	125
4.4	Conclusion	154
5	Lignes de transmission main gauche non linéaires	157
5.1	Génération d'harmoniques	160
5.1.1	Approche analytique	160
5.1.2	Modèle numérique	164
5.2	Génération et amplification paramétriques	168
5.2.1	Approche analytique	172
5.2.2	Modèle numérique	176
5.3	Conclusion	180
	Conclusion et perspectives	181
	Annexe 1	183
	Bibliographie	185
	Publications et communications	192

INTRODUCTION

Ce manuscrit présente les travaux de thèse relatifs à la modélisation, la synthèse et la caractérisation de milieux artificiels périodiques dits métamatériaux dans des régimes de fonctionnement linéaire et non linéaire. La transition vers le régime non linéaire se fera grâce à l'introduction d'un composant à hétérostructure varactor.

La spécificité des métamatériaux réside dans la possibilité d'obtenir un indice effectif négatif à partir d'une structuration du circuit sous la longueur d'onde. Cet indice négatif permet d'obtenir une avance de phase dans un milieu unidimensionnel et un effet de réfraction négative dans un milieu bi ou tri-dimensionnel. Ces propriétés ouvrent alors de nouvelles perspectives dans le cadre d'application liées principalement à l'imagerie hyperfréquence ou optique. Le matériau à indice négatif est aussi dit matériau gaucher du fait du trièdre indirect formé par les vecteurs E , H et k dans ces milieux. Nous nous attacherons dans ce travail à montrer le caractère main gauche à partir de l'exploitation de l'information de phase dans des milieux de propagation uni-axe.

Le premier chapitre introduit les spécificités théoriques et les propriétés électromagnétiques des métamatériaux. Les méthodes de synthèse sont ensuite détaillées à travers deux voies de réalisation technologique qui seront investies par la suite avec respectivement des réseaux d'anneaux et de fils et des lignes de transmission chargées par leurs éléments duaux. Un état de l'art est ensuite dressé des micro-ondes jusqu'à l'optique pour illustrer les technologies employées pour la réalisation de ces dispositifs et démontrer leurs propriétés précédemment introduites théoriquement. Quelques applications potentielles de ces dispositifs, du domaine des dispositifs de focalisation à celui des structures guidées, sont aussi détaillées.

Les deuxième et troisième chapitres présentent l'étude théorique et expérimentale de deux circuits fonctionnant en bande de fréquences TeraHertz. Compte tenu de la fréquence élevée d'opération, chaque dispositif nécessite un dispositif de caractérisation spécifique pour démontrer un indice effectif négatif du circuit avec respectivement :

- La phase mesurée par analyseur de réseau vectoriel pour un prototype de réseau de fils et d'anneaux opérant à 100 GHz en espace libre,
- Une avance de phase dans des formes d'ondes obtenues le long d'une ligne de transmission gauchère entre 200 et 400 GHz par caractérisation dans le domaine temporel à l'échelle de la picoseconde. Cette résolution temporelle est obtenue grâce à l'utilisation d'un banc de mesure électro-optique qui permet la génération d'impulsions ultra courtes par photo-conduction et leur détection par effet Franz Keldysh.

Le quatrième chapitre est consacré à la diode Heterostructure Barrier Varactor utilisée comme élément non linéaire. Le principe de base du composant est rappelé et deux filières de réalisation sont proposées avec des hétérostructures respectivement sur substrat GaAs et InP. Des motifs coaxiaux de diodes ont été réalisés pour une caractérisation sous pointes des couches épitaxiées à l'IEMN. La couche épitaxiée sur substrat InP a aussi été utilisée pour un circuit intégrant une diode en parallèle d'une structure de propagation en vue d'une caractérisation électro-optique du composant envisagée pour la première fois à notre connaissance.

Dans le cinquième chapitre, l'élément varactor est introduit en série comme élément non linéaire dans des lignes de transmission duales. Nous rappelons que des structures de propagation non linéaire ont déjà intégré des éléments varactor en parallèle de lignes de transmission pour la multiplication de fréquences par génération d'harmoniques. Une étude analytique appuyée par des modèles numériques montrera que cette même génération d'harmoniques peut être obtenue dans le schéma gaucher. La spécificité de la ligne main gauche permet aussi d'introduire des propriétés de génération et d'amplification paramétriques qui ne peuvent être obtenues sur des lignes droitières du fait de la formation d'ondes de chocs.

CHAPITRE 1

L'ELECTROMAGNÉTISME DES MATÉRIAUX À ϵ ET μ NÉGATIFS

*La spécificité des « méta-matériaux » et leurs propriétés physiques et électromagnétiques seront introduites dans ce chapitre pour être comparées à celles des matériaux usuels comme dans l'article pionnier de Veselago « *The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ* » datant de 1968. Des effets de rétropropagation, de réfraction négative et d'inversion des effets Doppler et Cerenkov seront alors discutés. Les synthèses plus récentes de milieux à permittivité et perméabilité effectives négatives, obtenus par une structuration sous la longueur d'onde de la matière et permettant la réalisation de dispositifs expérimentaux, seront ensuite présentées et détaillées. Un état de l'art des métamatériaux sera alors dressé sur l'ensemble du spectre électro-magnétique, des micro-ondes jusqu'à l'optique, pour en illustrer les différentes exploitations et applications potentielles. Compte tenu de cet historique, les objectifs et perspectives dans lesquels ce travail de thèse s'inscrit seront présentés.*

1.1 Electromagnétisme et matériaux

1.1.1 Equations de Maxwell et formalisme

En 1861, Maxwell synthétise dans *On Physical Lines of Forces* [1] quatre équations permettant de décrire les phénomènes électro-magnétiques en englobant les lois découvertes par ses prédécesseurs avec les équations dites de :

– *Maxwell - Gauss* :

$$\operatorname{div}(\mathbf{B}) = 0 \quad (1.1)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{E}) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.2)$$

– *Maxwell - Faraday* :

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}}(\mathbf{E}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

– *Maxwell - Ampere* :

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}}(\mathbf{B}) = \mu \mathbf{j} + \mu \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.4)$$

avec

$$\begin{cases} \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \\ \mathbf{E} = \epsilon \mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{D} \end{cases} \quad (1.5)$$

En combinant deux à deux les équations des relations 1.3 et 1.1 et 1.2 et 1.4, sachant que $\overrightarrow{\operatorname{rot}}(\overrightarrow{\operatorname{rot}}(\mathbf{V})) = \overrightarrow{\operatorname{grad}}(\operatorname{div}(\mathbf{V})) - \Delta \mathbf{V}$ on obtient une équation dite de propagation pour les champs \mathbf{E} et \mathbf{H} dans un milieu sans charges :

$$\mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} - \Delta \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} = \mathbf{0} \quad (1.6)$$

Cette équation de propagation lie des opérateurs spatiaux à des opérateurs temporels pour caractériser la *dispersion du milieu*.

1.1.2 Propagation d'une onde dans un milieu homogène

Equation de propagation

On associe aux champs électromagnétiques \mathbf{E} et \mathbf{H} un caractère ondulatoire ($e^{j\omega t}$) et propagatif ($e^{-\gamma z}$) pour une propagation selon un axe que nous noterons z . On peut alors considérer un formalisme d'onde du type : $\mathbf{E} = |E| e^{j\omega t} e^{-\gamma z} \mathbf{e}_x$. L'opérateur de dérivée temporelle peut alors être associé à un scalaire $j\omega$ et celui de dérivée spatiale à un scalaire $-\gamma$. Dans un milieu homogène de permittivité relative ϵ_r et de perméabilité relative μ_r , l'équation 1.6 peut s'écrire en remplaçant le laplacien par une dérivée seconde selon z dans le cas d'une propagation suivant l'axe z :

$$(\gamma^2 + \mu\epsilon\omega^2) \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} = (\gamma^2 + \mu_r\mu_0\epsilon_r\epsilon_0\omega^2) \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} = \mathbf{0} \quad (1.7)$$

La résolution de l'équation de propagation 1.6 non triviale (\mathbf{E} ou \mathbf{H} non nul) consiste à trouver une solution $\gamma(f) = \alpha(f) + j\beta(f)$ avec α et β réels tels que :

- Dans le cas où la solution $\gamma(f) = \alpha(f)$ est purement réelle, l'onde est dite *évanescence* en subissant une décroissance exponentielle lors de sa propagation suivant l'axe z ,
- Dans le cas où la solution $\gamma(f) = j\beta(f)$ est purement imaginaire, l'onde est dite *propagative*,
- Dans le cas où la solution $\gamma(f) = \alpha(f) + j\beta(f)$ est complexe, l'onde est dite *propagative* avec un terme de perte pris en compte dans la valeur de $\alpha(f)$.

Dans le cas d'une onde évanescence, une distinction pourrait être effectuée en considérant un β complexe. S'il peut sembler s'agir ici d'un artifice mathématique, la distinction pourrait avoir un intérêt puisque l'on montrera que les métamatériaux possèdent la singulière propriété d'« amplifier » les ondes évanescences. Une distinction pourrait alors être effectuée entre la décroissance de l'onde due à sa nature évanescence et celle due à d'éventuelles pertes dans le milieu.

Dans le cas d'une solution propagative sans pertes ($\gamma(f) = j\beta(f)$), l'équation de propagation 1.7 peut être écrite :

$$\beta^2 - \frac{\omega^2}{v_\varphi^2} = 0 \quad (1.8)$$

avec

$$v_\varphi = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_r\mu_0\epsilon_r\epsilon_0}} = \frac{c_0}{n} \quad (1.9)$$

soit

$$\beta = \frac{\omega}{v_\varphi} = \frac{n \omega}{c_0} \quad (1.10)$$

où $c_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 2,997 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ est la vitesse de la lumière et $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ est l'indice du milieu $\left(\epsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi c_0^2}, \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \right)$.

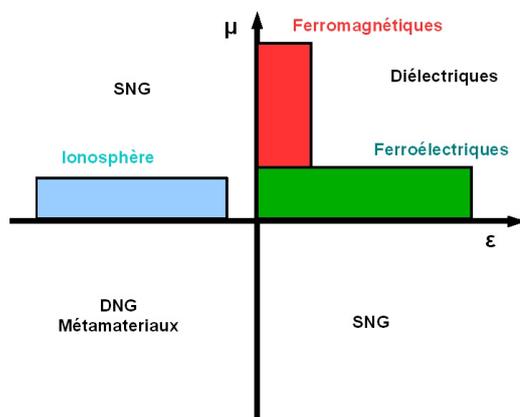


FIGURE 1.1 – Quadrant des solutions de l'équation de propagation

En fonction des signes de ϵ_r et μ_r , on peut alors considérer quatre types de milieux regroupés dans le quadrant de la figure 1.1 :

- Une solution propagative pour ϵ_r et μ_r réels positifs : les ordres de grandeurs diffèrent en fonction du type de matériau considéré avec des valeurs élevées de ϵ_r ou μ_r ajustables par l'application d'un champ magnétique ou électrique pour des ferromagnétiques ou ferroélectriques. Les autres matériaux diélectriques présents dans la nature sont regroupés dans cette portion du quadrant.
- Une solution non propagative pour $\epsilon_r < 0$ qui peut décrire un milieu comme la ionosphère pour lequel le rayonnement solaire est à l'origine d'un plasma compte tenu de la formation de paires ions - électrons. Nous verrons que les métaux peuvent être représentés par un ϵ_r fortement négatif jusqu'à une fréquence plasma s'élevant à 1,91 PHz pour le cuivre et 2,18 PHz pour l'or [2]. Cette fréquence plasma correspond à la fréquence maximale de champ électromagnétique que le métal peut accommoder en créant un gaz d'électrons bidimensionnel. Au-delà de cette fréquence, les électrons ne sont plus assez rapides pour écranter le champ et celui-ci pénètre dans le matériau.

- Une solution non propagative pour une perméabilité négative qui peut être obtenue par magnétisme artificiel comme nous le détaillerons dans la partie 1.3.
- Une solution qui redevient propagative pour ϵ_r et μ_r simultanément négatifs, le produit des deux grandeurs dans l'équation de propagation 1.7 redevient positif. Ces matériaux n'existent pas à l'état naturel et seront synthétisés artificiellement par une ingénierie de la permittivité et de la perméabilité qui combine les bandes de fréquences pour lesquelles ces dernières sont négatives. Il s'agit justement du domaine des métamatériaux que nous explorerons dans toute la suite de ce manuscrit. Si une solution propagative est envisageable dans cette partie du quadrant de l'espace des permittivités et perméabilités, nous montrerons dans la partie suivante que l'indice n correspondant est négatif ; il s'en suit des propriétés propres aux métamatériaux qui seront présentées dans la seconde partie de ce chapitre d'introduction.

Nous distinguerons dans ce quadrant les milieux simplement négatifs (Single NeGative media) qui seront à l'origine d'une bande interdite des milieux doublement négatifs (Double NeGative media) qui deviennent transparents aux ondes électromagnétiques (aux phénomènes de dissipation près). Dans le cas de valeurs de ϵ_r et de μ_r retenues négatives, leur produit devient positif et la racine carrée de celui-ci peut être choisie positive ou négative. Si l'on se réfère cependant aux équations de Maxwell rappelées précédemment et sachant que $\vec{rot}(\mathbf{V}) = \mathbf{V} \wedge j\mathbf{k}$, les vecteurs \mathbf{E} , \mathbf{H} et \mathbf{k} forment un trièdre direct correspondant à un indice n positif pour $\epsilon_r > 0$ et $\mu_r > 0$ (avec le vecteur d'onde $\mathbf{k} = \beta \mathbf{e}_z$ dans ce cas sans pertes) ; mais on obtient un trièdre indirect pour des permittivités et perméabilités négatives. Le sens du vecteur d'onde étant imposé par le signe de $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$, l'espace des matériaux doublement négatifs devient alors celui des matériaux dits « gauchers » (Left Handed Materials) compte tenu du trièdre indirect formé par les vecteurs \mathbf{E} , \mathbf{H} et \mathbf{k} et que l'on peut modéliser par respectivement le pouce, l'index et le majeur de la main gauche comme l'illustre la figure 1.2.

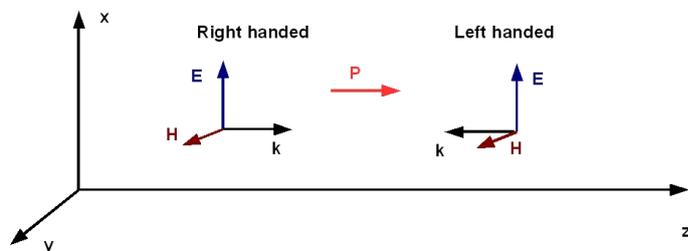


FIGURE 1.2 – Trièdres directs et indirects (\mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{k}) correspondant à des propagations en milieu respectivement main droite (Right Handed) et main gauche (Left Handed).

Si la nature ne présente pas spontanément de matériaux avec des valeurs de ϵ_r et μ_r négatifs, il a fallu que l'imagination des théoriciens s'émancipe, justement en 1968, pour que Veselago propose dans un article théorique pionnier [3] de considérer les propriétés des matériaux gauchers.

Indice d'un milieu et loi de Snell Descartes

Si la propagation d'une onde dans un milieu homogène peut être décrite à partir des données de ϵ_r et μ_r , le comportement de celle-ci à l'interface de deux milieux d'indices différents peut aussi en être déduit à partir des conditions aux limites au niveau de l'interface comme l'illustre la figure 1.3.

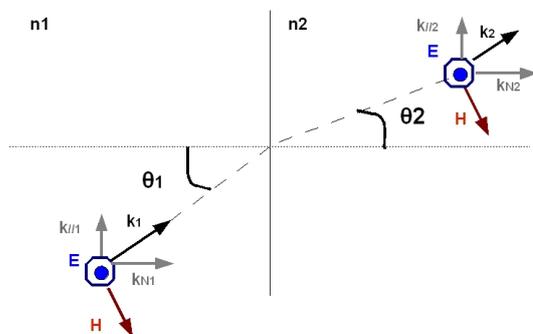


FIGURE 1.3 – Conditions aux limites à l'interface entre deux milieux d'indices distincts et loi de Snell Descartes.

La continuité de la composante tangentielle du vecteur \mathbf{k} à l'interface ($k_{//1} = k_{//2}$) nous permet de retrouver alors la loi de Snell Descartes qui lie les angles formés par l'onde par rapport à la normale au milieu avec les indices respectifs des milieux.

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (1.11)$$

L'indice pouvant dépendre de la fréquence, une interface entre deux milieux d'indices distincts permet ainsi de séparer spatialement des ondes de fréquences différentes si la dispersion du milieu dépend de la fréquence de l'onde. L'exemple le plus connu est celui du prisme de verre : la lumière blanche constituée d'un ensemble de couleurs élémentaires différentes est décomposée à la sortie d'un prisme qui présente deux interfaces air/verre. On fait alors correspondre une sélectivité angulaire à une variation d'indice comme nous le discuterons plus tard pour des matériaux artificiels à indice effectif négatif.

1.2 Spécificités des « méta-matériaux »

La spécificité des matériaux à indice négatif entraîne un certain nombre de propriétés singulières introduites par Veselago. Leur réalisation technologique, que nous détaillerons ci-après, a été rendue possible récemment et a permis de démontrer ces propriétés sur un large spectre électro-magnétique en rendant envisageable nombre d'applications comme nous le détaillerons aussi dans l'état de l'art qui suit.

1.2.1 Rétropropagation et inversion de l'effet Doppler

La prise en compte d'un indice effectif négatif dans une structure gauchère permet d'obtenir un vecteur d'onde \mathbf{k} antiparallèle au vecteur de Poynting $\mathbf{S} = \mathbf{E} \wedge \mathbf{H}^*$. Comme nous le montrerons expérimentalement dans la suite de ce manuscrit et comme l'illustre la figure 1.4, la différence de phase le long d'une structure main gauche unidimensionnelle sera donc positive dans l'équation 1.12 si l'on considère une forme d'onde dans deux plans de références situés à des distances d_1 et $d_2 > d_1$. : les fronts de phase dans le milieu gaucher (encadré de deux milieux droitiers) évoluent de droite à gauche à l'inverse de ceux des milieux main droite.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -k(d_2 - d_1) = -\frac{n(\omega)\omega}{c_0}(d_2 - d_1) \quad (1.12)$$

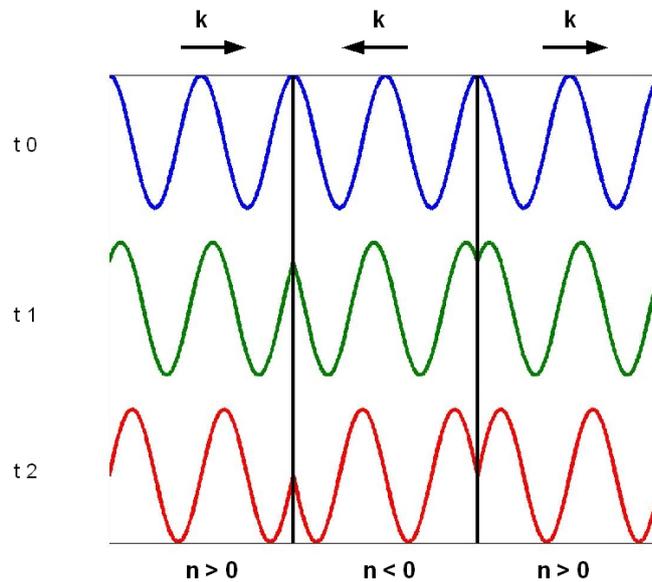


FIGURE 1.4 – Illustration du phénomène de rétropropagation le long d'une structure de propagation main gauche unidimensionnelle encadrée par deux milieux droitiers.

Ainsi, l'effet Doppler à l'origine d'un décalage en fréquence lorsque source et détecteur sont en mouvement l'un par rapport à l'autre se fait vers les hautes fréquences (blue shift) pour un matériau droitier quand le détecteur se rapproche de la source. Dans le cas d'un matériau gaucher, ce décalage se fera dans les basses fréquences (red shift).

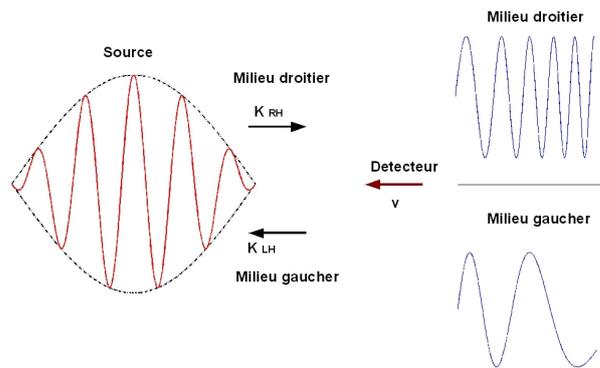


FIGURE 1.5 – Illustration de l'inversion de l'effet Doppler dans le cas d'un matériau gaucher.

1.2.2 Réfraction négative et effet super lentille

La loi de Snell-Descartes reste vraie en considérant une interface main droite/main gauche. La figure 1.6 compare le trajet de la lumière au travers d'un prisme usuel droitier à celui au travers d'un prisme gaucher pour lequel la réfraction de la lumière se fait du même côté de la normale que le rayon incident.

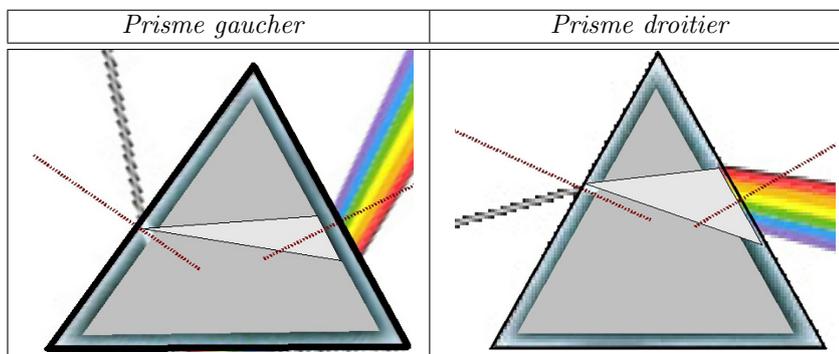


FIGURE 1.6 – Réfractions négative et positive dans un prisme d'indice respectivement négatif et positif

Cette réfraction négative peut être mise à profit pour refocaliser une image à travers une lentille plane constituée d'un matériau d'indice opposé à celui du milieu de la source. La figure 1.7 montre qu'une source située à une distance d d'une lentille d'indice -1 est refocalisée dans la lentille pour être reconstituée de « l'autre côté du miroir » ainsi formé.

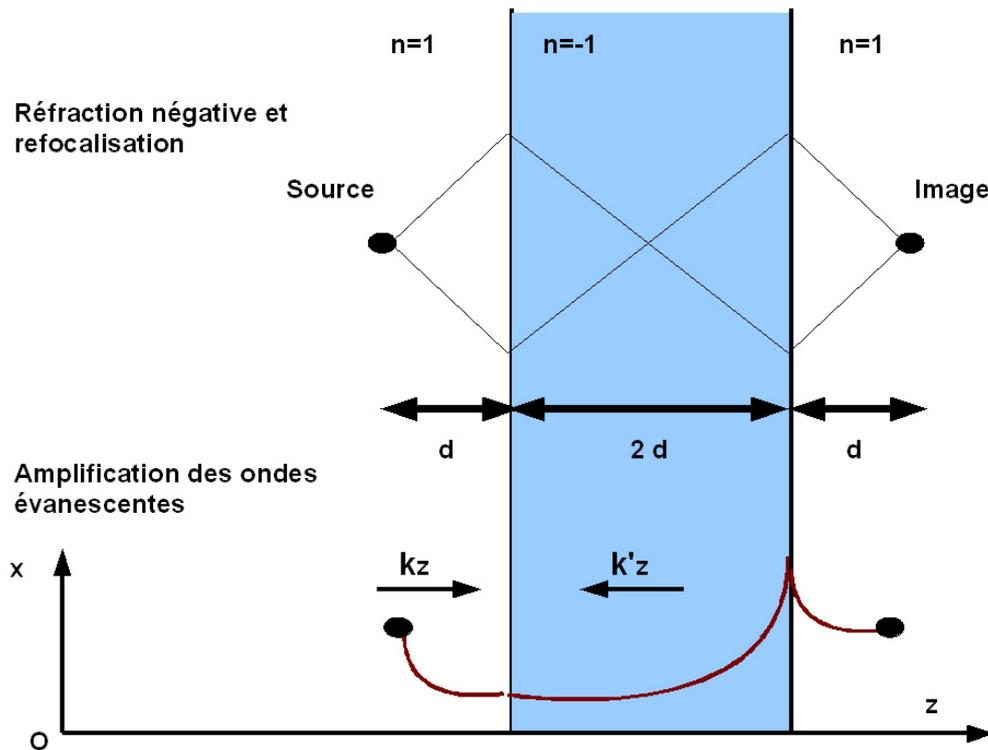


FIGURE 1.7 – Principe de la lentille plane gauchère : Refocalisation (en haut) et amplification des ondes évanescentes (en bas).

En 2000, Pendry montre qu'au delà de cette refocalisation, la lentille de Veselago permet de passer au delà de la limite de diffraction de l'ordre de $\frac{\lambda_g}{4}$ selon le critère de Rayleigh dans les dispositifs de focalisation ordinaires : l'indice négatif de la lentille permet aussi d'« amplifier » les ondes évanescentes issues de la source et de restituer ainsi les détails de celle-ci [4].

Conformément au schéma du bas de la figure 1.7, on définit k_z et k'_z comme les vecteurs d'onde respectivement dans l'air et dans la lentille. Une onde se propageant selon l'axe z de la figure 1.7 est telle que $\mathbf{E} = |\mathbf{E}|e^{j(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z)}\mathbf{e}_x$ et la composante selon z du vecteur d'onde du vecteur d'onde obéit dans l'air ou dans la lentille à :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{z \text{ prop}} = -k'_{z \text{ prop}} = \sqrt{\frac{\omega^2}{v_\varphi^2} - k_x^2 - k_y^2} \\ \quad \text{pour les ondes propagatives de la source avec } k_x^2 + k_y^2 < \frac{\omega^2}{v_\varphi^2} \\ k_{z \text{ evan}} = k'_{z \text{ evan}} = -j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \frac{\omega^2}{v_\varphi^2}} \\ \quad \text{pour les ondes évanescentes de la source avec } k_x^2 + k_y^2 > \frac{\omega^2}{v_\varphi^2} \end{array} \right. \quad (1.13)$$

Dans l'hypothèse où la lentille est adaptée en impédance à l'air et d'indice $n=-1$, on suppose $\epsilon_r = -1$ et $\mu_r = -1$. L'absence de réflexion aux interfaces et les conditions aux limites des champs correspondantes imposent un coefficient de transmission T à travers la lentille :

- $T = e^{-j k'_{z \text{ prop}} 2d} = e^{+j k_{z \text{ prop}} 2d}$ pour une onde propagative. On retrouve le phénomène de rétropropagation discuté précédemment : la différence de phase du parcours dans l'air $e^{-j k_{z \text{ prop}} 2d}$ est compensée par la lentille dans le cas particulier d'une image située symétriquement au plan de la source par rapport à la lentille.
- $T = e^{+j k'_{z \text{ evan}} 2d} = e^{+j k_{z \text{ evan}} 2d}$ pour une onde évanescente. k'_z étant un complexe pur à partie imaginaire négative, il y a inversion du signe du coefficient d'évanescence selon z dans la lentille et *amplification des ondes évanescentes*. La lentille n'apporte pas d'énergie à l'onde et le principe de conservation de l'énergie n'est pas violé puisque les ondes évanescentes ne transportent pas d'énergie. La compensation de phase constatée précédemment dans le cas propagatif se mue en compensation d'amplitude dans le cas des ondes évanescentes.

1.2.3 Inversion de l'effet Cerenkov

L'effet Cerenkov a lieu lorsqu'une particule se déplace dans un milieu plus vite que la vitesse de la lumière dans ce milieu $\left(v_{particule} > \frac{c_0}{n_{milieu}}\right)$. En traversant le milieu, la particule est à l'origine d'une émission cohérente visible dans les piscines de centrales nucléaires sous la forme d'un rayonnement bleuté. Si cet effet Cerenkov est utilisé à l'origine dans la physique des particules, il peut aussi être employé pour décrire des phénomènes présents sur des lignes de transmission coplanaires déposées sur un substrat : la propagation d'une onde guidée au dessus du cône de lumière du substrat ou de l'air sera à l'origine d'une *onde de choc* rayonnée dans le substrat ou dans l'air. La composante tangentielle du vecteur d'onde \mathbf{k} de l'onde dans l'air ou dans le substrat (selon z) doit correspondre à la composante k_z de l'onde guidée :

- Si $k_z > \left(k = \frac{n_{air/substrat}\omega}{c_0}\right)$, il ne peut y avoir couplage entre onde guidée et onde rayonnée.
- Si $k_z < k$, un rayonnement se fait selon un angle θ fixé par $\cos^{-1}\left(\frac{k_z}{k}\right)$.

Dans le cas main droite, le rayonnement de l'onde se fait dans le sens de déplacement de l'onde guidée ; dans le cas main gauche, il se fait dans le sens inverse comme l'illustre la figure 1.8.

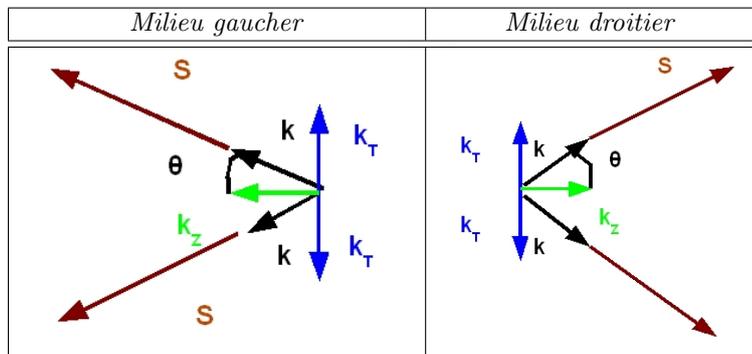


FIGURE 1.8 – Illustration de l'inversion de l'effet Cerenkov dans des milieux gaucher et droitier.

La réalisation de matériaux artificiels à indice négatifs a permis d'établir expérimentalement ces propriétés : deux types de réalisations technologiques envisagées pour la synthèse d'un milieu à permittivité et perméabilité effectives négatives sont introduits avec respectivement des réseaux de fils et de boucles de courant et des lignes de transmission duales.

1.3 La synthèse d'un milieu à ϵ et μ négatifs

Des solutions technologiques permettent de concrétiser l'imagination des théoriciens en l'année 2000 en proposant des structururations de la matière qui permettent de créer artificiellement un matériau avec un indice effectif négatif. Cet indice effectif négatif est obtenu en superposant deux milieux de permittivité et de perméabilité simultanément négatives [5]. Historiquement, une permittivité effective négative a été rendue possible initialement grâce à l'idée émise par John Pendry en 1996 [6] d'abaisser la fréquence plasma d'un métal en diluant celui ci sous la forme d'un réseau de tiges métalliques. Le magnétisme artificiel de résonateurs à boucles de courant a permis par la suite d'obtenir une perméabilité effective négative en 1999 [7].

Dans les deux cas, une structuration du milieu est faite à une échelle petite comparée à la longueur d'onde. Si la matière trouve donc ses propriétés physico-chimiques ou électromagnétiques pour une structuration qui se fait à l'échelle de l'atome ($10^{-10}m$), les « matériaux » gauchers nécessitent une structuration sous la longueur d'onde. Les *méta matériaux* trouvent donc leur étymologie dans l'*au delà de la matière* quand la science se plaît à structurer la matière pour lui conférer des propriétés qui n'existent pas à l'état naturel. Nous verrons alors à travers un état de l'art, que si les concepts restent semblables en montant en fréquences des hyperfréquences jusqu'à l'optique en passant par l'optique TeraHertz, les réductions d'échelle rendent la réalisation technologique de dispositifs en régime de métamatériaux plus difficile.

1.3.1 Réseaux de fils et boucles de courant

Réseau de fils

Du fait de leur comportement passe-haut dans l'ultraviolet, les métaux peuvent être décrits par une permittivité naturellement négative lorsque l'on se situe en dessous de la fréquence plasma avec le modèle de Drude de l'équation 1.14 :

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_{P_1}^2}{\omega(\omega + i \omega_c)} \quad (1.14)$$

où ω_c et ω_{P_1} désignent respectivement la fréquence de collision et la fréquence plasma (6.5THz et 2175 THz pour l'or [2]). La fréquence plasma est définie par :

$$\omega_{P_1} = \sqrt{\frac{n e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.15)$$

où

- n est la densité d'électrons dans le métal considéré,
- e est la charge élémentaire de l'électron ($e = 1,60. 10^{-19} C$),

- m_e est sa masse ($9,109 \cdot 10^{-31}$ kg).

Les parties réelles et imaginaires de la permittivité sont alors trop importantes pour des applications en transmission hyperfréquence compte tenu de l'ordre de grandeur de la fréquence plasma. L'idée introduite par Pendry en 1996 [6] et réalisée en 1998 [8] fut alors de diluer le métal dans une structure périodique de fils minces introduite dans un diélectrique afin d'abaisser cette fréquence plasma. On obtient alors des valeurs de parties réelles de permittivité qui restent négatives tout en permettant de propager une onde du fait d'un coefficient de pertes moindre.

Dans le schéma de la figure 1.9, la densité d'électrons dans le milieu est abaissée à $n_{eff} = \frac{n\pi r^2}{a^2}$ pour des tiges de rayon r espacées périodiquement d'une période a . La circulation de courant le long des fils induit un champ magnétique qui agit à son tour sur les charges pour obtenir une masse effective :

$$m_{eff} = \frac{\mu_0 e^2 \pi r^2 n}{2\pi} \ln \frac{a}{r} \quad (1.16)$$

L'augmentation de la masse effective correspond à une diminution de la fréquence plasma avec un même comportement de la permittivité en $\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{P1}^2}{\omega^2}$ comme l'illustre la droite de la figure 1.9 avec une fréquence plasma :

$$\omega_{P1}^2 = \frac{n_{eff} e^2}{\epsilon_0 m_{eff}} = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln \frac{a}{r}} \quad (1.17)$$

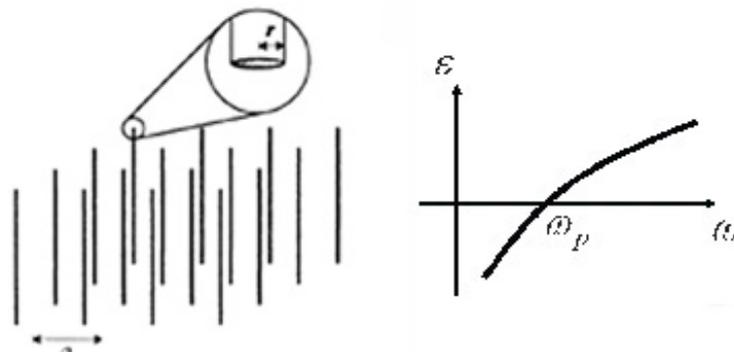


FIGURE 1.9 – Structure périodique proposée par Pendry pour l'abaissement de la fréquence plasma (à gauche) et dépendance fréquentielle de la permittivité effective correspondante (à droite) [6].

Boucles de courant

La perméabilité négative est obtenue par magnétisme artificiel sur des motifs d'anneaux fendus qui seront appelés par la suite Split Ring Resonators (SRR). Ils sont constitués de deux anneaux imbriqués présentant une longueur l de piste métallique inductive et des surfaces métalliques en vis à vis à l'origine de contributions capacitives. L'aspect capacitif de la fente de l'anneau combiné avec l'aspect inductif du motif circulaire permet d'obtenir un comportement résonant pour des longueurs d'ondes grandes devant ses dimensions. Dans le cas d'une excitation magnétique, le champ \mathbf{H} normal au plan de l'anneau induit un courant dans celui-ci et la création d'un dipôle magnétique. En dessous de la fréquence de résonance ω_m , la force du moment du dipôle magnétique augmente avec la fréquence en restant en phase avec le champ d'excitation \mathbf{H} . Au fur et à mesure que la fréquence augmente, la phase du dipôle magnétique induit un retard jusqu'à être complètement déphasé par rapport au champ d'excitation pour obtenir une perméabilité magnétique inférieure à 0 puis inférieure à 1. On obtient alors un comportement magnétique avec une singularité à ω_m et une perméabilité effective négative jusque ω_{mp} comme l'illustre la figure 1.10.

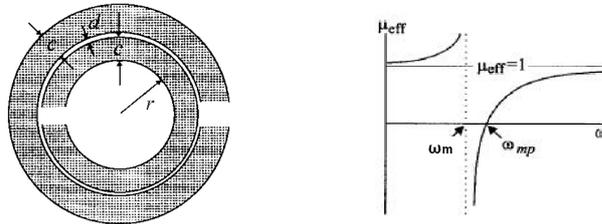


FIGURE 1.10 – Comportement fréquentiel de la perméabilité effective pour un motif en anneau fendu (SRR) présenté à gauche [7]

La combinaison de plusieurs SRRs dans un tableau de période a permet au *matériau* ainsi constitué de se comporter comme un milieu avec une perméabilité magnétique effective $\mu_{eff}(\omega)$ qui peut être décrite par :

$$\mu_{eff}^{SRR}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{mp}^2 - \omega_m^2}{\omega(\omega + i\Gamma) - \omega_m^2} \quad (1.18)$$

où :

- ω_m est la fréquence de résonance magnétique,
- ω_{mp} est la fréquence plasma magnétique pour laquelle la perméabilité s'annule,
- Γ correspond aux pertes résistives dans le SRR

avec, en fonction des côtes du motif de la figure 1.10 :

$$\omega_m = \sqrt{\frac{3 l c_0^2}{\pi \ln\left(\frac{2c}{d}\right) r^3}} \quad (1.19)$$

Le comportement magnétique de l'anneau étant attribué au courant circulant dans la boucle ouverte, la fermeture de l'anneau permet toujours la circulation d'un courant, mais ce dernier n'oscillera pas indépendamment du champ électromagnétique d'excitation. Le réseau de Closed Ring Resonators (CRR) se comporte alors comme un métal dilué avec une dépendance fréquentielle du ϵ du type de celle du réseau de fils avec :

$$\epsilon_{eff}^{SRR}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{p_2}^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\Gamma\omega} \quad (1.20)$$

où

- ω_0 est la fréquence de résonance électrique du motif.
- ω_{p_2} est la fréquence pour laquelle la permittivité s'annule,

Comme dans le cas des réseaux de fils et comme le montre la relation 1.19, la montée en fréquence impose une réduction d'échelle qui remplace la lithographie optique par la lithographie électronique. Nous montrerons que des activités magnétiques artificielles correspondant à une perméabilité négative sont obtenues pour des fréquences de l'ordre du TeraHertz pour des motifs aux dimensions de l'ordre de $7 \times 7 \mu m^2$ (à 6 THz) [9], voire de la centaine de TeraHertz pour des motifs submicroniques [10].

Des particules de type Ω permettent de combiner à elles seules permittivité et perméabilité négatives [11] [12]. Les bras de la particule assurent le rôle des fils et les boucles celui des anneaux pour une excitation du champ \mathbf{E} parallèle aux fils et du champ \mathbf{H} normal au plan de la particule comme l'illustre la figure 1.11.

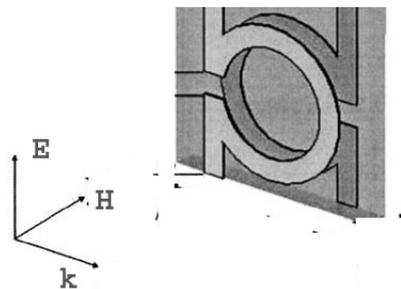


FIGURE 1.11 – Particule de type Oméga permettant de combiner la réponse électrique des fils et la réponse magnétique des anneaux dans le même motif. [11]

Combinaison de réseaux de fils et de boucles de courant

Si la réponse du réseau de fils est de type passe-bas, sa combinaison avec un réseau de boucles de courant permet d'obtenir un comportement de type passe-bande sur la bande de fréquences où ϵ_r et μ_r sont simultanément négatifs. Contrairement à l'aspect passe-bas du réseau de fils, le réseau de SRR présente une fenêtre fréquentielle étroite dans laquelle $\mu_{eff} < 0$ du fait du caractère résonant du phénomène. Une synthèse des différentes contributions des motifs élémentaires d'une structure périodique peut alors être dressée schématiquement grâce à la figure 1.12 :

- Le *Réseau de fils seuls* (WIRE) montre un comportement de type passe-haut avec une fréquence de coupure se situant à la fréquence plasma ω_{P1} au dessus de laquelle la permittivité devient positive. L'absence de phénomènes magnétiques maintient la perméabilité constante à 1.
- L'*anneau fermé* (Closed Ring Resonator) a un comportement coupe bande entre ω_0 et ω_{p2} qui correspond à une permittivité négative. Les anneaux fermés peuvent en effet être assimilés à des fils pouvant être plus petits que la longueur d'onde. Dans ce cas la permittivité négative a aussi une borne inférieure $\omega_0 \neq 0$ due aux dimensions finies des fils [13].
- Le *résonateur en anneau ouvert* (Split Ring Resonator) a un comportement résonant autour de ω_m pour lequel la perméabilité effective devient négative entre ω_m et ω_{mp} correspondant à un pic d'absorption. La même singularité pour la permittivité est retrouvée plus haut en fréquence autour de ω_0 avec $\epsilon_{eff} < 0$ jusque ω_{P2} comme pour le CRR.
- La *combinaison des fils avec les anneaux fermés* (CRR+WIRE) permet d'obtenir deux régions de fréquences pour lesquelles ϵ_{eff} est négatif. La fréquence plasma ω_{P1} du réseau de fils est abaissée jusqu'à une valeur ω'_{P1} pouvant s'approcher de la fréquence de résonance magnétique de l'anneau ouvert.
- La *combinaison des fils avec les anneaux ouverts* permet d'avoir une bande de transmission sur la région commune où $\epsilon_r < 0$ et $\mu_r < 0$ à partir de ω_m , la largeur de la bande correspondant à celle pour laquelle μ_r est négatif. La bande de fréquence rémanente pour laquelle ϵ_r est négatif correspond à une absence de transmission entre ω_{mp} et ω'_{P1} et entre ω_0 et ω_{P2} . Dans le cas où les fils sont dans le plan du SRR, la bande main gauche est moins large et présente plus de pertes que dans le cas où SRRs et fils sont situés dans des plans distincts. Les phénomènes de couplage ont donc une influence sur la bande de fréquence main gauche.

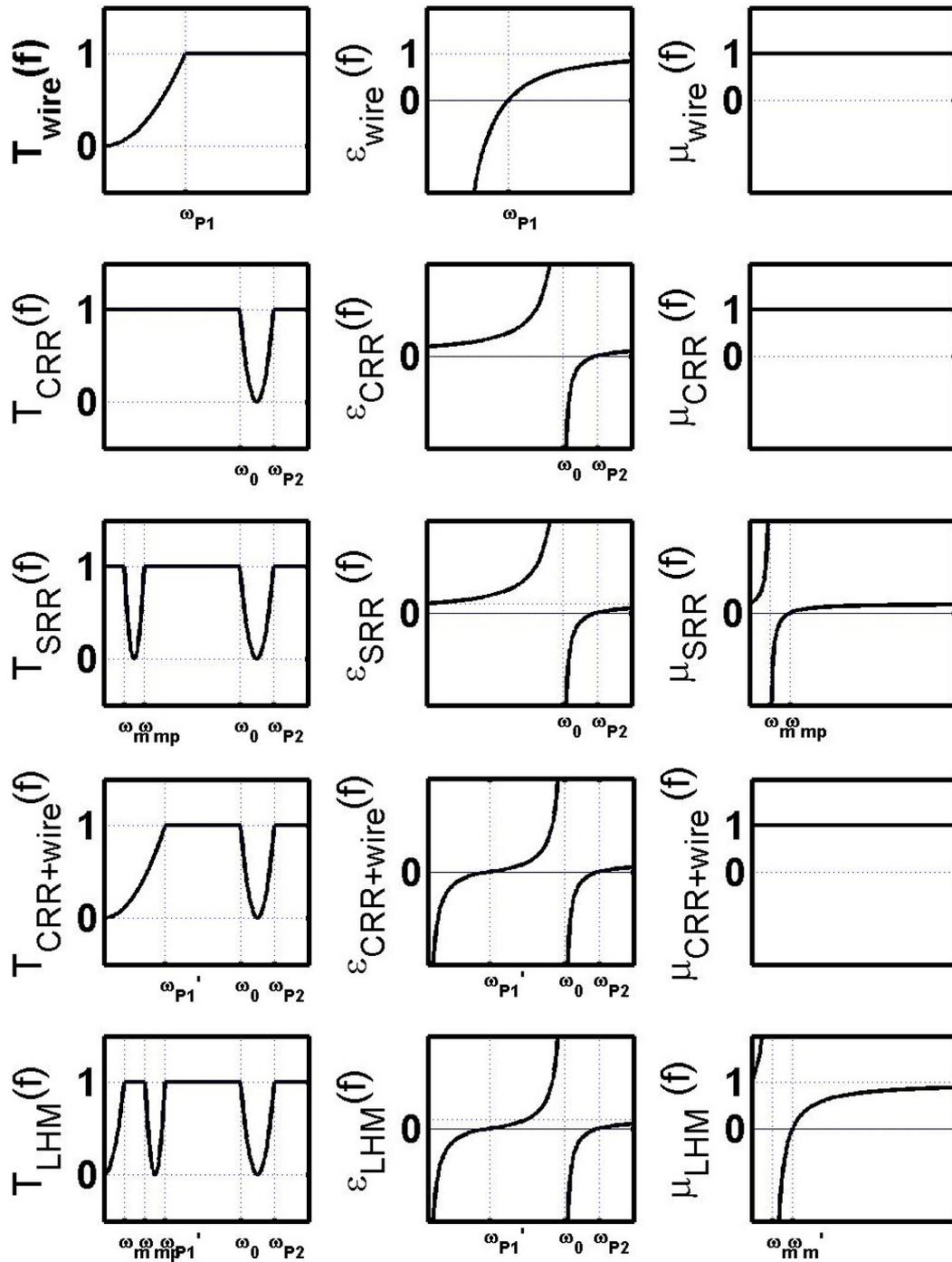


FIGURE 1.12 – Comportements fréquentiels des différents éléments constitutifs d'un réseau à permittivité et perméabilité négatives [13].

1.3.2 Schéma dual d'une ligne de transmission

Si la propagation d'une onde dans un diélectrique peut se caractériser par une permittivité ϵ_r et une perméabilité μ_r , on peut modéliser une structure de propagation guidée par une inductance linéique série L'_{RH} (en H/m) et capacité linéique parallèle C'_{RH} (en F/m) comme proposé dans la seconde colonne du tableau 1.1. Le modèle dual de la ligne avec une capacité série C_{LH} et une inductance parallèle L_{LH} est considéré pour être comparé dans le tableau de la même figure :

- En supposant alors un signal sinusoïdal se propageant dans la direction $+z$ de la ligne de transmission, la tension le long de la ligne est décrite par un formalisme du type $V = |V| e^{j\omega t} e^{-\gamma z}$ (où $\gamma = \alpha + j\beta$). La loi des nœuds et la loi des mailles permettent de définir une relation entre courants et tensions dans la cellule après un développement limité à l'ordre 1 dans les systèmes 1.21 et 1.22.
- Une équation de propagation entre deux plans de la cellule élémentaire situés en z et $z + \delta z$, dite *équation des télégraphes* dans le cas main droite, peut alors être extraite en se ramenant à un cas sans pertes ($\alpha = 0$) dans les expressions 1.23 et 1.24.
- L'utilisation du formalisme proposé précédemment permet d'obtenir une expression du β pour chaque configuration : les configurations main droite et main gauche peuvent alors être identifiées à partir du signe de β . Les graphiques de diagramme de dispersion correspondants montrent que la relation de dispersion de la ligne main droite est représentée par une droite pour laquelle vitesse de phase $v_\varphi = \frac{\beta}{\omega}$ et vitesse de groupe $v_g = \frac{\partial\beta}{\partial\omega}$ sont de même signe. Dans la seconde configuration, vitesse de phase et vitesse de groupe sont antiparallèles : le signe de β est choisi négatif pour correspondre à une vitesse de groupe positive (la pente de la courbe est positive).

	Circuit $C_{LH} - L_{LH}$	Circuit $L_{RH} - C_{RH}$
Schéma de la cellule		
Relations courants / tensions	$\begin{cases} V(z) = -L_{LH} \frac{\partial^2 i}{\partial t \partial z} \\ i(z) = -C_{LH} \frac{\partial^2 V}{\partial t \partial z} \end{cases} \quad (1.21)$	$\begin{cases} \frac{\partial I(z)}{\partial z} = -C_{RH} \frac{\partial V}{\partial t} \\ \frac{\partial V(z)}{\partial z} = -L_{RH} \frac{\partial i}{\partial t} \end{cases} \quad (1.22)$
Equations de propagation	$V(z) = L_{LH} C_{LH} \frac{\partial^4 V(z)}{\partial t^2 \partial z^2} \quad (1.23)$	$\frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} - L_{RH} C_{RH} \frac{\partial^2 V(z)}{\partial t^2} = 0 \quad (1.24)$
Equations de dispersion	$\beta_{LH}(\omega) = -\frac{1}{\omega \sqrt{L_{LH} C_{LH}}} \quad (1.25)$	$\beta_{RH}(\omega) = \omega \sqrt{L_{RH} C_{RH}} \quad (1.26)$
Diagramme de dispersion		
Comportement	Main gauche	Main droite

TABLE 1.1 – Comparatif des relations de dispersion des cellules élémentaires main gauche et main droite.

Une ligne main gauche serait donc constituée d'éléments discrets connectés selon le schéma du tableau 1.1. Cependant, ces éléments ne pouvant être distribués que sous forme d'éléments discrets, des éléments linéiques (donc main droite) d'interconnexions reliant capacités et inductances sont à considérer comme l'illustre la figure 1.13.

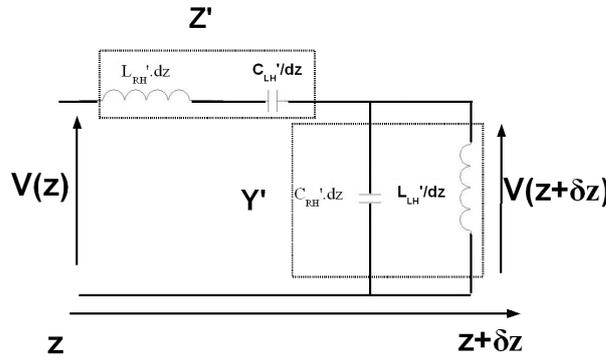


FIGURE 1.13 – Schéma équivalent d'une ligne composite prenant en compte éléments droitiers et gauchers.

Le vecteur d'onde peut alors être estimé comme $\gamma = \sqrt{Z'Y'}$, où les admittance et impédance Y' et Z' sont définies dans 1.27. Dans un cas sans pertes, la relation 1.28 qui définit le vecteur d'onde β_{LHTL} de la ligne main gauche ainsi formée tend alors asymptotiquement vers :

- un comportement purement gaucher à basses fréquences (dans lequel les éléments droitiers sont négligeables avec une inductance se comportant comme un court circuit et une capacité se comportant comme un circuit ouvert)
- un comportement purement droitier à hautes fréquences (dans lequel, à l'inverse, inductance et capacitance tendent à se comporter comme des circuit ouvert et court-circuit respectivement).

$$\begin{cases} Y' = j \left(\omega C'_{RH} - \frac{1}{L'_{LH} \omega} \right) \\ Z' = j \left(\omega L'_{RH} - \frac{1}{C'_{LH} \omega} \right) \end{cases} \quad (1.27)$$

$$\beta_{LHTL}(\omega) = \pm \sqrt{\omega^2 L'_{RH} C'_{RH} + \frac{1}{\omega^2 L'_{LH} C'_{LH}} - \left(\frac{L'_{RH}}{L'_{LH}} + \frac{C'_{RH}}{C'_{LH}} \right)} \quad (1.28)$$

Une bande interdite peut alors se créer entre les deux fréquences ω_1 et ω_2 définies comme les zéros de cette équation :

$$\begin{cases} \omega_1 = \min \left(\frac{1}{\sqrt{L'_{RH} C'_{LH}}}, \frac{1}{\sqrt{L'_{LH} C'_{RH}}} \right) \\ \omega_2 = \max \left(\frac{1}{\sqrt{L'_{RH} C'_{LH}}}, \frac{1}{\sqrt{L'_{LH} C'_{RH}}} \right) \end{cases} \quad (1.29)$$

Elle peut se résumer à une singularité pour laquelle $\beta=0$ lorsque la structure est dite *accordée* ou *balancée* pour $L'_{RH}C'_{LH} = L'_{LH}C'_{RH}$ (les deux résonances du circuit correspondent); la relation de dispersion de la ligne se simplifie à deux contributions droitère et gauche pour obtenir :

$$\beta_{LHTLbalanced} = \omega \sqrt{L'_{RH} C'_{RH}} - \frac{1}{\omega \sqrt{L'_{LH} C'_{LH}}} \quad (1.30)$$

Dans le cas accordé ou non, la courbe de dispersion de la ligne LHTL intersecte nécessairement le cône de lumière pour passer au dessus comme l'illustre la figure 1.14 qui fait correspondre au diagramme de dispersion une évolution fréquentielle de l'indice (négatif dans la bande main gauche). La ligne ainsi constituée présentera alors quatre régimes successifs au fur et à mesure de la montée en fréquence : guidé gauche, rayonné gauche, rayonné droitier et guidé droitier. Comme discuté précédemment, les régimes guidés purement gauche et purement droitier servent de directions asymptotiques à la caractéristique de dispersion de la ligne composite.

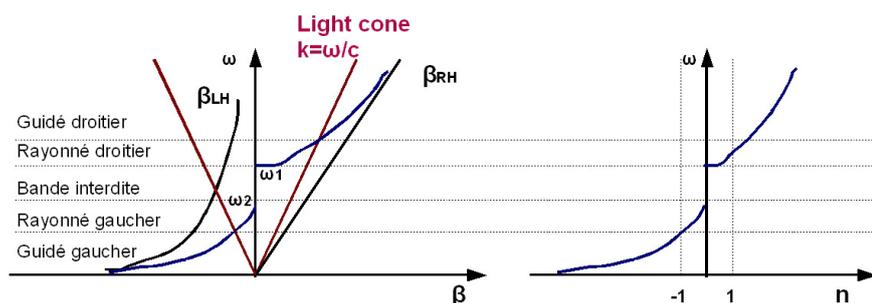


FIGURE 1.14 – Diagramme de dispersion caractéristique d'une ligne de transmission composite et évolution correspondante de l'indice .

Après avoir détaillé ces deux procédés technologiques qui permettent d'obtenir un indice effectif négatif et que nous illustrerons dans l'état de l'art à venir, les procédés de simulation des métamatériaux sont introduits : un diélectrique peut être considéré avec $\epsilon_r < 0$ et $\mu_r < 0$ pour illustrer les propriétés introduites précédemment. Cependant les métamatériaux étant constitués de cellules élémentaires, un processus d'homogénéisation est nécessaire : des valeurs de permittivité et de perméabilité effectives sont extraites à partir des paramètres S de la cellule ou d'une cartographie des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} obtenue grâce à un modèle numérique de la cellule.

1.4 Procédés de simulation

1.4.1 Simulation en conditions d'homogénéisation parfaite

En se plaçant dans des conditions d'homogénéisation parfaite dans le logiciel de simulation par éléments finis HFSS, on considère un matériau homogène avec des valeurs de permittivité et de perméabilité supposées négatives. Dans une structure en espace libre, on peut considérer $\epsilon_r = -1$ et $\mu_r = -1$ comme dans le cas du milieu LHM (Left Handed Material) des figures 1.15 et 1.16, avec un milieu RHM (Right Handed Material) défini par $\epsilon_r = 1$ et $\mu_r = 1$.

Mise en évidence de la rétropropagation et de la réfraction négative sous excitation monochromatique

Sous excitation monochromatique, une onde incidente de pulsation ω se propage dans un milieu et l'évolution de sa phase dépend de l'indice effectif de ce milieu. Le guide de la figure 1.15 utilise des conditions de symétrie associées à des murs électriques et magnétiques pour confiner l'énergie dans la structure dans un mode Transverse Electro Magnétique (TEM) dans lequel l'énergie est injectée à gauche du dispositif¹. En considérant la propagation du signal à différents instants en incrémentant la phase initiale du signal, on observe une rétropropagation des plans de phase dans le milieu gaucher du type de celle illustrée dans la figure 1.4 : les fronts de phase, correspondant à des iso valeurs d'amplitude du champ \mathbf{E} , vont de gauche à droite dans le milieu droitier et de droite à gauche dans le milieu gaucher.

1. A noter que le simulateur HFSS accepte une interface entre milieu à ϵ_r et μ_r positifs et négatifs, mais ne sait pas définir de port d'entrée pour un milieu d'indice négatif

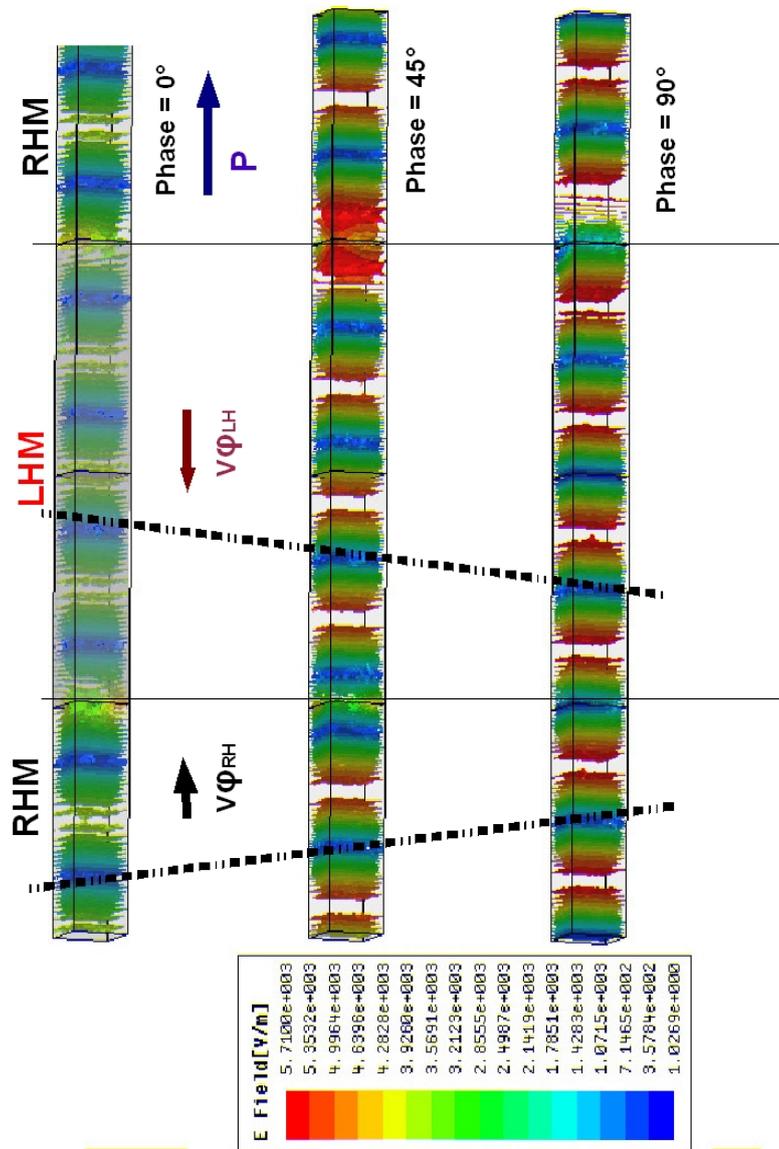


FIGURE 1.15 – Illustration du phénomènes de rétropropagation pour une onde monochromatique dans un milieu homogène de permittivité et perméabilité négatives.

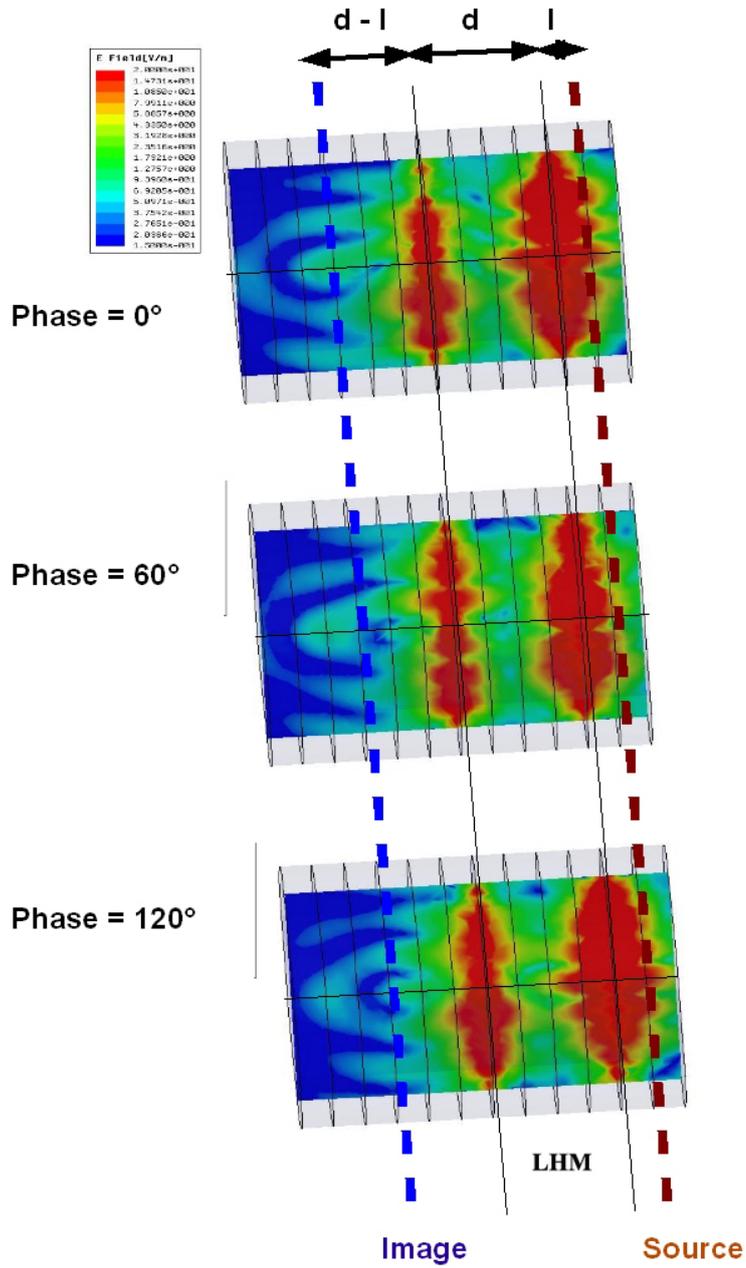


FIGURE 1.16 – Illustration du phénomène de réfraction négative pour une onde monochromatique dans un milieu homogène de permittivité et perméabilité négatives.

Le même type de lamelle de matériau main gauche encadrée de part et d'autre par un milieu droitier est excitée par une source ponctuelle monochromatique située sur l'axe du cylindre ainsi considéré dans la figure 1.16. La lamelle se comporte comme une lentille puisqu'une image de la source à une distance l se refocalise à l'intersection du plan image et de l'axe du cylindre en considérant la carte de l'amplitude du champ \mathbf{E} dans le plan perpendiculaire au champ \mathbf{E} d'excitation. Comme dans le cas de la figure 1.7, une première focalisation a lieu dans la lamelle de matériau gaucher d'épaisseur d et l'image de la source est reformée de l'autre côté de la lamelle à une distance $d-l$.

La mesure de la phase dans un milieu unidimensionnel ou la mesure d'un angle de réfraction dans un milieu bidimensionnel permettrait ainsi de mettre en évidence la signature d'un milieu d'indice effectif négatif comme nous le montrerons dans le second chapitre de ce manuscrit à partir d'une mesure de phase pour une structure de métamatériau à 100 GHz.

Rétropropagation en régime impulsionnel

À l'inverse de l'excitation monotone utilisée sous HFSS, la méthode impulsionnelle fait appel à un paquet d'ondes pour lequel vitesse de groupe et vitesse de phase peuvent être distinguées. Si l'excitation monochromatique peut être simulée aisément par analyse fréquentielle de la structure, l'excitation impulsionnelle sera simulée dans le domaine temporel.

La réponse des différentes composantes du paquet d'ondes sera fonction de leur fréquence : le diagramme de dispersion de la figure 1.14 aura alors un effet filtrant sur le paquet d'ondes, les bandes main droite et main gauche correspondant à des fenêtres fréquentielles imposant une réponse en phase spécifique. Nous montrerons dans le troisième chapitre de ce manuscrit un effet filtrant avec rétropropagation de la phase dans la réponse impulsionnelle d'une structure unidimensionnelle de ligne composite main gauche.

1.4.2 Simulation "ab initio" et techniques d'extraction

Si le cas du diélectrique gaucher introduit ci-dessus permet d'illustrer les propriétés évoquées précédemment, nous rappelons que les métamatériaux n'existent pas comme diélectriques à l'état naturel et qu'ils sont composés d'un motif élémentaire petit devant la longueur d'onde et répété pour former un milieu supposé homogénéisable. Des méthodes dites d'extraction sont alors introduites pour extraire numériquement des valeurs de permittivité et de perméabilité qui seront alors considérées comme effectives.

La première méthode, la plus communément répandue, fait correspondre un paramètre de propagation γ à des paramètres S [14] en passant par l'intermédiaire d'une matrice chaîne. Une seconde méthode permet d'obtenir des valeurs de ϵ_{eff} et μ_{eff} par *intégration des champs* à partir d'une cartographie de ces champs obtenue par simulation d'un modèle numérique de la cellule.

A partir de la matrice des paramètres S

En se situant dans un milieu périodique de période L_{cell} en régime de métamatériau ($L_{cell} < \lambda_0$), la structure de propagation constituée est considérée comme homogénéisable telle que, pour une cellule élémentaire, $E_{transm} = e^{-\gamma_{eff} z} E_{inc}$ dans le sens des z croissants. Le formalisme de la matrice chaîne de la cellule permet de faire apparaître directement ce paramètre $\gamma_{eff} = \alpha_{eff} + j \beta_{eff}$ avec :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_{eff} L_{cell}) & Z_0 \sinh(\gamma_{eff} L_{cell}) \\ \frac{1}{Z_0} \sinh(\gamma_{eff} L_{cell}) & \cosh(\gamma_{eff} L_{cell}) \end{bmatrix} \quad (1.31)$$

Des formules de transformation nous permettent aisément de convertir des matrices de paramètres S en matrice chaîne avec

$$\left\{ \begin{array}{l} A = \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12} S_{21}}{2 S_{21}} \\ B = Z_0 \frac{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12} S_{21}}{2 S_{21}} \\ C = \frac{1}{Z_0} \frac{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12} S_{21}}{2 S_{21}} \\ D = \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12} S_{21}}{2 S_{21}} \end{array} \right. \quad (1.32)$$

On peut alors obtenir α et β par inversion de la fonction \cosh :²

$$\begin{cases} \alpha L_{cell} = \ln(A \pm \sqrt{A^2 - 1}) \\ \beta L_{cell} = \arg(\pm \sqrt{A^2 - 1}) + 2k\pi, \end{cases} \quad k \in Z \quad (1.33)$$

L'utilisation d'une fonction trigonométrique inverse pour β impose un ensemble de solutions qui sont définies modulo 2π et qui correspondent au nombre de fois où l'onde peut faire le tour du plan de phase au sein de la structure. Dans le cas d'une caractérisation expérimentale d'un prototype, une indétermination subsiste donc quant à la valeur d'un déphasage mesuré entre deux points d'une structure de propagation gauchère. La solution la plus communément répandue consiste à considérer que l'échantillon est caractérisé sur une longueur plus petite que la longueur d'onde guidée (ce qui revient déjà à faire une hypothèse sur la valeur de l'indice effectif de la structure de propagation main gauche). Une seconde solution consiste à faire une mesure différentielle sur deux longueurs différentes l_1 et l_2 de structure de propagation en faisant en sorte que $l_2 - l_1 < \lambda_g$.

Cette extraction de α et β nous permet aussi de considérer le résultat comme un indice n complexe avec :

$$\begin{cases} n = n' - j n'' \\ \gamma = j n \frac{\omega}{c} \end{cases} \quad (1.34)$$

L'impédance Z est aussi extraite à partir des coefficients de la matrice chaîne avec $Z = \sqrt{\frac{B}{C}} = z Z_0$.

Pour des raisons de principe de causalité concernant les matériaux passifs, l'ensemble des solutions possibles devra satisfaire $\text{Re}(z) > 0$ et $\text{Im}(n) < 0$ qui impose le signe dans l'expression 1.33. Des valeurs effectives de permittivité et de perméabilité complexes peuvent alors être extraites avec $\epsilon_{eff} = \frac{n}{z}$ et $\mu_{eff} = n z$ [15].

2. Dans le cas où l'on considère $S_{11} = S_{22} \simeq 0$ et $S_{21} = S_{12} = e^{-i\gamma(f)L_{cell}}$, on retrouve la matrice de l'équation 1.31. Dans ce cas la conversion en matrice chaîne s'avère contournable puisque le $\gamma(f)$ peut être extrait directement du paramètre de transmission comme $\ln(S_{21})$.

A partir de la configuration des champs

De récentes méthodes d'intégration permettent aussi d'extraire un ϵ et un μ à partir d'un modèle de simulation numérique de la cellule élémentaire. Cette méthode permet alors de s'affranchir de l'hypothèse de périodicité effectuée précédemment [16] [17] : la simulation en éléments finis de cette cellule constituant le matériau gaucher permet en effet de cartographier les vecteurs de champs \mathbf{E} et \mathbf{H} en amplitude et en phase. Des valeurs de ϵ_{eff} et μ_{eff} de la cellule peuvent alors être extraites à partir de :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_0 \epsilon_{eff}^{ii} = \frac{\langle \mathbf{D}^i \rangle_P}{\langle \mathbf{E}^i \rangle_V} \\ \mu_0 \mu_{eff}^{ii} = \frac{\langle \mathbf{B}^i \rangle_V}{\langle \mathbf{H}^i \rangle_P} \\ \langle \mathbf{K}^i \rangle_\Omega = \frac{1}{\Omega} \int_\Omega K^i(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \end{array} \right. \quad (1.35)$$

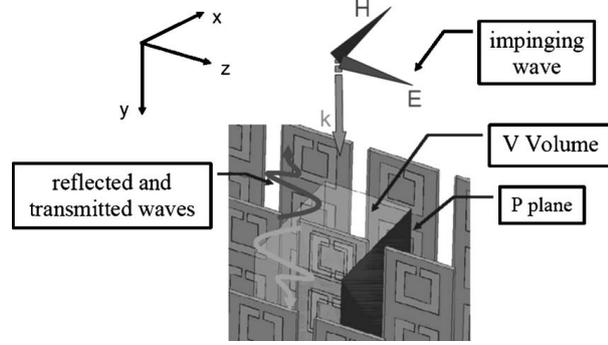


FIGURE 1.17 – Domaines d'intégration sur une cellule élémentaire de métamatériau pour une extraction de valeurs de permittivité et perméabilité effectives [17].

L'intégration se fait sur le volume V de la cellule et le plan P normal au champ qui crée les conditions aux limites de la cellule comme l'illustre la figure 1.17 pour un champ \mathbf{E} selon z et un champ \mathbf{H} selon x qui se propagent selon y . Cette récente méthode dite *d'intégration des champs* n'a pas été utilisée au cours de cette thèse ; elle est cependant mise en œuvre au cours du travail de thèse de Charles Croenne à partir des modèles numériques développés dans le cadre de ce travail. Celle-ci est notamment comparée à celle introduite précédemment sur l'étude du prototype en espace libre qui sera détaillée dans le second chapitre de ce manuscrit [18].

1.5 Etat de l'art

Suite à cet historique et cette introduction à la synthèse et à la simulation de milieux d'indice négatif, nous nous proposons de dresser un état de l'art des technologies main gauche. Ces technologies main gauche seront conjuguées des micro-ondes à l'optique pour être déclinées sur différentes échelles ou pour introduire d'autres types de solutions au fur et à mesure de la montée en fréquence.

En hyperfréquences, dans des systèmes unidimensionnels, la bande main gauche peut définir une fenêtre de filtrage ou permettre des déphasages positifs pour des déphaseurs. Des applications à bandes duales peuvent aussi être envisagées avec deux bandes de fréquences de fonctionnement du fait du degré de liberté supplémentaire introduit par des éléments de circuit main gauche. Lorsqu'elles sont utilisées au dessus du cône de lumière, les structures de propagation composites permettent d'envisager des applications en tant que structures rayonnantes dans le domaine des antennes.

Des extensions bidimensionnelles de ce type de structure ont permis de mettre en évidence des effets de réfraction négative et de démontrer un effet superlentille. Des structures dites à *hautes impédances*, dont le schéma équivalent peut se rapporter à celui des lignes de transmission main gauche à deux dimensions, présentent un diagramme de dispersion qui permet de filtrer des ondes de surface dans la bande interdite et d'avoir un comportement main gauche dans la branche de dispersion correspondante. Ce même type de structure peut être utilisé comme réflecteur ajustable, la phase du coefficient de réflexion variant continûment avec la fréquence.

Dans le domaine de l'optique, deux types d'approches permettent l'obtention d'un indice effectif. Des « *atomes photoniques* » métalliques peuvent être constitués de nanofils en vis à vis considérés comme des miniaturisations simplifiées du motif SRR détaillé précédemment. L'ajout de barreaux métalliques en travers de ces nanofils définit un motif de « *filet à poissons* » nanométrique. Ces deux types de motifs métalliques permettent d'obtenir un indice effectif optique négatif. Un effet superlentille a aussi été obtenu dans une approximation quasi-statique par amplification des ondes évanescentes avec des films métalliques servant de lentille. Pendry a en effet montré qu'une permittivité négative pouvait suffire à cet effet dans cette approximation. Les cristaux photoniques constituent enfin une solution diélectrique qui permet d'obtenir un indice équivalent négatif. Si les structures de cristaux photoniques ne sont pas homogénéisables compte tenu de leurs dimensions de l'ordre de la moitié de la longueur d'onde, un indice effectif négatif peut être extrait du diagramme de dispersion de la structure pour des surfaces iso-fréquences circulaires. La lumière peut ainsi être guidée dans une bande de dispersion main gauche.

1.5.1 Applications hyperfréquences

Transmission pour les matériaux doublement négatifs

Le remplacement partiel ou total de structures de propagation main droite par des structures de propagation main gauche dans des lignes composites introduit des spécificités amenant des applications en micro ondes dont quelques unes peuvent être citées en régime guidé :

- *Des applications à bande duale :*
 - Une ligne accordée peut être utilisée dans une branche de dispersion droite ou gauche en fonction de la fréquence ou d'une tension de polarisation avec des composants ajustables. Dans le cas d'un déphaseur, ces lignes permettent d'ajouter une différence de phase négative ou positive en fonction de la branche de dispersion respectivement main gauche ou main droite considérée dans une structure main gauche accordée [19]. Un déphasage ajustable linéairement peut ainsi être obtenu sur des structures plus compactes que des lignes à retard [20].
 - Un coupleur à quatre branches peut être utilisé sur deux bandes de fréquences différentes ajustables compte tenu du degré de liberté apporté par l'introduction de composants discrets pour une structure de propagation hybride [21].
- A performances équivalentes en terme de pertes et de bande passante, les lignes couplées à impédance présentent des niveaux de couplage plus élevés à distance constante entre lignes lorsque l'on remplace les lignes du coupleur par des lignes main gauche [22] : la figure 1.18 compare les niveaux de couplage obtenus pour des circuits main gauche et main droite pour une même distance entre les lignes ; un prototype constitué de deux lignes hybrides couplées main gauche est montré dans la même figure.

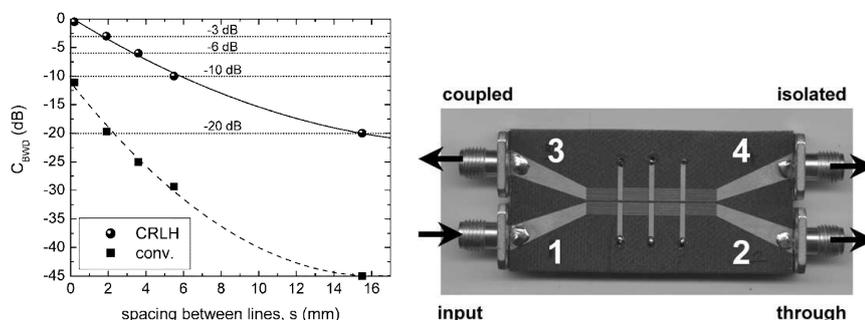


FIGURE 1.18 – Comparaison des niveaux de couplage obtenus pour des coupleurs main droite et main gauche à distance interligne égale. Un prototype main gauche est donné dans la partie droite de la figure [22].

- Un *caractère passe-bande* pour des applications de filtrage :

Le caractère passe-bande des structures main gauche permet d'envisager des applications de filtrage en une dimension ou de sélection angulaire en deux dimensions (comme nous le détaillerons ci après). Le filtre constitué d'éléments résonants petits devant la longueur d'onde permet un gain en compacité souvent au détriment des pertes dans la bande passante compte tenu de la nature résonante des éléments [23]. Des varactors ont aussi été introduits dans la fente de SRR pour accorder la résonance de la perméabilité effective en fonction d'une tension de polarisation. Des filtres main gauche à fenêtres de filtrage ajustables peuvent ainsi être obtenus [24].

Nous verrons dans la dernière partie de ce chapitre d'introduction et dans le dernier chapitre de ce manuscrit que ces éléments variables peuvent aussi être considérés comme éléments non linéaires pour provoquer des phénomènes de génération d'harmoniques ou de génération paramétrique.

Lignes composites

Si l'on se place au dessus du cône de lumière, la spécificité du diagramme de dispersion des lignes composites accordées détaillée précédemment amène aussi plusieurs applications possibles en régime rayonné dans le domaine des antennes :

- La courbe du diagramme de dispersion de la ligne composite intersectant nécessairement le cône de lumière, l'onde peut être rayonnée dans l'espace libre. Un résonateur compact peut ainsi être constitué d'une ligne hybride terminée par un circuit ouvert. Des antennes peuvent être ainsi constituées avec quelques cellules élémentaires gauchères ; une telle solution présente alors un intérêt en terme de compacité par rapport à des antennes usuelles de type patch qui ont des dimensions de l'ordre de $\frac{\lambda_g}{2}$ comme l'illustre la figure 1.19 où les dimensions sont réduites de 75% [25].

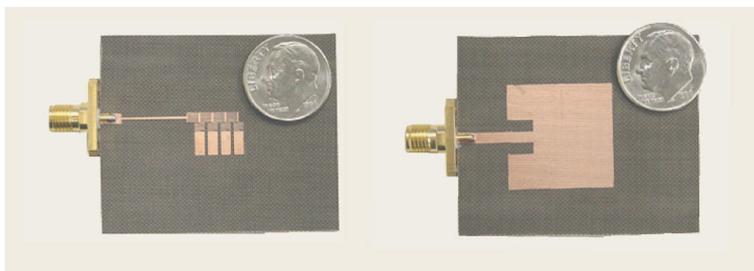


FIGURE 1.19 – Antenne constituée d'un résonateur d'ordre 0 à 4,88 GHz (à gauche) présentant un avantage en terme de compacité comparée à une solution de type patch (à droite) [25].

- Les antennes distribuées relient différents éléments rayonnants en compensant les différences de phase introduites par les longueurs de ligne : dans le cas d'une structure accordée et pour le point pour lequel $\beta = 0$, l'onde ne subit pas de déphasage lors de sa propagation et ne nécessite donc pas de compensation de phase et la ligne se comporte comme une antenne à cette fréquence.
- En considérant l'ensemble du diagramme de dispersion de la structure accordée dans la figure 1.20, il est possible de passer continûment d'un rayonnement gauche à un rayonnement droitier en augmentant la fréquence. Comme dans le cas de la figure 1.8, la composante guidée β correspond à la composante tangentielle du vecteur k de l'onde rayonnée comme le montre la relation 1.36 dans la convention de la figure 1.20. Dans le cas de l'antenne précédente utilisée à $\beta = 0$, l'émission se fait normalement à la surface. Chaque cellule d'une ligne de transmission main gauche peut ainsi amener une contribution au rayonnement de l'ensemble de la ligne se comportant comme une antenne en fonction de son vecteur d'onde guidée β_{cell} [26].

$$\sin(\theta) = \frac{\beta(f)}{k} \quad (1.36)$$

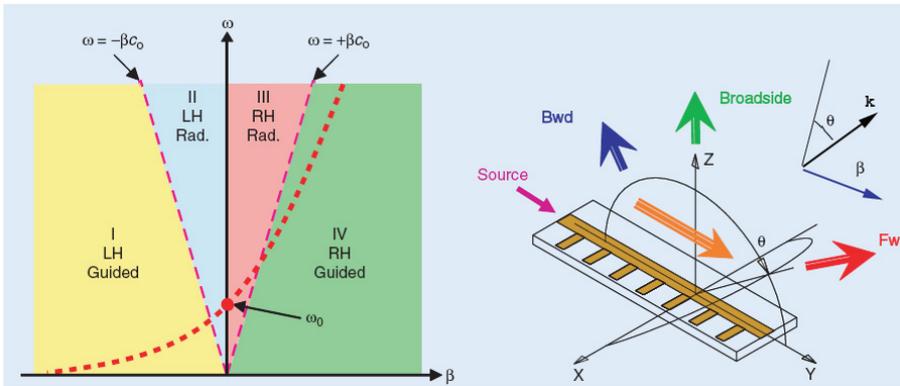


FIGURE 1.20 – Illustration du rayonnement de l'onde en fonction de la région du diagramme de dispersion considérée : L'onde peut être rayonnée vers l'arrière ou vers l'avant si l'on se place dans la région respectivement main gauche ou main droite du diagramme de dispersion [27]

Si des éléments ajustables sont introduits le long de la ligne, le diagramme de rayonnement de l'antenne ainsi constituée peut être reconfigurable en fonction de la polarisation des éléments variables (un varactor peut être utilisé dans une ligne de transmission hybride [28] ou dans des structures de type oméga pour des applications de sélection angulaire [29]). La caractéristique de la ligne hybride peut ainsi être déplacée et le $\beta(f, V_{bias})$ ajusté pour une fréquence donnée en étant paramétré par V_{bias} . Un balayage électronique devient alors possible pour rayonner l'onde vers l'avant ou vers l'arrière.

Réfraction négative pour les lentilles plates 2D

Si un indice effectif négatif correspond à une différence de phase positive pour une structure à une dimension (comme nous le montrerons expérimentalement dans les second et troisième chapitres), il permet un angle de réfraction négatif pour une structure à deux dimensions. La première démonstration d'indice de réfraction négatif a été faite en 2001 [30] avec le prototype montré dans la figure 1.21. Un front d'onde plan est incident perpendiculairement au prototype (à droite) pour sortir du milieu gaucher en rencontrant une interface inclinée. La réfraction est négative à la sortie de la seconde interface avec un front d'onde réfracté du même côté de la normale à l'interface que pour le rayon incident. Un bras articulé permet une rotation autour du prototype pour mesurer une amplitude de champ et détecter un maximum correspondant à un angle de réfraction : celui du téflon est positif et indépendant de la fréquence ; celui du matériau gaucher est négatif au delà de la résonance des anneaux constitutifs à 10GHz. Le même type de démonstration a été faite pour des motifs de type similaire par le groupe de Boeing [31] ou de type oméga [11].

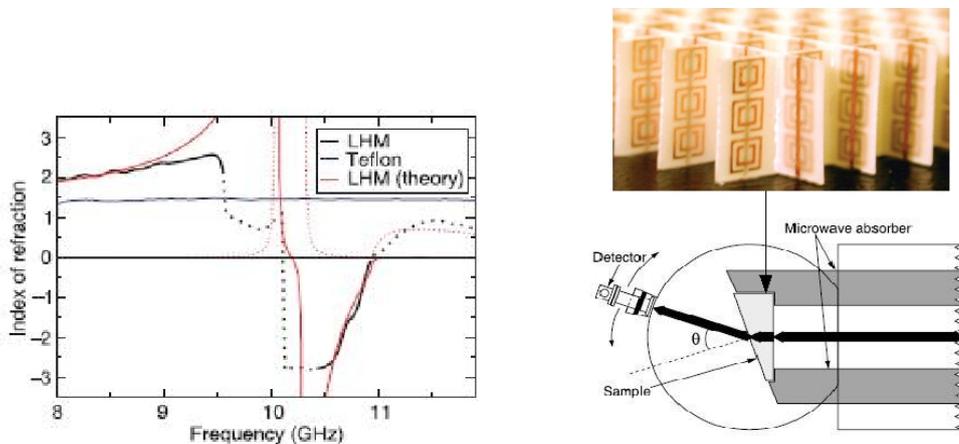


FIGURE 1.21 – Extension à deux dimensions et à 10 GHz de la combinaison de fils et d'anneaux résonants et effet de réfraction négative qui en résulte [30]. La puissance est mesurée par rotation autour du prototype à la sortie d'une interface tiltée : le maximum se situe à un angle de réfraction négatif correspondant à un indice effectif négatif au delà de la résonance du motif SRR.

Une première lentille hyperfréquence a aussi été réalisée en 2004 par l'équipe de G. Eleftheriades à 1 GHz en faisant appel à des lignes de transmission [32]. Il s'agit d'une nappe bidimensionnelle établie à partir de lignes microstrip sur Duroïd avec une lentille main gauche définie par les mêmes cellules microstrip chargées par leurs éléments discrets duals constitués de composants capacitifs reportés et de mise à la masse par vias hole. La lentille gauchère présente alors un vecteur d'onde $k_{LH} = -k_{RH}$ avec des impédances qui sont adaptées pour éviter les réflexions aux interfaces. Un câble coaxial utilisé comme antenne excite le milieu droitier et l'image de cette source est focalisée symétriquement de l'autre côté de la lentille hyperfréquence (la distance de la source à la lentille étant la moitié de l'épaisseur de la lentille comme dans le schéma de la figure 1.7). L'amplification des ondes évanescentes apparaît dans les mesures de la figure 1.22 avec un champ \mathbf{E} concentré sur la seconde interface. Cette image est montrée comme sous la limite de diffraction même si l'on retrouve une ouverture plus grande que celle de la source dans le plan image à cause des pertes dans les cellules.

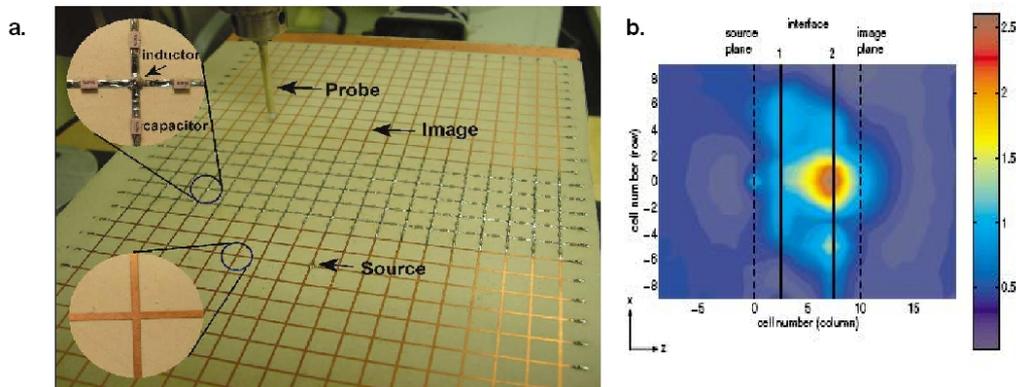


FIGURE 1.22 – Lentille 2D réalisée par l'équipe d'Eleftheriades pour démontrer un effet de focalisation à 1 GHz [32].

Murs magnétiques

Le schéma équivalent de la ligne bidimensionnelle introduite ci-dessus peut être utilisé aussi pour des structures en champignon introduites par Sievenpiper en 1999 [33] et illustrées dans la figure 1.23. Ces surfaces présentent des plans métalliques en vis à vis qui se comportent comme des surfaces capacitives. Ces patches sont reliés à la masse par des vias se comportant comme des inductances.

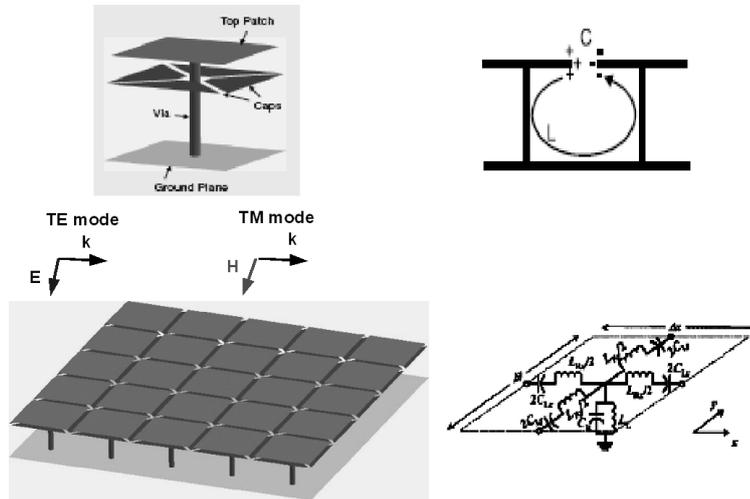


FIGURE 1.23 – Structure en champignon dite de Sievenpinner (en haut à gauche) répétée périodiquement pour former un plan (en bas à gauche) avec un schéma électrique équivalent comparable à celui de la lentille bidimensionnelle de la partie précédente (en bas à droite).

L'impédance de ce type de surfaces peut alors être décrite par :

$$Z_S = \frac{jL\omega}{1 - \omega^2 LC} \quad (1.37)$$

et introduit une fréquence de résonance : $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Le plan métallique capacitif intermédiaire dans le motif élémentaire de la figure 1.23 est introduit pour abaisser cette fréquence de résonance en augmentant les contributions capacitives de la structure.

Compte tenu de la relation 1.37, la structure a un caractère inductif en dessous de la fréquence de résonance et capacitif au dessus. Le diagramme de dispersion de ce type de structure fait apparaître deux bandes propagatives correspondant à deux modes de propagation distincts de l'onde à la surface comme l'illustre la partie gauche de la figure 1.24. La modélisation par surface effective (avec des éléments infinitésimaux permettant une homogénéisation) fait correspondre une singularité à la résonance ω_0 . Dans la pratique, une simulation par éléments finis fait apparaître une bande interdite autour de la résonance comme le montre le diagramme de dispersion à droite de la figure 1.24 [34].

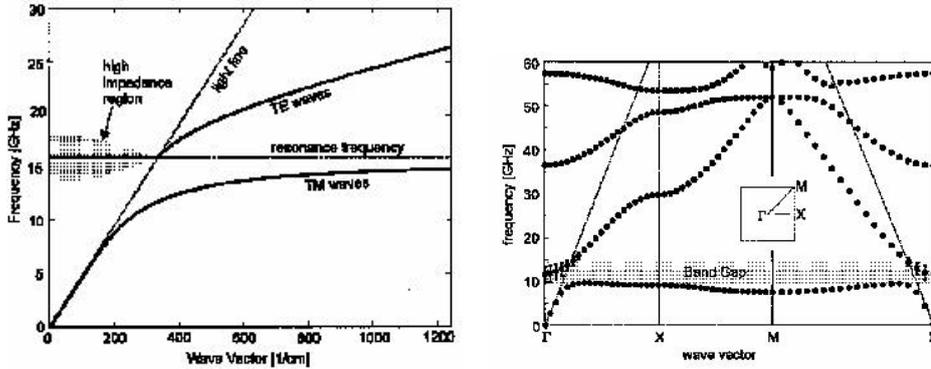


FIGURE 1.24 – Diagrammes de dispersion de la structure de Sievenpiper pour une surface effective à gauche et pour une simulation à éléments finis à droite [34]

La structure peut alors être utilisée autour de la fréquence de résonance avec :

- un filtrage des ondes de surfaces pour des antennes de type microruban ou monopole vertical. L'utilisation de ce type de structure permet aussi d'augmenter le découplage et l'isolation entre deux antennes sur un même substrat [35].
- une phase de coefficient de réflexion R variable avec la fréquence [36] avec :

$$R = \frac{Z_S - Z_{air}}{Z_S + Z_{air}} \quad (1.38)$$

A basses fréquences, la structure se comporte comme une surface métallique avec une phase ϕ du coefficient de réflexion R égale à π . L'impédance de surface Z_S croît rapidement avec la fréquence à proximité de la résonance (Ces surfaces sont donc dites à *haute impédance*). Dans cette région, $Z_S > Z_{air}$ et les ondes sont réfléchies avec une phase ϕ se déroulant entre $\frac{\pi}{2}$ et $-\frac{\pi}{2}$ dans la bande interdite.

Utilisée en transmission, des bandes de dispersion main gauche peuvent être isolées dans le diagramme de dispersion de la structure de Sievenpiper : une lentille constituée de champignons permet ainsi de refocaliser la source constituée d'une sonde coaxiale de l'autre côté de la structure [34].

Extensions au domaine TeraHertz et infra rouge

Nous étudierons dans ce manuscrit deux structures main gauche TeraHertz avec respectivement :

1. Une structure de type anneaux et fils pour une signature de phase d'un indice effectif négatif à 100 GHz,
2. Une ligne de transmission main gauche non accordée présentant une bande main gauche autour de 300 GHz.

Comme l'illustre la figure 1.25, la montée en fréquence implique une réduction d'échelle des motifs utilisés que l'on peut illustrer dans le cas des motifs SRR :

- Une signature main gauche a été obtenue à 2,4 THz pour des motifs de fils et d'anneaux dans un même plan avec une période du motif de l'ordre de 100 μm [37].
- En infra rouge moyen, les SRRs ont une perméabilité effective négative autour de 100 THz pour des dimensions de l'ordre de 300nm de l'anneau simple [10].
- Les motifs SRRs se réduisent à une lettre C de l'ordre d'une centaine de nanomètres de côté pour une activité magnétique au delà de 100 THz dans l'infrarouge proche [38].

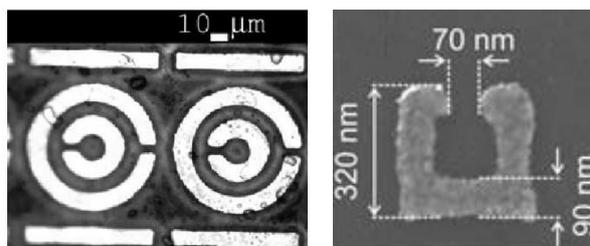


FIGURE 1.25 – Echelles des motifs SRR pour une activité magnétique de gauche à droite de 2.4THz [37] à 100 THz [10]

Au delà de cette limite infra rouge, nous franchissons le seuil de l'optique pour lequel deux types de solutions permettent un effet main gauche :

- Des motifs élémentaires constitués d'îlots métalliques,
- Les cristaux photoniques comme alternative diélectrique.

Nous nous proposons de finir cet état de l'art en détaillant sommairement ces deux technologies qui se situent au delà de celles envisagées dans les domaines micro ondes évoqués ci-dessus et dans la suite de ce manuscrit.

1.5.2 Aux longueurs d'ondes optiques : Structures métalliques et cristaux photoniques

Motifs métalliques et indice négatif

Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'utilisation du Split Ring Resonator implique une simplification du motif pour une montée en fréquence. Pour atteindre le domaine du visible, le motif se limite à deux bras que nous nommerons nanofils comme l'illustre la figure 1.26 : les bras du motif correspondent à des contributions inductives et l'ouverture des bras inférieurs et supérieurs diminuent la contribution capacitive augmentant ainsi la fréquence de résonance du motif. Les courants de conduction dans la partie inférieure horizontale du SRR sont remplacés par des courants de déplacement entre les deux bras. Le champ \mathbf{E} parallèle aux nano fils sera à l'origine de courants parallèles ; à l'inverse le champ magnétique \mathbf{H} perpendiculaire au plan des motifs générera des courants anti parallèles.

Technologiquement, les deux fils sont superposés en étant séparés par un diélectrique comme l'illustre la photographie de la figure 1.26 b : une perméabilité négative a été obtenue avec ce type de motifs dans le visible à 725nm [39]. Un indice de réfraction négatif a été obtenu à 1.5 μm par mesure interférométrique pour des dimensions de nanofils telles que $l=750\text{nm}$, $w=170\text{nm}$ et $d=t=50\text{nm}$ les deux motifs métalliques étant séparés par une couche de SiO_2 [40].

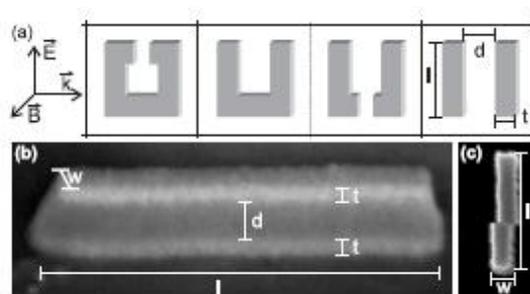


FIGURE 1.26 – Simplification d'un motif SRR vers un motif constitué d'une paire de nanofils pour une utilisation dans le domaine de l'optique. Photographie d'un exemple de réalisation [41].

Une extension de ce motif a été proposée sous forme de "filet à poissons" illustrée dans la figure 1.27 qui combine les nanofils résonants à l'origine d'une perméabilité négative et des fils parallèles au champ \mathbf{E} d'excitation à l'origine de la permittivité négative. Un indice négatif a été mesuré pour ce type de motif à une longueur d'onde de 780nm [42].

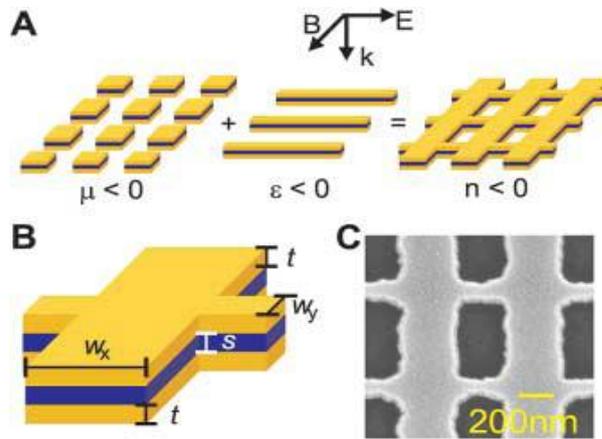


FIGURE 1.27 – La superposition d'un réseau de nano fils et de fils aboutit à la formation d'un motif de "filet à poissons" (A) dont les paramètres sont résumés dans B. La photographie illustre l'échelle du motif réalisé pour un indice de réfraction négatif à $\lambda=780\text{nm}$ ($w_x=307\text{nm}$, $w_y=100\text{nm}$, $t=25\text{nm}$ et $s=35\text{nm}$) [42].

Une vingtaine de couches empilées de ce même motif ont permis récemment d'obtenir un indice optique négatif sur une large bande (entre 175 et 205 THz) avec des pertes amoindries par rapport aux motifs précédents du fait des couplages par inductance mutuelle entre les différentes couches. Le motif montré dans la figure 1.28 est constitué par une succession de couches d'argent de 30nm et de MgF_2 de 50nm [43].

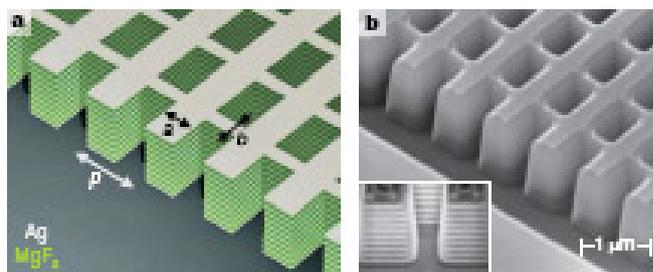


FIGURE 1.28 – Motifs de filets à poissons empilés pour former un milieu d'indice optique négatif ($p=860\text{nm}$, $a=565\text{nm}$, $b=265\text{nm}$) : Schéma (à droite) et photographie de la réalisation correspondante (à gauche) [43].

Amplification des ondes évanescentes dans les films métalliques et superlentille dans le visible

Dans la limite électro-statique, Pendry montre que la condition de $\epsilon < 0$ suffit pour obtenir une amplification des ondes évanescentes compte tenu du découplage des champs électro et magnétostatiques [4] : Pour une onde lumineuse polarisée P (le champ \mathbf{E} est dans le plan défini par les vecteurs d'ondes incidents et réfléchis), la dépendance à la perméabilité n'intervient pas. Un film métallique permet ainsi de s'affranchir de la condition $\mu_r < 0$ en présentant une permittivité naturellement négative dans le domaine de l'optique.

L'application de la superlentille à des procédés d'imagerie a été entreprise par l'équipe du professeur Zhang en 2005 : une focalisation haute résolution propre à l'effet superlentille permet de restituer les détails d'un masque optique avec une résolution plus petite que la longueur d'onde de la lampe UV utilisée comme l'illustre la figure 1.29 [44].

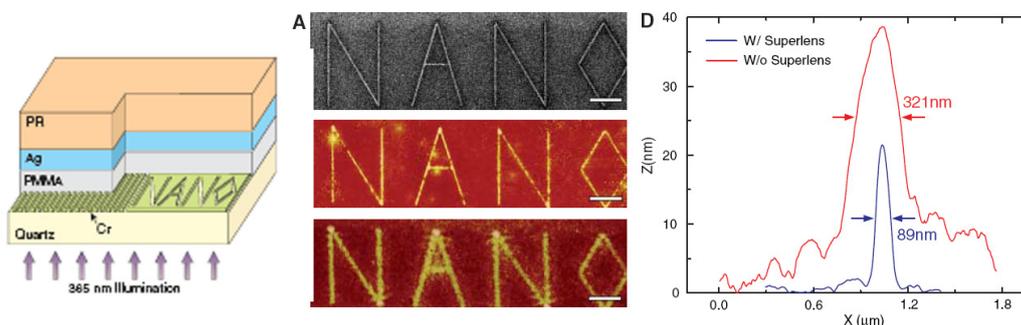


FIGURE 1.29 – Imagerie d'un motif nanostructuré dans une résine photosensible grâce à un film d'argent (35nm) avec [44] :

- A gauche : un masque de Chrome déposé sur quartz et illuminé par la face arrière par une source ultraviolette ($\lambda = 365\text{nm}$). Une épaisseur d'argent de 35nm sert ensuite de lentille pour reporter le motif sur une résine photosensible (PR).
- Au centre : le motif NANO original de 40 nm d'épaisseur de trait (en haut) et celui obtenu dans la résine sans et avec la lamelle d'argent (respectivement en bas et au centre).
- A droite : l'épaisseur du motif passe de 321nm à 89nm grâce à la présence de la lamelle d'argent.

De meilleures performances peuvent être obtenues en terme de pertes grâce à un empilement de métal / diélectrique [45]. Une superlentille grossissante a aussi été réalisée grâce à un empilement de couches métalliques d'argent (de 35nm d'épaisseur) et d' Al_2O_3 déposées le long d'un sillon hémicylindrique illustré dans la figure 1.30. La lentille permet de distinguer deux traits de 35 nm d'épaisseur séparé par 120nm sur l'image agrandie en champ lointain par illumination à $\lambda=365\text{nm}$ [46].

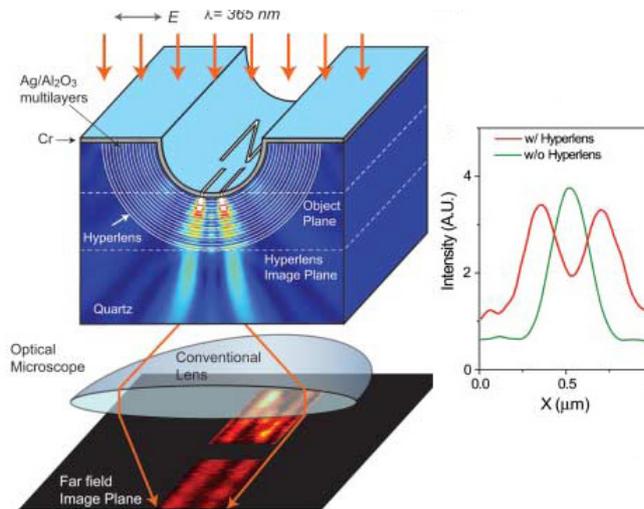


FIGURE 1.30 – Imagerie d'un motif nanostructuré à travers une lentille sphérique constituée d'un empilement de couches d'argent et de diélectrique Al_2O_3 [46]

Réfraction négative et cristaux photoniques

L'obtention d'un indice de réfraction négatif peut aussi être envisagée à l'aide de cristaux photoniques que nous définirons comme des structures périodiques constituées de :

- Une structuration transverse composée d'une hétérostructure de semi conducteur assurant le confinement par l'indice de la lumière guidée dans un milieu d'indice plus élevé (InGaAsP) entre deux milieux d'indice faible (InP),
- Une structuration d'une modulation d'indice dans le plan de propagation de l'onde (qui peut être obtenue par la réalisation d'un réseau de trous d'air dans la structure précédente). Cette structuration se fait à une échelle de l'ordre de la longueur d'onde dans le cas des cristaux photoniques.

La modulation d'indice dans le plan de propagation de la lumière introduit alors des bandes interdites qui permettent de filtrer, router ou guider la lumière. Mais l'utilisation des bandes supérieures de propagation permet d'obtenir un indice moyen négatif en profitant de l'effet de repliement des bandes dans la zone de Brillouin : si une homogénéisation n'est pas envisageable dans le cas d'un cristal photonique, un indice effectif peut être envisagé dans une zone restreinte du diagramme de dispersion dans laquelle une relative isotropie est possible. Les contours isofréquences doivent donc être circulaires afin que l'effet de réfraction négative ne dépende pas de l'angle d'incidence du vecteur d'onde de la lumière, condition qui s'avère nécessaire pour un effet superlentille [47] [48].

A titre d'illustration, le travail de thèse de Nathalie Fabre, envisagé dans l'équipe, consiste à obtenir un indice effectif négatif à partir d'un réseau à maille triangulaire ($a=b=250\text{nm}$ pour des diamètres de trous de 200nm dans le schéma de la figure 1.31) pour une longueur d'onde de $1.5\ \mu\text{m}$ utilisée dans les systèmes de télécommunications. Le diagramme de dispersion tracé dans la zone de Brillouin correspondante fait apparaître un mode TE main gauche dans la seconde bande de transmission. Les contours iso fréquences qui représentent les modes de propagation possibles pour une fréquence donnée sont tracés et montrent une circularité autour du point Γ synonyme d'isotropie de l'indice effectif négatif qui peut en être extrait ($n \sim -0.98$ à $1.5\ \mu\text{m}$). La figure 1.32 montre qu'une lentille constituée d'une lamelle du motif ainsi réalisé permet un effet de focalisation qui cherche à être démontré par mesure en champ proche sur le prototype de la figure 1.33 pour lequel la sortie d'un guide se comporte comme une source lumineuse ponctuelle [49].

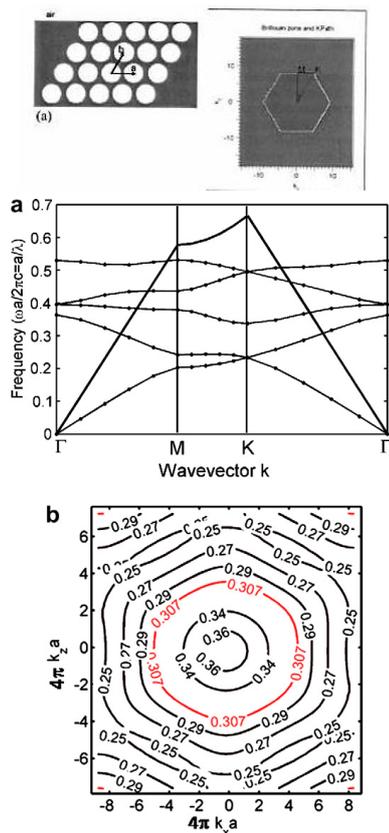


FIGURE 1.31 – Réseau de trous et zone de Brillouin correspondante pour l'obtention d'un indice effectif négatif dans la seconde bande de transmission du mode TE (a) avec les surfaces iso fréquences correspondantes à ce mode (b). [49]

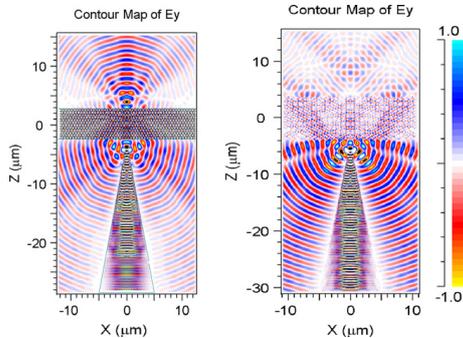


FIGURE 1.32 – Illustration d’un effet de refocalisation à travers une lentille constituée d’un cristal photonique. La sortie d’un guide d’onde se comporte comme une source ponctuelle lumineuse qui est refocalisée de l’autre côté de la lentille.

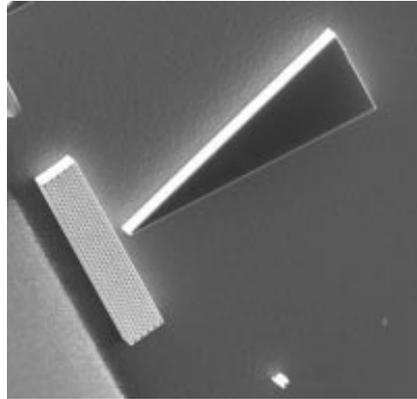


FIGURE 1.33 – Prototype de cristal photonique à $1,55\mu\text{m}$ pour une utilisation comme lentille main gauche.

Des structures de cristaux photoniques métal-diélectriques, présentant trop de pertes dans le domaine de l’optique, peuvent cependant être considérées dans le domaine des hyperfréquences. Le diagramme de dispersion obtenu avec des inclusions métalliques à la place des barreaux de diélectriques est équivalent à celui des cristaux photoniques diélectriques mise à part la création d’une bande interdite à basses fréquences (rappelons que le réseau de fils a un comportement de type passe-haut). Un effet de superlentille a été ainsi mis en évidence avec ce type de structure métal-diélectrique à $9,3\text{GHz}$ [50].

1.6 Vers des Métamatériaux non linéaires

L’ensemble des réalisations technologiques présentées précédemment fonctionne en régime linéaire dans la mesure où leur réponse ne dépend pas de l’amplitude d’excitation du signal. Nous nous proposons d’introduire une seconde famille de matériaux gauchers non linéaires dont la réponse dépendra de cette amplitude d’excitation.

Un élément non linéaire est adjoint à un motif élémentaire constitutif d’un matériau main gauche : dans ce chapitre, nous introduirons un élément varactor dans la fente du SRR sans l’utiliser comme élément ajustable, mais pompé par un champ magnétique. La diode Hetero Structure Barrier Varactor sera introduite dans le quatrième chapitre de ce manuscrit comme une capacité variable potentielle. L’adjonction de cet élément varactor dans le schéma de la ligne hybride de la figure 1.13 permettra de mettre en évidence numériquement les mêmes effets de génération d’harmoniques et d’amplification paramétrique dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

Non linéarité de la résonance des réseaux de boucles

Pour des dimensions du contour inférieures à la longueur d'onde, l'anneau peut être décrit sous la forme d'un circuit (R, L, C) avec des paramètres qui peuvent être extraits théoriquement [51] ou expérimentalement [5]. L'insertion d'un élément non linéaire dans le schéma de l'anneau permet alors une accordabilité de sa fréquence de résonance et de son facteur de qualité ; l'élément non linéaire se comporte comme une résistance ou comme une capacité variable excitée par un champ magnétique de pompe H_p qui modifie les grandeurs caractéristiques du circuit.

Le schéma équivalent du circuit SRR est présenté dans la figure 1.34 : la différence de potentiel aux bornes de l'élément non linéaire (introduit en série) $U_{NL}(t)$ est décrite à partir du courant $I(t)$ traversant la boucle par l'équation :

$$U_{NL}(t) = R(U_{NL}(t))I(t) + \frac{1}{C(U_{NL}(t))} \int_{-\infty}^t I(t') dt' \quad (1.39)$$

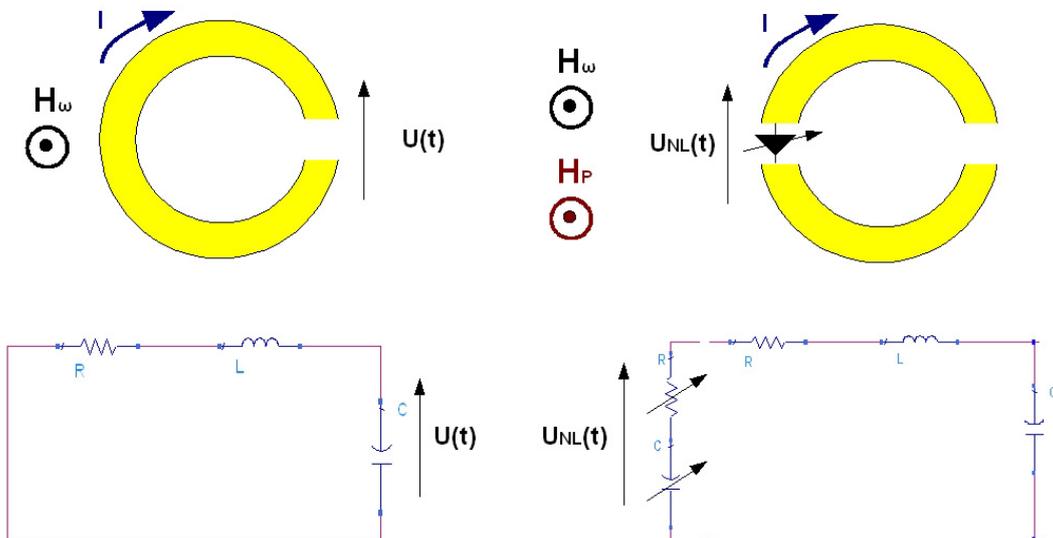


FIGURE 1.34 – Split Ring Resonator et son circuit équivalent (R,L, C). L'ajout d'une diode polarisée en inverse ou d'une diode utilisée en varactor permet de rendre la résonance et le coefficient de qualité de l'anneau dépendants d'un signal magnétique de pompe H_p appliqué à l'anneau.

Le courant $I(t)$ circulant dans l'anneau est induit par la force électromotrice $\epsilon_{FEM}(t)$ telle que :

$$\epsilon_{FEM}(t) = R_c I(t) + \frac{1}{C_c} \int_{-\infty}^t I(t') dt' + L_c \frac{dI}{dt} + U_{NL}(t) \quad (1.40)$$

Sous excitation d'un champ magnétique de pompe H_p et d'un petit signal de pulsation ω H_ω , on distingue dans l'anneau un courant et une tension de pompe large signal (I_p, U_p) d'un petit signal (I_ω, U_ω) :

$$\begin{cases} I(t) = I_p(t) + I_\omega e^{j\omega t} + I_\omega^* e^{-j\omega t} \\ U_{NL}(t) = U_p(t) + U_\omega e^{j\omega t} + U_\omega^* e^{-j\omega t} \end{cases} \quad (1.41)$$

Pour le petit signal de pulsation ω , on a :

$$\epsilon_{FEM}(\omega) = Z_{SRR}(\omega) I_\omega + U_\omega \quad (1.42)$$

avec une approximation linéaire du signal U_ω proportionnel à I_ω :

$$\begin{cases} Z_{SRR}(\omega) = R_{SRR} + j L_{SRR} \omega - j \frac{1}{\omega C_{SRR}} \\ U_\omega = \left(R_{NL}(t) - j \frac{1}{C_{NL}(t) \omega} \right) I_\omega \end{cases} \quad (1.43)$$

soit au final $\epsilon_{FEM\omega} = Z(t) I_\omega$ avec :

$$\begin{aligned} Z(t) &= (R_{SRR} + R_{NL}(t)) + j L_{SRR} \omega - j \left(\frac{1}{\omega C_{SRR}} + \frac{1}{C_{NL}(t) \omega} \right) \\ &= R_{SRR_{NL}} + j L_{SRR} \omega - j \frac{1}{\omega C_{SRR_{NL}}} \end{aligned} \quad (1.44)$$

La fréquence de résonance de l'anneau $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_{SRR} C_{SRR_{NL}}}}$ et son coefficient de qualité $Q = \frac{1}{R_{SRR_{NL}}} \sqrt{\frac{L_{SRR}}{C_{SRR_{NL}}}}$ sont alors rendus dépendants du signal de pompe. Le métamatériau peut ainsi être commuté pour être réfléchissant, transparent ou absorbant en fonction du positionnement des bandes de fréquences par le signal de pompe [52]. Le champ H_p de pompe doit être plus important dans le cas de l'utilisation d'une résistance variable, la tension de pompe étant de l'ordre de ϵ_{FEM} pour un varactor et moindre pour une résistance variable. La tension de pompe étant proportionnelle aux dérivées du champ H_p , l'augmentation de la pulsation de H_p qui resterait dans la zone de transparence du matériau, permettrait de réduire les

amplitudes de champ d'excitation. Le formalisme est alors similaire à celui développé ci-dessus en faisant intervenir des valeurs moyennes des éléments variables du circuit : l'accordabilité est alors conservée sur l'ensemble d'un réseau d'anneaux résonants, celle-ci ne dépendant pas de la phase du champ de pompe [53].

Cette cellule élémentaire ne se limite cependant pas à la possibilité d'accordabilité de la résonance de l'anneau : la même cellule permet un mélange de trois ondes avec un signal de pompe de pulsation et deux petits signaux [54]. Dans des conditions d'accord de phase particulières, une génération d'harmonique devient aussi possible à partir du signal de pompe si la relation $2k(\omega) = k(2\omega)$ peut être satisfaite sur le diagramme de dispersion du circuit rappelé dans la figure 1.35 : Ce dernier fait apparaître une bande main gauche dans laquelle un signal de pompe peut venir exciter une seconde harmonique située en bande main droite [55]. Le cas particulier d'une seconde harmonique qui serait située en bande main gauche nécessiterait un signal de pompe dans la bande interdite basse du métamatériau : L'onde de pompe est évanescente à la surface du métamatériau pour refocaliser avec la seconde harmonique une image de la source de l'autre côté d'une lentille opaque au signal de pompe [56].

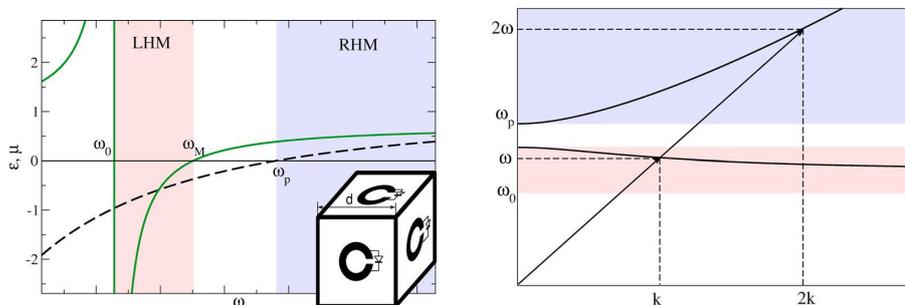


FIGURE 1.35 – Dépendances fréquentielles de la perméabilité (continu) et de la permittivité (tirets) permettant de distinguer deux bandes main gauche et main droite. Sur le diagramme de dispersion correspondant, un accord de phase $2k(\omega) = k(2\omega)$ permet de considérer une génération de seconde harmonique à partir d'un signal de pompe situé en bande main droite [55].

1.7 Conclusion et perspectives de ce travail

La possibilité théorique de matériaux avec des valeurs de permittivité et perméabilité effectives négatives a été introduite. Les approches de réalisation technologique de tels matériaux ont été présentées avec respectivement le réseau de boucles et de fils et l'approche de lignes de transmission C-L. Des méthodes de simulation de ces matériaux artificiels ont été proposées. Un état de l'art des réalisations et des applications potentielles sur l'ensemble du spectre électro-magnétique depuis les hyperfréquences jusqu'à l'optique a été dressé.

Les deux approches de réalisation technologique proposées seront étudiées dans les deux chapitres suivants avec deux dispositifs hyperfréquences : nous distinguerons une structure en espace libre constituée d'un réseau de fils et de résonateurs en anneaux fendus et une structure guidée de type C-L constituée d'une ligne CPS chargée par des éléments réactifs discrets. Dans les deux cas, des modèles numériques spécifiques faisant appel à des simulations par éléments finis (HFSS) ou de type circuit seront détaillés. Les bandes de fréquence main gauche centrées respectivement autour de 100 et 300 GHz nécessitent des méthodes de caractérisation qui seront aussi présentées : l'une fait appel à un banc de mesure vectoriel en espace libre ; l'autre fait appel à un dispositif de caractérisation électro-optique monté à l'IEMN par l'équipe de J. F. Lampin. Ce dispositif électro optique permet une caractérisation temporelle du circuit à l'échelle de la picoseconde. Dans les deux cas une signature main gauche sera mise en évidence dans les mesures effectuées.

Le quatrième chapitre de ce manuscrit introduira le composant Heterostructure Barrier Varactor en proposant deux couches épitaxiales sur substrat GaAs et InP. Ces couches épitaxiales à l'IEMN ont ensuite été processées pour obtenir deux circuits de caractérisation du composant :

- Un motif de caractérisation coaxial permet une caractérisation sous pointes dans le domaine fréquentiel. Une extraction de la caractéristique C-V du composant est alors effectuée pour les deux couches.
- Une diode de petite section a aussi été intégrée en parallèle d'une ligne de transmission CPS et sa réponse a été caractérisée à partir du banc de mesure utilisé dans le troisième chapitre. L'idée est ici de mesurer une signature temporelle du composant qui puisse être transposée dans le domaine fréquentiel afin de mettre en évidence une éventuelle limitation dans la réponse en fréquences du composant sur couche InP.

Nous introduirons enfin ce composant HBV comme élément non linéaire dans le schéma de ligne de transmission étudié et caractérisé dans le troisième chapitre. La cellule élémentaire non linéaire main gauche servira de modèle analytique à partir duquel nous mettrons en évidence analytiquement des phénomènes de génération d'harmoniques ou de génération et d'amplification paramétriques. Nous illustrerons finalement ces propriétés à l'aide d'un modèle numérique simulé par équilibrage harmonique ou dans le domaine temporel.

CHAPITRE 2

PROTOTYPE DE MÉTAMATÉRIAU EN ESPACE LIBRE À 100 GHz

La première structure proposée est constituée de motifs de réseaux de fils et d'anneaux résonants sur une surface de verre. L'empilement de ces surfaces permettra d'obtenir un milieu de propagation que l'on considèrera comme homogénéisable dans la direction du vecteur \mathbf{k} pour observer un comportement main gauche. La bande de fréquences autour de 100 GHz et les épaisseurs de substrats de verre de l'ordre de la centaine de microns imposeront une périodicité du même ordre de grandeur. La longueur d'onde guidée dans le verre est d'environ 1.25mm à 100GHz pour un indice $n_{\text{verre}} = 2.4$ qui sera retrouvé expérimentalement. Celle-ci permet d'approximer un régime de métamatériau pour une périodicité du motif qui sera alors de l'ordre du quart de millimètre correspondant à $\frac{\lambda_g}{5}$. La synthèse des milieux à ϵ et μ négatifs est étudiée séparément pour aboutir à celle du milieu à indice négatif en mettant en évidence l'influence d'un milieu sur l'autre. Les notations introduites dans le premier chapitre seront utilisées pour désigner les différentes fréquences caractéristiques du milieu afin de faciliter la compréhension du positionnement des bandes de fréquences mises en jeu. La caractérisation expérimentale du dispositif permettra de compléter la caractérisation en amplitude qui avait été effectuée par l'université de Bilkent à partir de l'information de phase d'un analyseur de réseau vectoriel.

2.1 Modélisation d'un prototype en espace libre

2.1.1 Réseau de fils

La synthèse d'un milieu à ϵ négatif est étudiée dans un premier temps à partir de la dilution du métal en vue de l'abaissement de la fréquence plasma introduite dans le premier chapitre. En considérant comme première approche une maille cubique de $263 \mu\text{m}$ de côté, les dimensions des fils sont résumées dans la figure 2.1. Les conditions aux limites définies sous HFSS imposent un champ \mathbf{E} parallèle aux fils et un champ \mathbf{H} perpendiculaire au plan des anneaux qui sera parallèle au plan des fils lors du montage du prototype. Elles définissent aussi des plans de symétrie qui permettent de considérer une structure quasi infinie dans les directions transverses à la direction de propagation. Dans la pratique, les couches de fils et d'anneaux seront superposées les unes aux autres et des couches d'air peuvent s'intercaler. Ces dernières sont négligées ici en simulation en noyant les métallisations dans un milieu de quartz homogène.

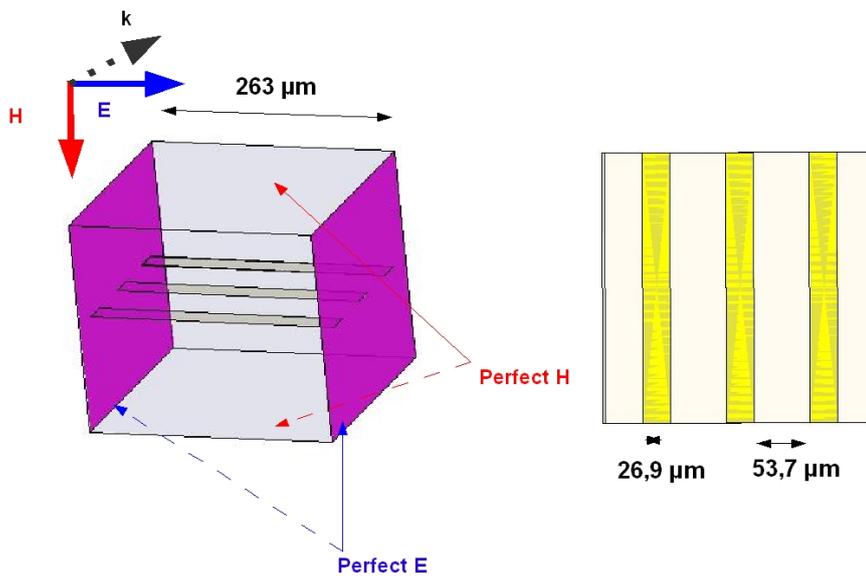


FIGURE 2.1 – Dimensions élémentaires des fils (à droite) et conditions aux limites du domaine de simulation (à gauche). Les parties surlignées correspondent à des murs électriques et les tirets fins indiquent des surfaces en arrière plan.

Afin d'illustrer la dépendance de la fréquence plasma au taux de remplissage, les prédictions de f_{P_1} sont comparées aux simulations HFSS de la maille cubique pour 1, 2 et 3 fils répartis sur un même plan et périodiquement dans la cellule. Les paramètres S obtenus par simulation du modèle HFSS de la cellule sont alors comparés dans la figure 2.2. Un comportement passe haut du réseau de fils est retrouvé avec une anti résonance du paramètre S_{11} qui correspond à la fréquence plasma.

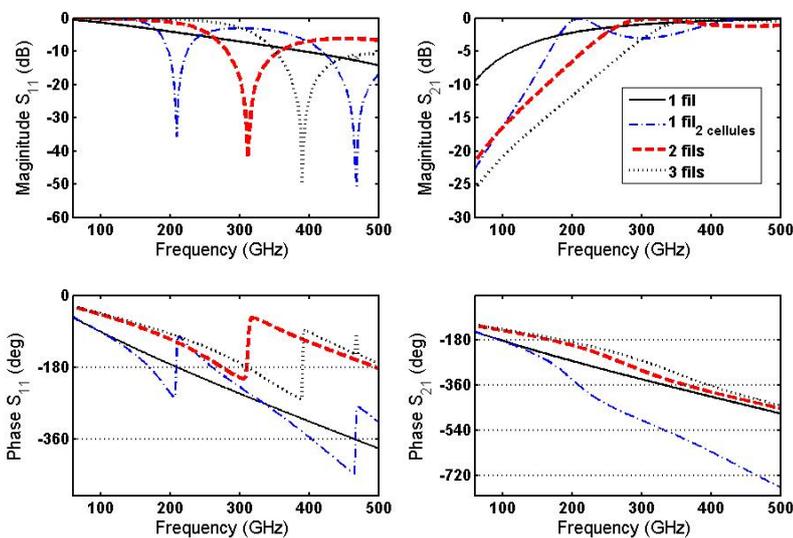


FIGURE 2.2 – Paramètres S du réseau de fils pour une maille cubique et un nombre variable de fils et de cellules élémentaires dans la direction de propagation.

La figure 2.3 compare les valeurs de fréquence plasma simulées sous HFSS avec celles fournies par le modèle de Pendry : les valeurs simulées sont systématiquement sous estimées. La description des phénomènes de couplage inter cellule peut se résoudre en augmentant ainsi le nombre de cellules dans la direction de propagation à nombre de fils constant jusqu'à convergence de la valeur de fréquence plasma ou des pertes []. La sous estimation de ω_{P_1} pour une seule cellule élémentaire peut cependant être suffisante en première approximation du fait de la simple nécessité de s'assurer d'un ϵ négatif *en dessous* de ω_{P_1} . En multipliant le nombre de fils par M dans une cellule de période a constante, la masse effective m_{eff} de l'électron est supposée rester constante dans l'expression 1.16 puisque le rayon des fils reste inchangé, mais la densité effective d'électrons est multipliée par M. Dans cette hypothèse, la fréquence plasma est augmentée d'un facteur \sqrt{M} comme on peut le vérifier dans les deux tendances de la figure 2.3 [].

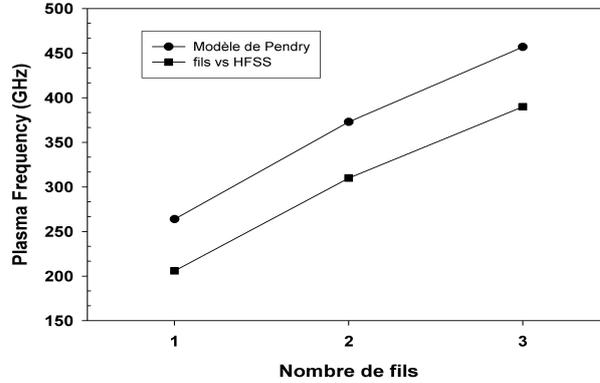


FIGURE 2.3 – Evolution de la fréquence plasma en fonction du nombre de fils pour différents modèles de la maille élémentaire.

La réalisation technologique du prototype prévoit de déposer les motifs métalliques sur des substrats de verre de $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur. L'empilement des substrats alternant une couche d'anneaux entre deux couches de fils, la maille élémentaire du réseau à ϵ négatif comprend donc deux rangées de fils séparées par une épaisseur de quartz de $300 \mu\text{m}$. Le cube de la figure 2.1 devient alors un volume de $263 \times 263 \times 450 \mu\text{m}^3$ représenté dans la figure 2.4. Les mêmes simulations avec un nombre de fils variable sont aussi effectuées pour ce schéma de cellule élémentaire avec les mêmes conditions aux limites et respectivement 2, 4 et 6 fils pour la figure 2.5.

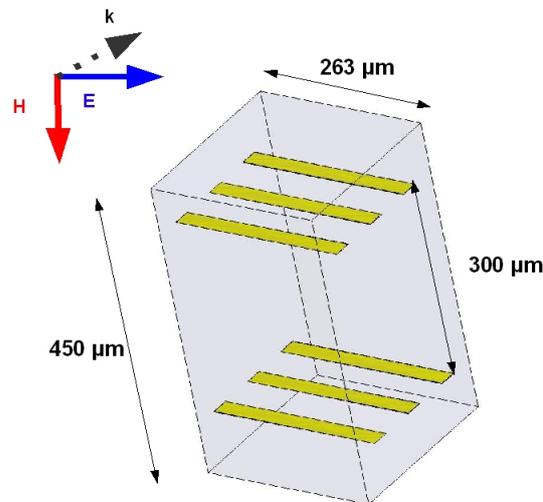


FIGURE 2.4 – Dimensions élémentaires du réseau de fils considéré pour le prototype

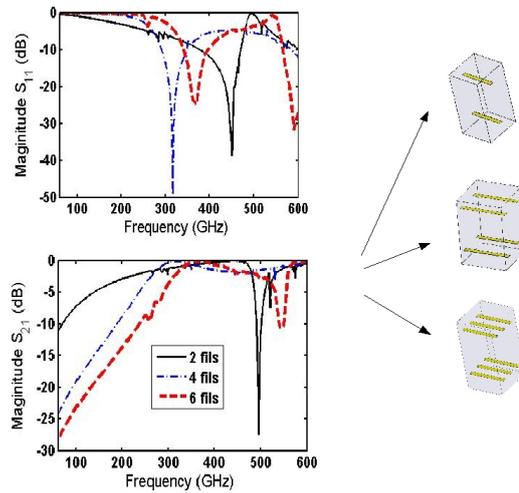


FIGURE 2.5 – Paramètres S du réseau de fils pour un nombre de fils pair variable.

La réponse en fréquence de type passe haut avec une fréquence de plasma f_{P_1} à 360 GHz du motif à 6 fils est retenue. L'ajout de cellules dans la direction de propagation implique des oscillations dans la réponse fréquentielle de part et d'autre de f_{P_1} avec une résonance plus pointue. Les $N+1$ anti-résonances du paramètre S_{11} observées dans la réponse fréquentielle correspondent aux N résonateurs introduits dans la direction de propagation.

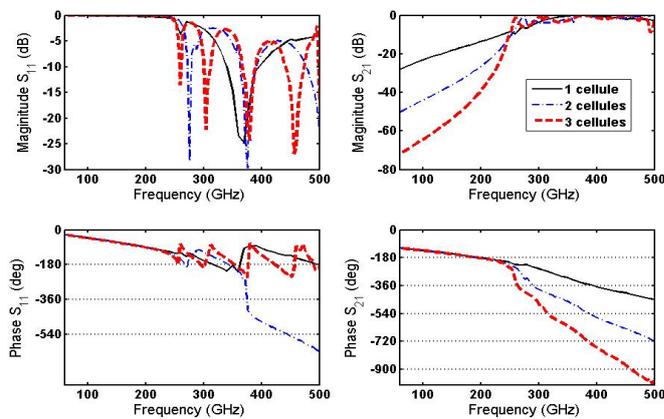


FIGURE 2.6 – Paramètres S du réseau de 6 fils pour un nombre de cellules différent dans la direction de propagation.

Une extraction sur les paramètres S de la cellule élémentaire permet effectivement de faire correspondre le ϵ_{eff} simulé à celui estimé par l'expression $\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{P1}^2}{\omega^2}$ pour une fréquence plasma de 360 GHz. La permittivité est négative en dessous de la fréquence plasma et s'annule à f_{P1} . L'absence d'activité magnétique du réseau de fils se justifie par une valeur de perméabilité constante égale à 2. Cette dernière se traduit normalement par une valeur de μ_{eff} égale à 1, mais l'extraction du $\mu_{eff} = n z$ se fait à partir d'une impédance réduite $z = \frac{Z}{Z_0}$ où $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$. La matrice de paramètres S issue de la simulation HFSS est normalisée par rapport à l'impédance caractéristique du matériau dans le plan du port d'excitation de la cellule de telle sorte que $z_{calcul} Z_{matériau} = z_{red} Z_0$. Un coefficient $\sqrt{\frac{\mu_{quartz}}{\epsilon_{quartz}}} = \sqrt{\frac{1}{3.78}} \sim 0.5$ s'applique alors au μ_{eff} et le coefficient inverse s'applique à la valeur de ϵ_{eff} de la figure 2.7 .

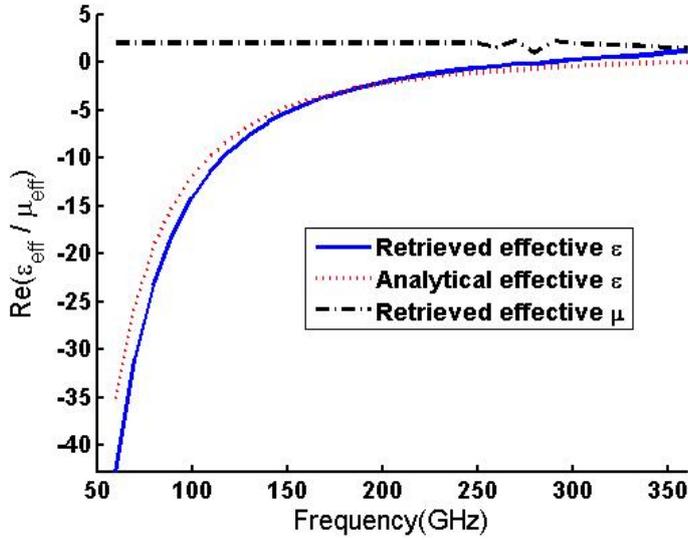


FIGURE 2.7 – Permittivité et perméabilité effectives extraites des paramètres S de la figure 2.6.

2.1.2 Réseau de Split Ring Resonators

Réponse de l'anneau sous excitation magnétique

L'anneau élémentaire est considéré avec les dimensions résumées dans la figure 2.8; les conditions aux limites utilisées imposent un champ \mathbf{H} perpendiculaire au plan des anneaux : l'excitation de l'anneau est alors magnétique avec un courant induit par ce champ \mathbf{H} . La fermeture des anneaux permet de nous assurer que l'absence de transmission entre 100 et 110 GHz dans la figure 2.9 est due à la boucle résonante. La bande de fréquences simulée entre 75 GHz et 110 GHz, correspondant à celle de l'analyseur réseau. Un saut de phase a lieu lors de l'antirésonance du paramètre S_{11} et au pic d'absorption pour le paramètre S_{21} . La simulation séparée des anneaux extérieurs et intérieurs (légendés respectivement Outer et Inner Ring) montre que la résonance observée est celle de l'anneau extérieur. Les couplages entre les deux anneaux n'interviennent en effet que peu sur la position du pic d'absorption. La résonance n'a en effet besoin que de l'effet inductif de l'anneau et de la fente capacitive pour piéger l'énergie dans le cas d'une excitation magnétique, mais nous montrerons que celui ci trouve son utilité dans le cas où l'on considère une excitation électrique du SRR.

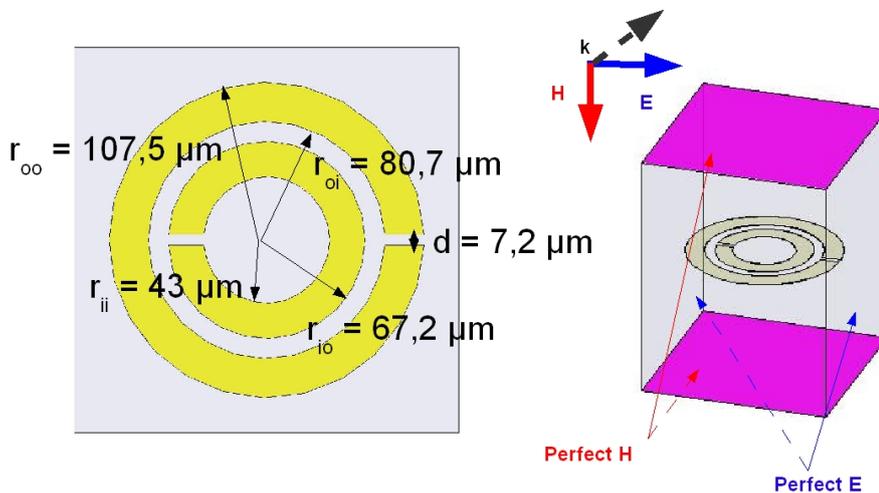


FIGURE 2.8 – Modèle de split ring resonator simulé sous HFSS et polarisation du champ pour une excitation magnétique de l'anneau. Les parties surlignées correspondent à des murs magnétiques et les tirets fins indiquent des surfaces en arrière plan.

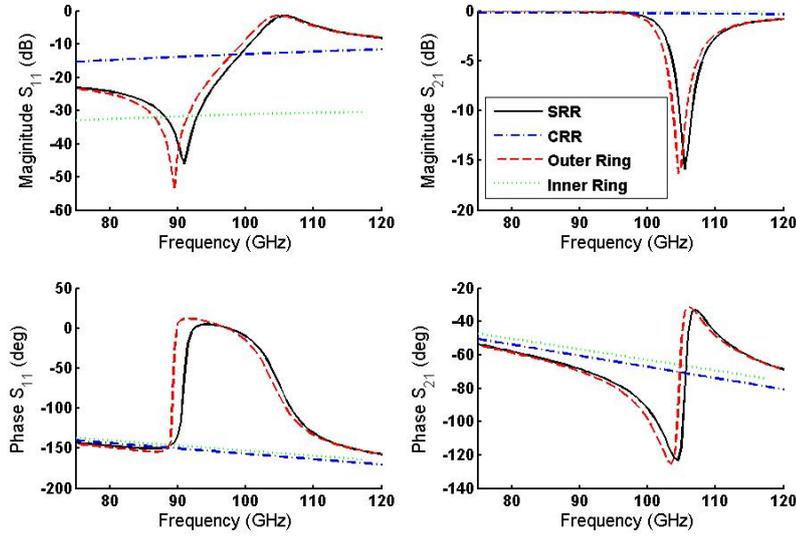


FIGURE 2.9 – Paramètres S du Split Ring Resonator pour une excitation magnétique correspondant au schéma de la figure 2.8.

Une extraction de perméabilité effective μ_{eff} est effectuée à partir des paramètres S de la figure 2.9 grâce à la technique introduite dans la partie 1.4.2 et correspond au modèle analytique introduit dans la relation 1.18. On retrouve une perméabilité effective négative correspondante au pic de réflexion précédent.

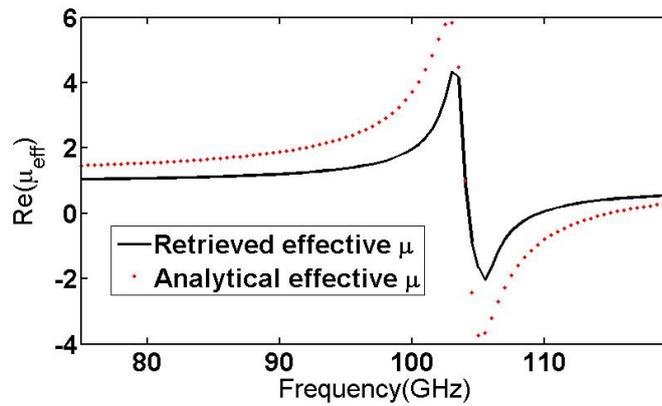


FIGURE 2.10 – Perméabilité effective extraite des paramètres S de la figure 2.9 et obtenue à partir du modèle analytique de 1.18 pour $\omega_{mp} = 104\text{GHz}$, $\omega_{mp} = 115\text{GHz}$ et $\gamma=15\text{GHz}$.

Réponse de l'anneau sous incidence normale

La résonance de l'anneau observée précédemment est due à la circulation de courant à l'intérieur de celui-ci, deux modes d'excitation sont possibles avec un champ \mathbf{H} perpendiculaire au plan de l'anneau et induisant un courant ou avec un champ \mathbf{E} à l'origine d'une différence de potentiel entre les branches de l'anneau qui provoquera un courant et une réponse magnétique. Afin d'illustrer cette activité magnétique provoquée par le champ \mathbf{E} , les mêmes calculs ont été effectués pour une incidence normale de l'onde avec un vecteur \mathbf{k} normal à la surface de l'anneau et un champ \mathbf{E} perpendiculaire aux fentes des anneaux comme l'imposent les conditions aux limites illustrées dans la figure 2.11. Le champ \mathbf{H} dans le plan de l'anneau ne peut jouer ici aucun rôle afin de pouvoir isoler la seule contribution électrique.

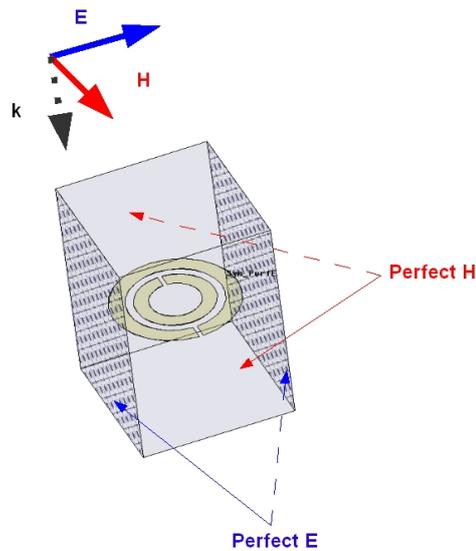


FIGURE 2.11 – Conditions aux limites appliquées à la cellule élémentaire pour une excitation électrique de l'anneau sous incidence normale.

Le même pic d'absorption légèrement décalé en fréquence est retrouvé dans la figure 2.12. La résonance est ici élargie et décalée plus haut en fréquence en absence de l'anneau intérieur. Celui-ci trouve alors son utilité en cas de dépolarisation de l'onde et permet de faire correspondre les résonances dues à l'excitation électrique et l'excitation magnétique.

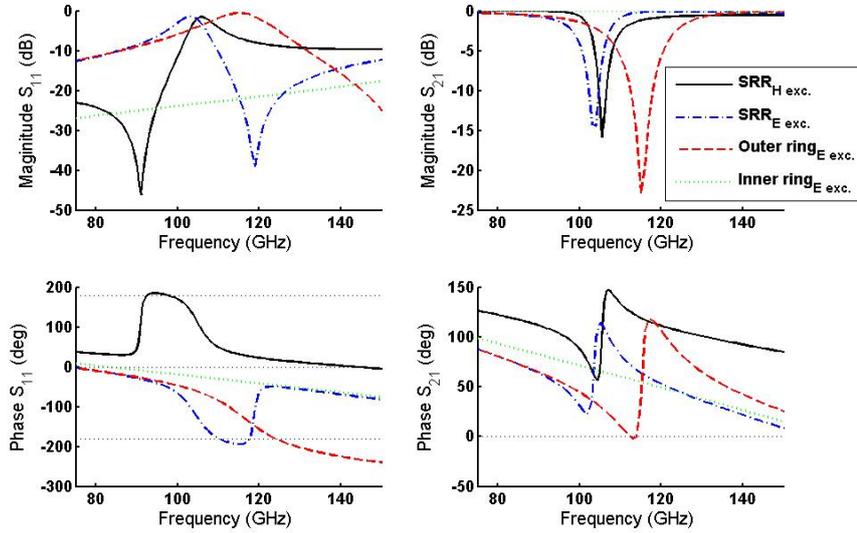


FIGURE 2.12 – Paramètres S du Split Ring Resonator pour une excitation magnétique et une excitation électrique.

2.1.3 Réseau doublement négatif

Anneaux et fils sont combinés pour permettre une bande de transmission pour laquelle ϵ et μ sont simultanément négatifs dans la bande de fréquence imposée par la résonance de la perméabilité. Une bande de transmission apparaît entre 105 et 110 GHz dans la figure 2.13 avec des antirésonances qui se multiplient lorsque le nombre de cellules dans la direction de propagation augmente. Un saut de phase en transmission est associé à chaque antirésonance. Les évolutions de phases doivent être renormalisées par le nombre de cellules pour pouvoir être comparées.

Le diagramme de dispersion de la figure 2.14 est extrait à partir des paramètres S d'une cellule dans la figure 2.13. Le pic de transmission est associé à une bande main gauche avec un coefficient d'évanescence minimal localement et une croissance linéaire de β correspondant à une vitesse de groupe constante. L'indice effectif et les paramètres ϵ_{eff} et μ_{eff} correspondants sont extraits dans les figures 2.15 et 2.16 [57]. La bande de transmission correspond à des permittivités et perméabilités simultanément négatives; les parties imaginaires restent de signes opposés sur l'ensemble de la bande où l'indice est non nul.

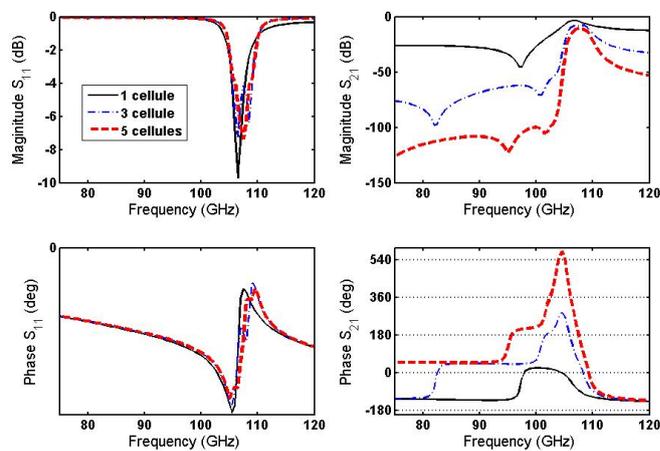


FIGURE 2.13 – Paramètres S du réseau de fil et de l'anneau combinés à nombre de cellules variable dans la direction de propagation.

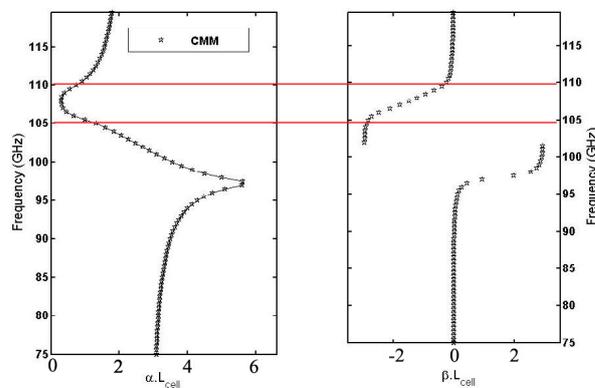


FIGURE 2.14 – Diagramme de dispersion extrait à partir des paramètres S pour une cellule de 2.13. Seule la branche du β à vitesse de groupe positive est tracée.

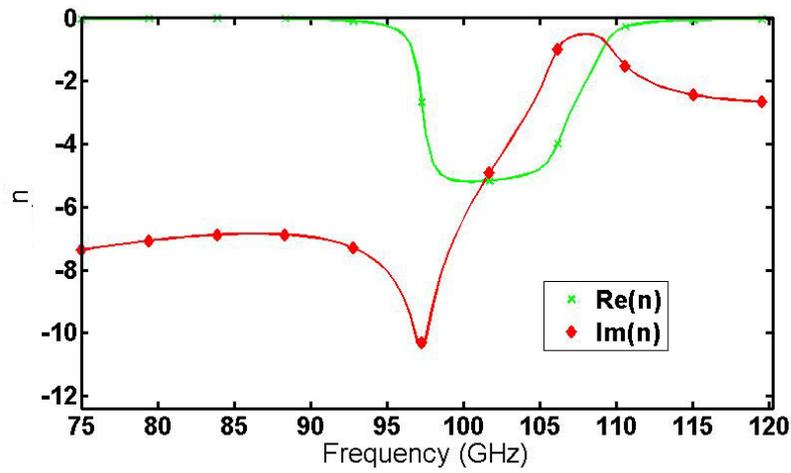


FIGURE 2.15 – Indice effectif complexe de la structure à partir du diagramme de dispersion de la figure 2.14.

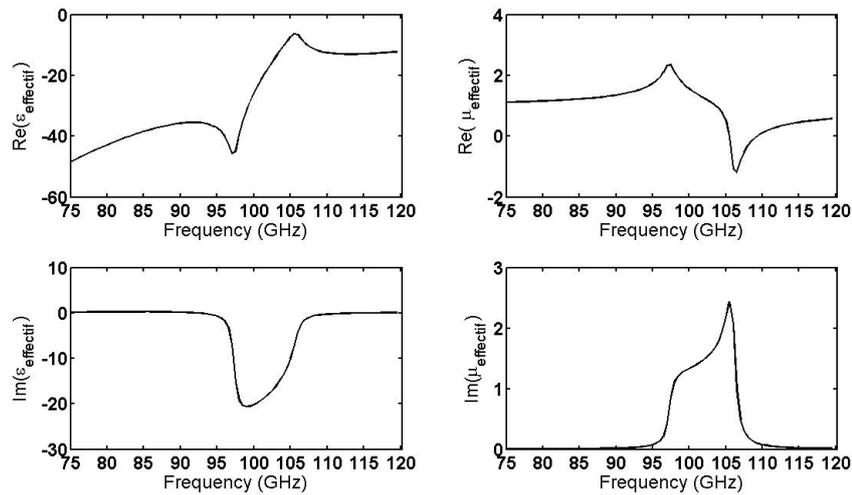


FIGURE 2.16 – Permittivité et perméabilité effectives extraites des paramètres S de la figure 2.13.

La fermeture de l'anneau montre que la bande de transmission disparaît dans la figure 2.17 et que le circuit a un comportement de type réseau de fils avec une réponse en fréquence translatée vers le bas et une fréquence plasma réduite à 210 GHz qui reste au dessus de la bande de fréquences correspondant à la résonance de l'anneau. Le design d'un réseau de fils doit donc prendre en compte la contribution future de l'anneau avec une marge de fréquences suffisante pour que l'abaissement de la fréquence plasma n'empêche pas la formation de la bande main gauche.

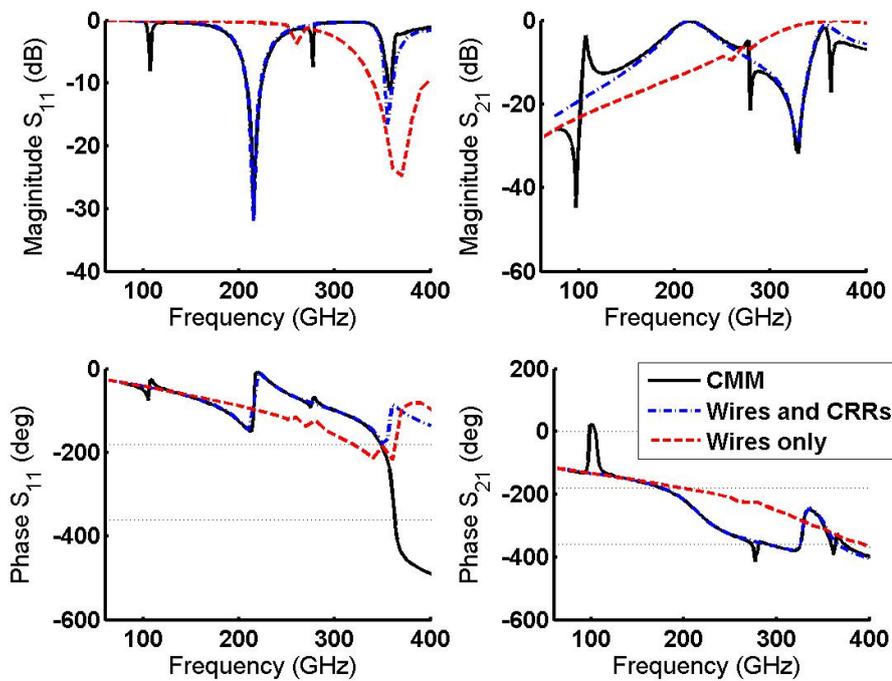


FIGURE 2.17 – Paramètres S d'une cellule du réseau de fil et de l'anneau combinés et influence de l'anneau sur le comportement fréquentiel du réseau de fils.

2.2 Caractérisation d'un réseau de fils et de SRRs en espace libre

2.2.1 Techniques de mesure en espace libre

Le prototype à caractériser a été réalisé à l'université de Bilkent en Turquie par l'équipe du professeur Ozbay. Il est constitué d'une succession de 100 lames de verre de 22 mm de côté et de 150 μm d'épaisseur avec un motif élémentaire de deux couches supportant les motifs de fils encadrant une couche sur laquelle est déposée le SRR. Les motifs métalliques ont été réalisés par photolithographie UV avec des épaisseurs de métallisation de 10 nm de titane pour 450 nm d'or. Si les motifs couvrent toute la hauteur du substrat sur 22 mm, une dizaine de motifs élémentaires sont placés dans le sens de propagation (soit 2,6 mm selon x) et des zones d'accès en quartz subsistent symétriquement de part et d'autre sur une longueur de 9,7 mm. Le montage du prototype impose une excitation avec un champ \mathbf{E} (selon y dans la figure) parallèle au réseau de fils et un champ \mathbf{H} perpendiculaire au plan des anneaux (selon z dans la figure) pour une excitation magnétique du résonateur. L'excitation du prototype est donc rasante et une excitation électrique de l'anneau n'est pas envisageable puisque la fente des anneaux est suivant la direction des fils. Les dimensions des fils et des anneaux sont celles des modèles simulés et détaillés dans les figures 2.4 et 2.8.

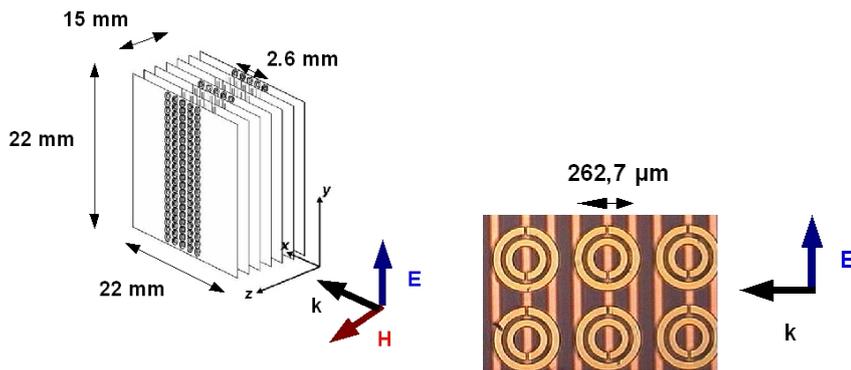


FIGURE 2.18 – Prototype de l'université de Bilkent - Turquie. La photographie du prototype (à droite) permet de voir par transparence les couches de fils.

Une première caractérisation du prototype effectuée par l'université de Bilkent a permis de mettre en évidence son caractère gaucher à partir de la superposition des bandes interdites obtenues en régime de fils ou d'anneaux seuls qui deviennent bande de transmission lorsque les deux sont combinés [58]. Un niveau de puissance est mesuré en transmission avec un multiplicateur utilisé en entrée. Dans cette configuration, une bande gauchère peut être démontrée avec la nécessité d'une permittivité et d'une perméabilité simultanément négatives en dessous de la fréquence plasma du réseau de fils ; mais l'information de phase est perdue et, avec elle, la possibilité d'une extraction d'indice.

Deux campagnes de mesure ont donc été envisagées en espace libre afin d'observer ce caractère gaucher à partir de la phase accessible depuis un analyseur de réseau vectoriel. Une telle mesure de phase impose alors un certain nombre de précautions [59] :

- Une isolation du prototype dans un milieu anéchoïque afin de prévenir toute réflexion possible,
- Une focalisation du plan d'onde sur le prototype afin de limiter les effets de diffraction en faisant en sorte que les dimensions transverses de l'échantillon soient au moins 3 fois supérieures à l'ouverture du champ \mathbf{E} dans le plan focal,
- La limitation des effets de cavités qui peuvent prendre place dans le montage expérimental avec des désadaptations d'impédances (entre le prototype et les cornets ou entre les cornets eux mêmes). Une solution de fenêtrage temporel peut être envisagée en fenêtrant dans le temps la transformée de Fourier inverse ($S_{11}(t), S_{21}(t)$) du signal mesuré ($S_{11}(f), S_{21}(f)$) dans le domaine fréquentiel. Une nouvelle transformée de Fourier de ce signal fenêtré permettrait alors de se ramener au signal utile.

Les deux dispositifs de mesure utilisés sont montrés dans la figure 2.19 :

- Le premier dispositif expérimental envisagé à Lille isole le prototype dans l'ouverture d'un baffle anéchoïque constitué d'une structure en bois couverte d'absorbant. Des cornets bande V non lentillés sont utilisés avec des transitions vers l'entrée WR10 d'un analyseur de réseau HP 75-110 GHz (W85104A). Une calibration TRL est faite sans les cornets à la sortie des transitions dans lesquels sont définis les plans de référence de la mesure.
- Un second dispositif a été utilisé à l'Observatoire de Paris en faisant appel à un AB millimètre qui ne permet qu'une mesure en transmission. Une source émettant de 8 à 18 GHz est connectée à un mélangeur harmonique filtré à l'harmonique désirée et relié au cornet conique d'émission. L'onde transmise est mélangée à son tour avec un signal légèrement décalé en fréquence (avec un Δf qui est de l'ordre de quelques dizaines de MegaHertz) et asservi en phase par rapport à la source. Amplitude et phase sont alors mesurées sur une fréquence intermédiaire. Des cornets corrugués et lentillés sont utilisés afin de focaliser le plan d'onde sur l'échantillon avec un waist d'environ 2cm [60].

Dans les deux cas, les mesures effectuées montreront que des effets de cavité parasitent le signal utile.

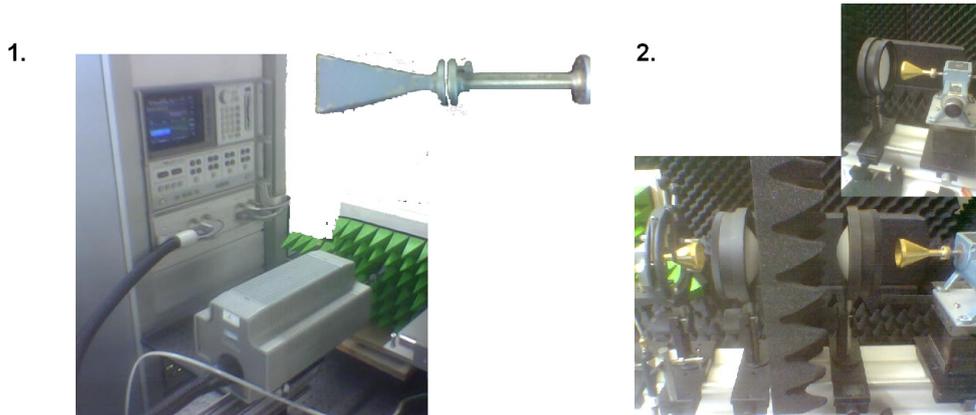


FIGURE 2.19 – Banc de caractérisation du prototype en espace libre :
 1. IEMN - Lille : Le cornet utilisé avec sa transition est en insert du dispositif
 2. Observatoire - Paris : Le cornet lentillé utilisé est en inset du dispositif

2.2.2 Mise en évidence du caractère main gauche

Mesures en transmission

Les mesures de l'université de Bilkent ont été effectuées en transmission pour différentes configurations du prototype dans la figure 2.20. Un niveau oscillant autour de 0 dB est obtenu pour un milieu d'anneaux fermés entourés de deux lamelles de verre (1 CRR + 2 glass). En absence d'activité magnétique des anneaux, le milieu est passif et transparent. Ces mesures seraient donc calibrées en compensant les pertes dues à la traversée du milieu de verre seul qui ont été estimées entre 25 et 30dB dans des mesures effectuées à l'IEMN présentées dans la figure 2.25. Dans le cas où l'on ne considère que le réseau de fils (2 wires + 1 glass), une réponse de type passe-haut est mesurée avec une fréquence plasma se situant au dessus de la dynamique fréquentielle du dispositif de mesure. Un plancher de bruit oscille autour de -45dB. Pour le réseau de Split Rings Resonators (1 SRR + 2 glass), un pic d'absorption est mesuré à -30 dB à 102 GHz pour une résonance typiquement comprise entre 95 et 108 GHz. Lorsque les anneaux sont fermés, le pic disparaît et les anneaux sont transparents sur l'ensemble de la fenêtre fréquentielle.

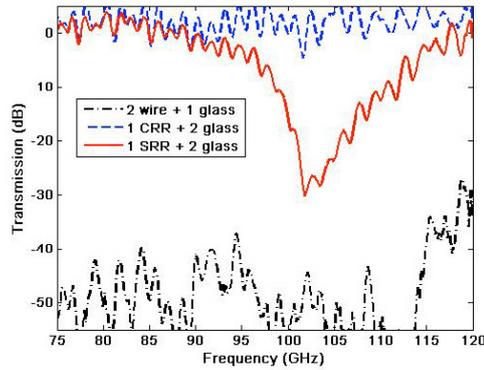


FIGURE 2.20 – Mesures en transmission sous incidence rasante pour différents éléments constitutifs du prototype. Un comportement passe haut du réseau de fil seul se devine avec une fréquence plasma au delà de la dynamique de mesure. Le caractère coupe bande dû à la résonance magnétique des anneaux (SRRs) est vérifié entre 95 et 108 GHz et disparaît lors de la fermeture des anneaux (CRRs) [58].

La mesure en transmission du prototype combinant fils et anneaux (1 SRR + 2 wires) fait correspondre le pic d'absorption de l'anneau seul (1 SRR + 2 Glass) avec une bande de transmission située entre 95 GHz et 107 GHz avec un maximum de -25 dB à 101 GHz (soit 20 dB au dessus du niveau de bruit mesurable) dans la figure 2.21. Cette bande de transmission disparaît lors de la fermeture des anneaux et les deux prototypes SRRs et CRRs adoptent un comportement passe-haut de type plasma au dessus de 105GHz.

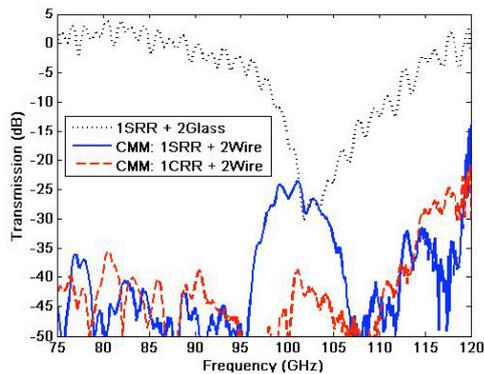


FIGURE 2.21 – Mesures en transmission du prototype de la figure 2.18 sous incidence rasante. La bande de transmission qui correspond au pic d'absorption du réseau d'anneaux correspond nécessairement à une bande gaucheère [58].

La démonstration du caractère gaucher de la bande de « *transmission* » mesurée réside alors dans la nécessité théorique de considérer une perméabilité effective négative en dessous de la fréquence plasma du prototype : la fermeture des anneaux montre en effet que l'activité magnétique des anneaux équivalente à $\mu_{eff} < 0$ est nécessaire à la formation d'une bande de transmission dans un milieu de réseau de fils équivalent à $\epsilon_{eff} < 0$. La bande main gauche correspond en effet à la fenêtre d'absorption mesurée dans la figure 2.20 et rappelée en pointillés ; le milieu y est doublement négatif et donc gaucher. Des mesures vectorielles sur le même prototype ont cependant été entreprises à Lille pour compléter ces caractéristiques scalaires par une information de phase.

Méthode vectorielle

Résultats expérimentaux

Les mesures en amplitude et en phase effectuées à Lille et à Paris sur le même prototype (CMM) sont comparées dans la figure 2.22. Pour les mesures effectuées à Lille, la bande de transmission est retrouvée entre 97 et 105 GHz avec un niveau de transmission entre -65 et -60dB pour un plancher de bruit se situant autour de -70dB. Les mesures effectuées à l'Observatoire ne sont pas interprétables entre 80 et 90 GHz et 110 et 120 GHz avec des pics de transmission à 0 dB du fait d'erreurs de calibrations dues à l'utilisation de l'ABmm. Un niveau de -20dB est retrouvé pour des lamelles de verre sans motifs métalliques et s'abaisse d'une dizaine de décibels lors de l'insertion du prototype avec création des mêmes oscillations que celles mesurées à Lille. La bande de transmission aperçue dans les mesures lilloises n'est plus visible ici dans la réponse du prototype. Dans les deux mesures effectuées, un changement de pente dans la phase déroulée de la transmission apparaît ; mais, dans le cas des mesures effectuées à l'Observatoire, il demeure délicat de l'attribuer à une bande main gauche si aucun rapport signal sur bruit ne peut être ici déterminé. La différence de niveau constatée avec les mesures de Bilkent peut s'expliquer par la différence de calibration puisque nous mesurerons des niveaux de transmission de -15 et -30 dB pour respectivement la boîte de mica seule et les lamelles de verre seules ; le milieu constitué de lamelles de verre et d'anneaux fermés a un niveau de transmission oscillant autour de 0 dB dans les mesures de la figure 2.21. On retrouve alors un écart d'une trentaine de décibels qui explique les différences de niveaux de transmission constatés dans la bande main gauche.

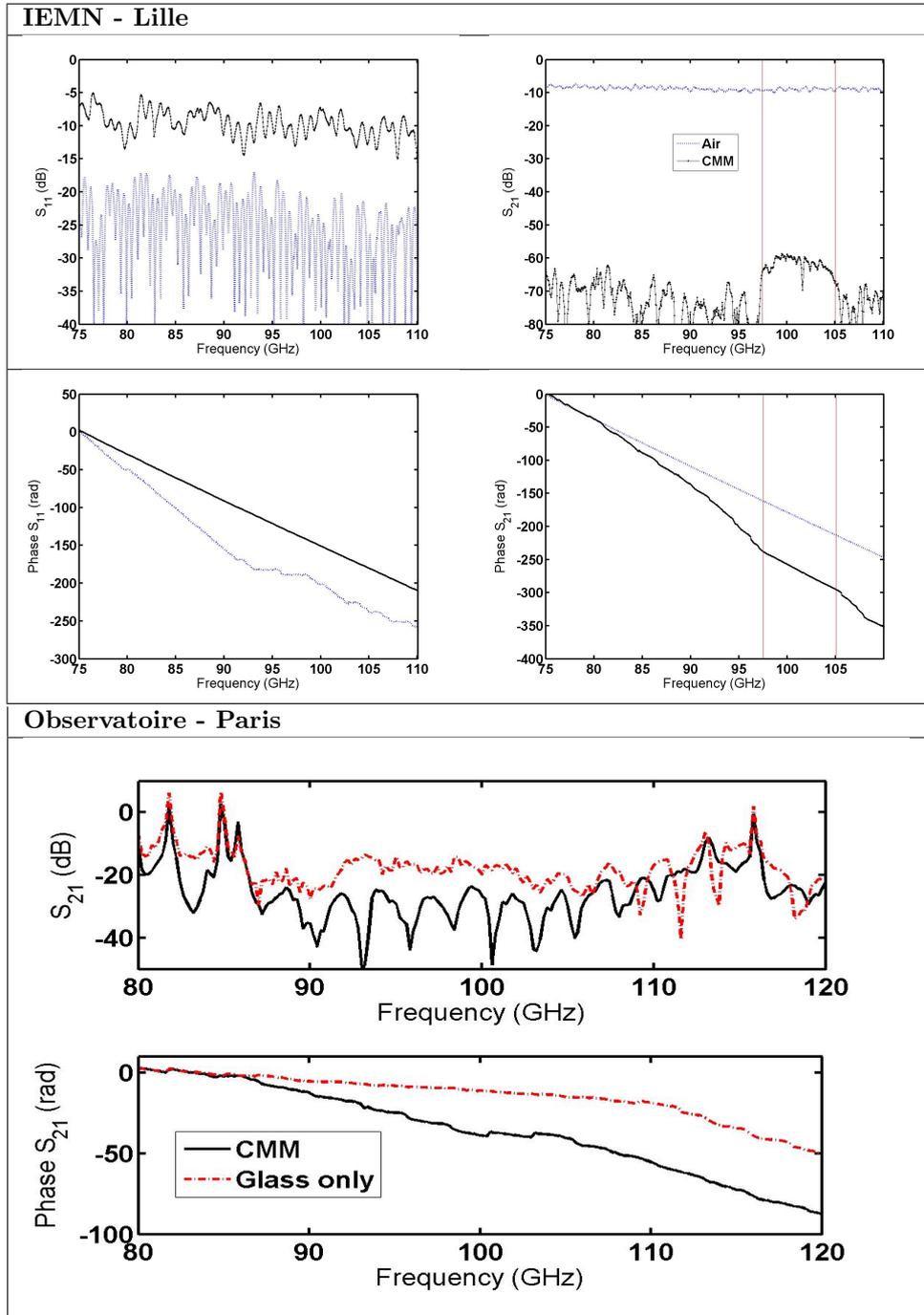


FIGURE 2.22 – Paramètres S mesurés en amplitude et en phase pour différents prototypes avec les deux bancs de caractérisation de la figure 2.19.

Dans l'ensemble des mesures effectuées, des oscillations parasites sont observées. En se référant au schéma de la figure 2.18, la zone d'accès en verre de 9.7 mm de longueur, à laquelle on peut ajouter une épaisseur estimée à 1mm de la boîte de mica contenant l'ensemble des substrats, peut être considérée comme une cavité entre l'air de l'espace libre et le prototype. Sachant qu'un maximum local de l'oscillation parasite est séparé d'un autre par $\Delta f = \frac{c}{2nd}$ pour permettre des réflexions constructives aux interfaces, on retrouve $\Delta f \sim 6GHz$. D'autres oscillations plus rapides se superposent à la réponse du prototype, comme on peut le constater dans le S_{11} mesuré à l'IEMN : celles-ci sont dues aux zones d'accès en air au prototype ou à des erreurs de calibration du dispositif de mesure . Les oscillations parasites observées posent alors le problème de l'adaptation d'impédance de la structure gauche à son environnement. L'information de phase ici obtenue peut être alors parasitée par cette désadaptation. Nous nous placerons cependant dans l'hypothèse d'une phase non parasitée du signal transmis par le prototype gauche.

Extraction d'indice effectif

Pour un empilement de matériaux d'indices n_i et d'épaisseurs L_i , le déphasage subi par une onde transmise à travers ces milieux est de :

$$\varphi = - \sum_{milieux} \frac{2 \pi L_i}{\lambda_{g_i}} = - \sum_{milieux} \frac{\omega_0 n_i L_i}{c_0} \quad (2.1)$$

Si l'on considère alors les deux trajets suivis par l'onde en transmission respectivement dans l'air ou avec un échantillon de verre et avec le prototype, comme illustré dans la figure 2.23, la phase mesurée peut être exprimée à partir des équations 2.2 à 2.4. En rappelant que dans le cas du dispositif lillois la calibration du banc de mesure est faite dans les plans correspondants à l'entrée des transitions, un déphasage noté $\epsilon(f)$ doit être pris en compte dans chacune des expressions de la phase. Cette contribution, comme celle des zones d'accès dans l'air, est amenée à s'annuler dans le cas d'une mesure différentielle.

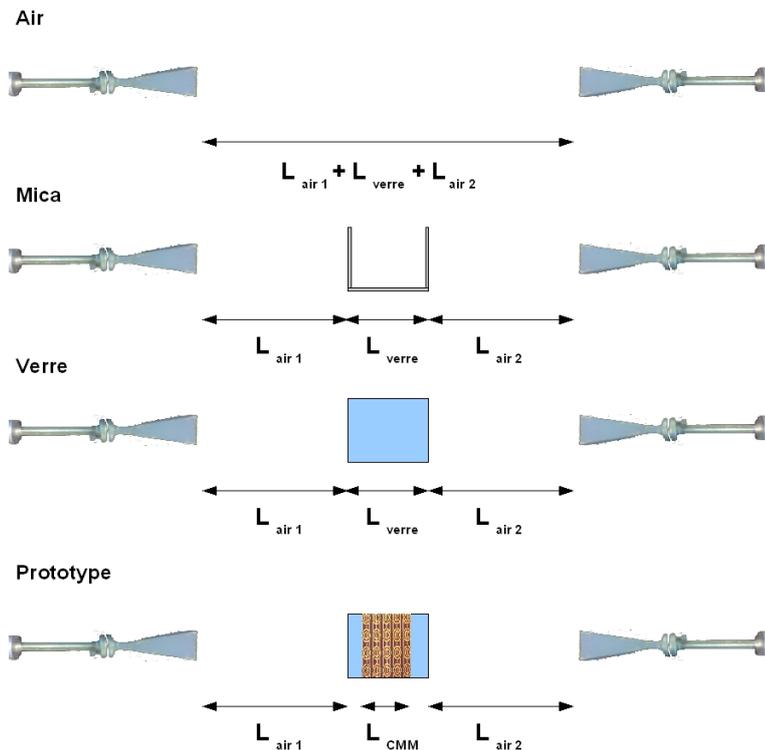


FIGURE 2.23 – Parcours du signal transmis pour les différentes configurations mesurées.

$$\varphi_{air} = -\frac{\omega}{c} (n_{air} (L_{air_1} + L_{verre} + L_{air_2})) + \epsilon(f) \quad (2.2)$$

$$\varphi_{verre} = -\frac{\omega}{c} (n_{verre} L_{verre} + n_{air} (L_{air_1} + L_{air_2})) + \epsilon(f) \quad (2.3)$$

$$\varphi_{Prototype} = -\frac{\omega}{c} (n_{CMM} L_{CMM} + n_{verre} (L_{verre_1} + L_{verre_2}) + n_{air} (L_{air_1} + L_{air_2})) + \epsilon(f) \quad (2.4)$$

où L_{verre_1} et L_{verre_2} sont les longueurs des zones d'accès en verre au métamatériau

Les lamelles qui constituent le prototype sont regroupées dans une boîte de mica de 1mm d'épaisseur qui ajoutent deux épaisseurs, et donc deux contributions de phase φ_{mica} , à l'entrée et à la sortie du dispositif :

$$\varphi_{mica} = -\frac{\omega}{c} n_{mica} L_{mica} \quad (2.5)$$

Lors du processus de mesure, la phase du signal transmis est évaluée modulo 2π . Il existe donc une fonction en escalier $k(f)$ strictement décroissante qui s'applique à la phase du signal mesuré et qui se décrémente chaque fois qu'un tour du plan de phase est effectué entre les deux antennes lors de la montée en fréquence (la forme de l'escalier dépend alors des longueurs d'onde guidée pour chaque contribution). Le déroulement de la phase permet de compenser ces marches, mais il demeure alors une incertitude sur la valeur initiale de $k(f_{ref})$ ou, de façon similaire, sur le nombre de fois que l'onde transmise fait le tour du plan de phase pour la première fréquence mesurée f_{ref} . Cette « *condition initiale* » devra être prise en compte pour une extraction d'indice valable à partir des mesures de phase ; celle-ci devra notamment être cohérente avec le nombre de fois où l'onde peut faire le tour du plan de phase dans le milieu caractérisé à la fréquence de référence f_{ref} .

Les indices de la boîte de mica et du verre seuls sont retrouvés dans un premier temps grâce aux différences de phase ($\varphi_{mica} - \varphi_{air}$) et ($\varphi_{verre} - \varphi_{air}$) exprimées dans 2.6 et 2.8. En déroulant la phase mesurée et en dérivant cette expression par rapport à la fréquence, nous nous affranchissons de la fonction $k(f)$. La pente de la droite tracée dans les figures 2.24 et 2.25 nous permet d'extraire une valeur d'indice du mica de 2 du verre de 2,4 en supposant celles-ci indépendantes de la fréquence. Ces valeurs peuvent être comparées à celles obtenues dans [61]. L'indice du substrat obtenu est supérieur à celui qui avait été considéré dans les modèles de simulation de la partie précédente qui considéraient du quartz avec $\epsilon_r = 3.78$. La bande de fréquence main gauche a ainsi été placée plus haut en fréquence dans les résultats obtenus pour les modèles numériques.

$$\begin{aligned}\Delta\varphi_{mica} &= (\varphi_{mica} - \varphi_{air})_{measured}(f) \\ &= -\frac{2\pi f}{c}(n_{mica} - n_{air})L_{mica} + 2k_{verre/air}(f)\pi\end{aligned}\quad (2.6)$$

d'où

$$n_{mica} = \frac{1}{L_{mica}} \left(\frac{-c}{2\pi} \left(\frac{\partial\Delta\varphi_{mica}}{\partial f} \right) + n_{air} \right) \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned}\Delta\varphi_{verre} &= (\varphi_{verre} - \varphi_{air})_{measured}(f) \\ &= -\frac{2\pi f}{c}(n_{verre}L_{verre} + n_{mica}L_{mica} - n_{air}(L_{verre} + L_{mica})) + 2k_{verre/air}(f)\pi\end{aligned}\quad (2.8)$$

d'où

$$n_{verre} = \frac{1}{L_{verre}} \left(\frac{-c}{2\pi} \left(\frac{\partial\Delta\varphi_{verre}}{\partial f} \right) - n_{mica}L_{mica} + n_{air}(L_{verre} + L_{mica}) \right) \quad (2.9)$$

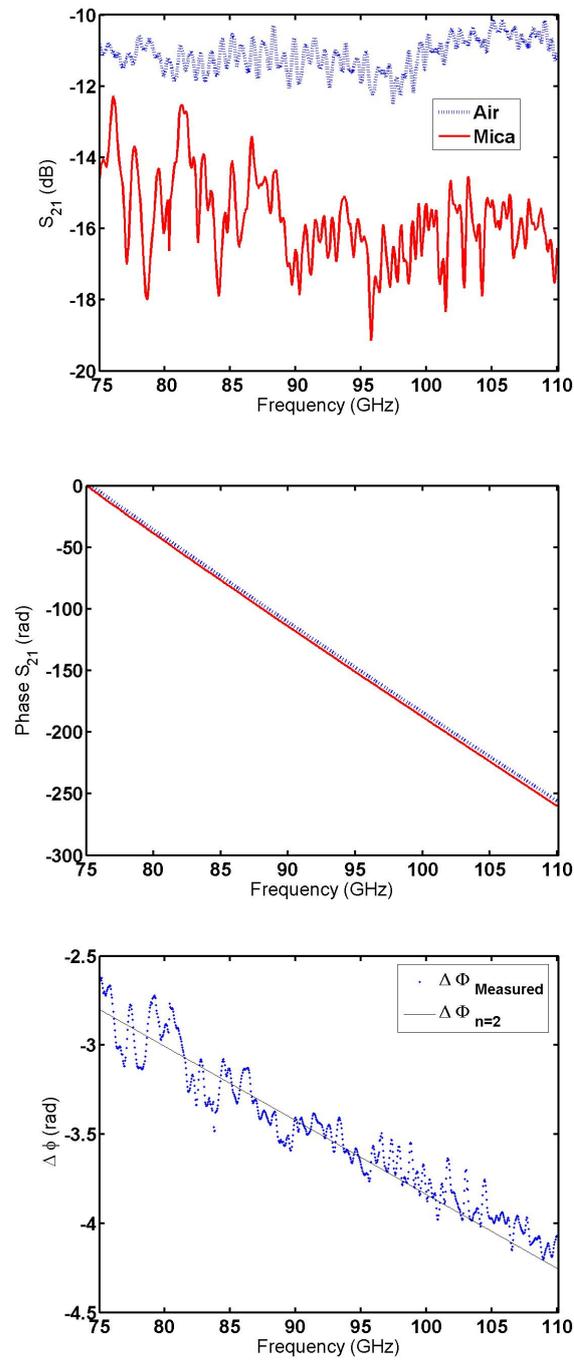


FIGURE 2.24 – Différences de phases mesurées et indice extrait pour la boîte de mica : La mesure en amplitude montre que 5 dB sont perdus lors de la traversée de la boîte. La mesure de phase déroulée correspond à un indice du mica de 2.

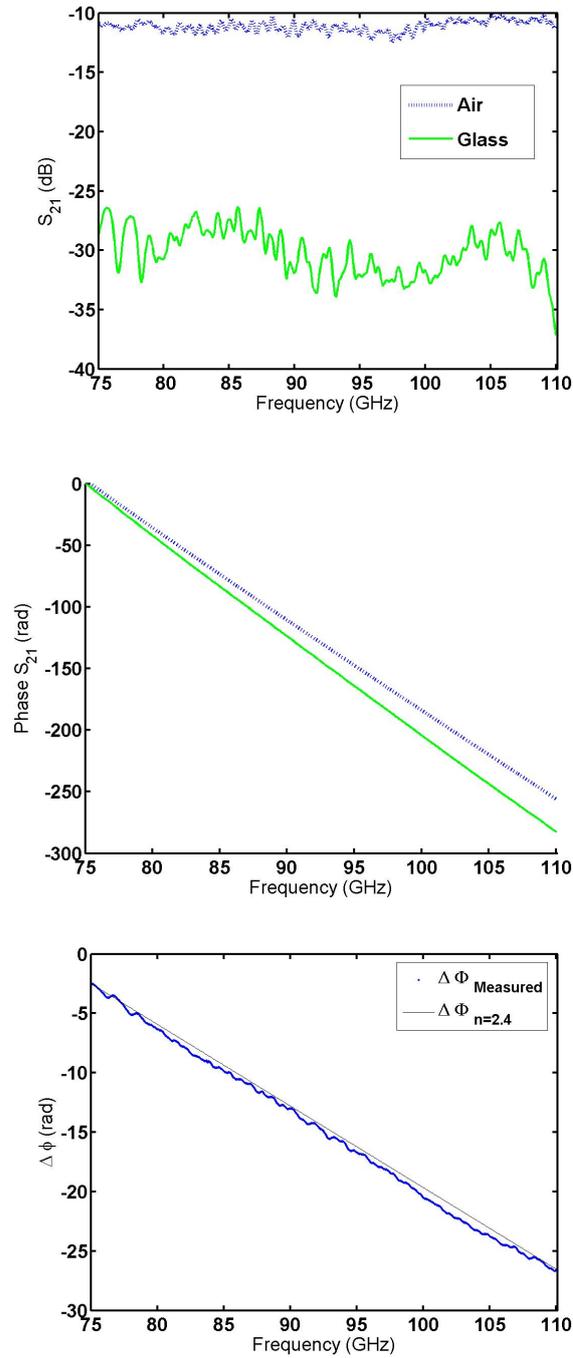


FIGURE 2.25 – Différences de phases mesurées et indice extrait pour le substrat de verre : La mesure en amplitude montre que 20 dB sont perdus lors de la traversée du seul milieu de verre. La mesure de phase déroulée correspond à un indice du verre de 2.4.

Dans le cas du prototype gaucher, la dépendance fréquentielle de l'indice n_{CMM} ne nous permet pas de nous affranchir de la valeur de k par dérivation de la différence de phase. Les valeurs d'indices extraites sont donc obtenues à partir d'itérations effectuées sur la phase φ_{CMM} apportée par le métamatériau qui est distinguée de la différence de phase mesurée pour le prototype $(\Delta\varphi)_{prototype}$ dans les relations 2.10 et 2.11 : les contributions de l'air, du verre et de la boîte de mica sont compensées analytiquement pour remonter à la phase du métamatériau.

$$(\Delta\varphi)_{prototype} = (\varphi_{CMM} + \varphi_{access\ verre} + \varphi_{mica} - \varphi_{air})_{measured}(f) \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \varphi_{CMM\ measured} &= -n_{CMM}(f) \frac{\omega}{c} L_{CMM} \\ &= (\Delta\varphi)_{prototype} + \varphi_{air} - \varphi_{access\ verre} - \varphi_{mica} + 2.k_{Prototype/air}(f).\pi, \\ &\quad k_{Prototype/air} \in \mathbb{N} \end{aligned} \quad (2.11)$$

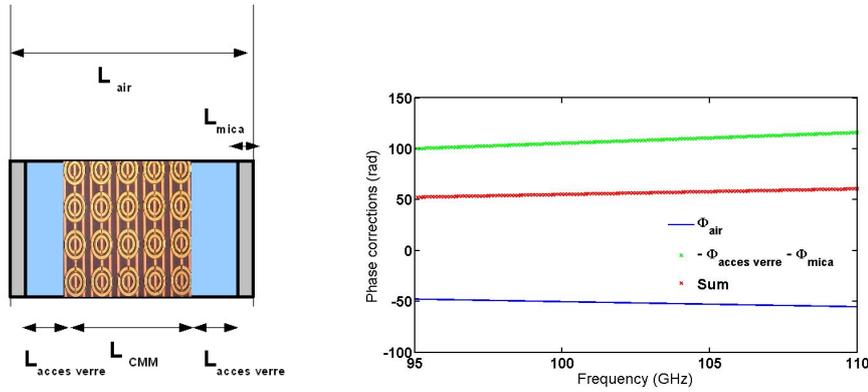


FIGURE 2.26 – Contributions à la correction de phase appliquée à la différence de phase mesurée pour le métamatériau : la contribution du verre inclut celle du mica et correspond aux deux zones d'accès au métamatériau. La contribution Somme correspond à $\varphi_{air} - \varphi_{access\ verre} - \varphi_{mica}$ et prend en compte ces deux zones d'accès du prototype

Les courbes de la figure 2.27 distinguent alors la différence de phase mesurée de la phase extraite du métamatériau qui prend en compte les corrections de phase des zones d'accès. La courbe $\Delta\varphi_{measured}$ est volontairement décalée de $2k\pi$ pour passer par 0 en fin de bande main gauche à 105 GHz : la phase mesurée en deçà ou au dessus de la bande gauchère correspond en effet à une phase aléatoire de bruit qui ne peut être décrite par le formalisme ici développé. L'indice du prototype est alors extrait dans la figure 2.28 : Un indice négatif est obtenu et se déroule jusqu'à une valeur de -3 en bas de bande main gauche à 98 GHz.

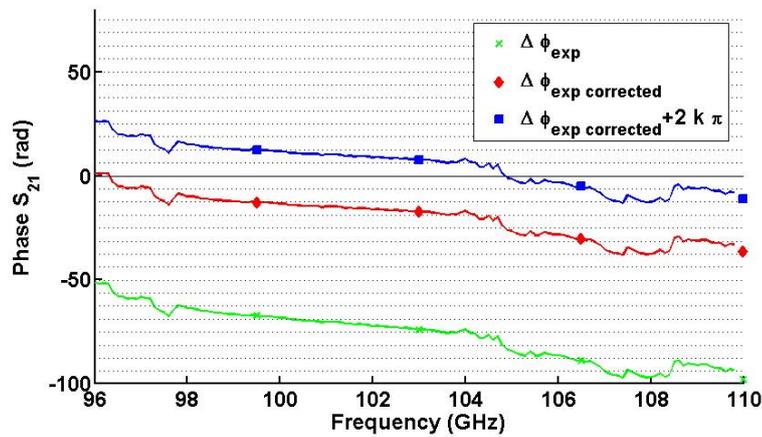


FIGURE 2.27 – Différences de phases mesurées et indice extrait correspondant. Les traits en pointillés sont espacés de 2π afin de pouvoir identifier plus clairement les sauts de phase.

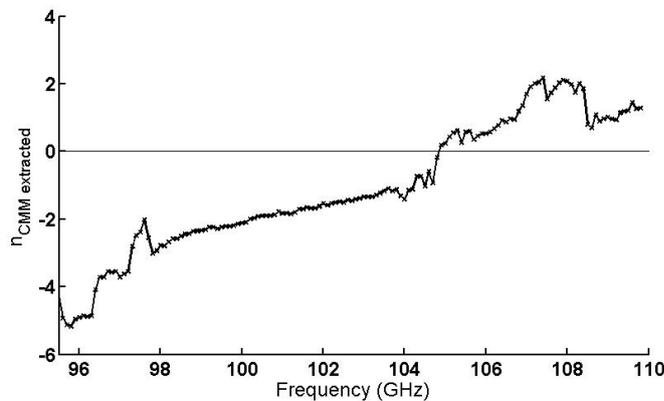


FIGURE 2.28 – Indice correspondant à la phase du prototype extraite dans la figure 2.27.

Si la cohérence des résultats obtenus permet de confirmer l'hypothèse de la bande

main gauche, ceux ci doivent être considérés de façon qualitative suite aux multiples hypothèses formulées avec le choix des conditions initiales et origines de phase ou le déroulement analytique des phases apportées par l'air et le verre : une amélioration du rapport signal sur bruit, une adaptation qui permettrait d'éviter les phénomènes de cavités observés et la limitation des zones d'accès nécessitant un traitement après mesure (avec dans notre cas les zones d'accès en verre) permettraient une mesure de phase plus fiable. Une expérience de type réfraction négative permettrait aussi une extraction de l'indice en s'affranchissant des contraintes imposées par la mesure de phase [31].

2.3 Conclusion

Un prototype de métamatériau à 100 GHz constitué de fils et d'anneaux résonant a été étudié. Un modèle numérique a permis de mettre en évidence la superposition des régimes à permittivité et perméabilité négatives de chaque élément constitutif du milieu. Des mesures vectorielles ont complété des mesures scalaires préexistantes pour montrer un caractère main gauche grâce à l'extraction d'un indice négatif. Un second prototype est désormais étudié dans le domaine temporel pour mettre en évidence cette même avance de phase sur des lignes de transmission duales.

CHAPITRE 3

PROTOTYPE DE MÉTAMATÉRIAU EN RÉGIME GUIDÉ À 300 GHz

La seconde solution envisagée consiste à charger périodiquement une ligne de transmission par ses éléments duaux en obtenant une structure main gauche opérant entre 200 et 400 GHz. La finalité du circuit étant d'être caractérisé par méthode impulsionnelle pour montrer un caractère main gauche dans le domaine temporel, un comportement passe bande de la structure non accordée permettra un filtrage des basses fréquences en bande main gauche qui facilitera la mesure : dans le cas d'une excitation impulsionnelle large bande, le caractère gaucher et un phénomène de rétropropagation pourront être mis en évidence par une avance de phase pour deux lignes de longueurs différentes. La modélisation de la ligne et la spécificité du processus de caractérisation électro optique sont introduits dans un premier temps et le caractère gaucher est démontré expérimentalement en s'appuyant sur un modèle numérique de la ligne.

3.1 Prototype d'une structure guidée C-L pour ondes sub-millimétriques

3.1.1 Ligne Co Planar Strip

Choix de la ligne CPS

Parmi les types de lignes de transmission micro-ondes usuellement connues et utilisées, le choix de la ligne CPS se justifie parmi plusieurs types de lignes de transmission :

- Pour une ligne de type *Microstrip*, l'utilisation de vias hole serait nécessaire pour les inductances en parallèle devant être connectées au plan de masse [26]. La montée en fréquence impose une réduction d'échelle qui rend difficile la réalisation technologique de tels vias.
- L'emploi de structures de type *Co Planar Waveguide* devrait permettre une intégration aisée de composants discrets le long de la ligne, mais les deux plans de masse se doivent d'être reliés entre eux par un « bonding » pour éviter une propagation multimode [62] et un tel montage peut s'avérer délicat à hautes fréquences.
- Le choix de la ligne *Co Planar Strip* nous permet de bénéficier de cette même facilité d'intégration d'éléments discrets, tout en permettant un niveau d'impédance constant avec de faibles pertes. Nous verrons aussi que la méthode de caractérisation utilisée fait appel à un banc de mesures électro-optique nécessitant notamment le report de patchs semi conducteurs sur le circuit. Le report de tels patchs entre les des rubans est plus aisé sur ce type de structure. La ligne CPS est aussi une solution envisageable pour une extension à deux voire trois dimensions du fait de l'absence de la contrainte du plan de masse.

Modèle de la ligne CPS

Les bibliothèques de lignes de transmission disponibles par défaut dans les logiciels de simulation circuit commerciaux, comme Agilent Advanced Design System, utilisent des modèles analytiques de Z_0 , α et $\epsilon_e f f$ avec dans le cas d'ADS :

- Plusieurs modèles de ligne *microstrip* sont disponibles : ces modèles peuvent être distingués en fonction du substrat considéré et opèrent pour certains jusque 100 GHz en prenant en compte les phénomènes de dispersion à hautes fréquences [63] [64].
- Un modèle de ligne CPW existe sans inclure les phénomènes de dispersion pour les fréquences hautes [65].
- Le modèle de la ligne CPS n'existe pas dans les bibliothèques ADS.

Dans notre cas, la bande main gauche devant se situer dans des domaines de fréquences atteignant la centaine de gigaHertz sur une ligne CPS, des modèles spécifiques de lignes ont été développés à partir de la simulation d'un modèle numérique de la géométrie de la ligne. L'impédance de la ligne Z_0 et son facteur $\gamma(f) = \alpha(f) + j \beta(f)$ sont alors extraits pour être importés sous forme de boîte noire dans les simulations de type circuit effectuées sous ADS. Pour un modèle de ligne de transmission sans réflexion, on a $S_{11} = S_{22} = 0$ et la forme d'onde transmise correspond à $V_{transm} = e^{-\gamma(l)} V_{inc}$.

Le comportement de la ligne est alors modélisé par la matrice [S] suivante :

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-\gamma(f) l} \\ e^{-\gamma(f) l} & 0 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

La géométrie de la structure de propagation est donc modélisée numériquement sous HFSS comme illustré dans l'insert de la figure 3.1. L'épaisseur de quartz ne correspond pas nécessairement à celle du prototype : celle-ci est volontairement affinée à quelques dizaines de microns pour éviter les modes de substrat lors des calculs effectués par le logiciel à hautes fréquences en obtenant un modèle non dispersif de la ligne. Le maillage de la structure se fait en effet communément à une fréquence de résolution plus élevée que le maximum de la bande de fréquences simulée. Les conducteurs sont modélisés par de l'or avec une conductivité finie de $4,1 \cdot 10^7$ S/m. Une impédance caractéristique de 180 Ohms est choisie pour la ligne, celle ci correspondant à une limite asymptotique inférieure vers laquelle tend le modèle pour des variations minimales d'impédance obtenues sous HFSS et cette ordre de grandeur ayant déjà été considérée pour le même type de ligne [66]. Les résultats obtenus sont comparables avec ceux mesurés dans [67] sur des motifs identiques sur quartz. Ces courbes obtenues expérimentalement montrent que la solution CPS sur quartz est comparable à celle sur membrane en matière de pertes. La comparaison avec la même ligne sur GaAs montre que l'utilisation d'un low- κ est indispensable à la montée en fréquences du dispositif.

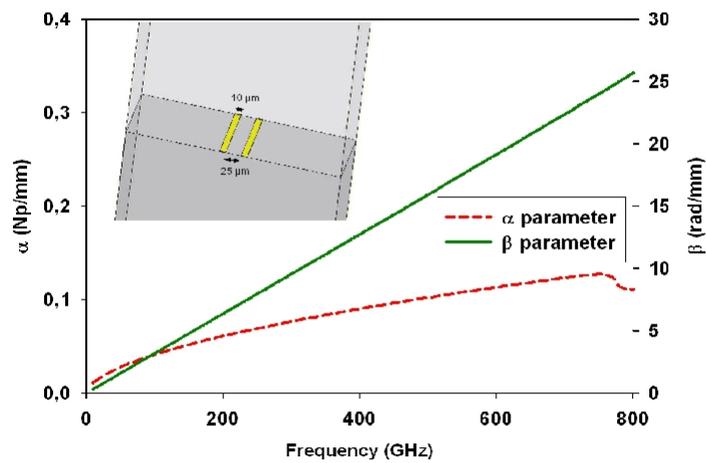


FIGURE 3.1 – Paramètres extraits du modèle numérique HFSS de la ligne CPS à vide sur quartz.

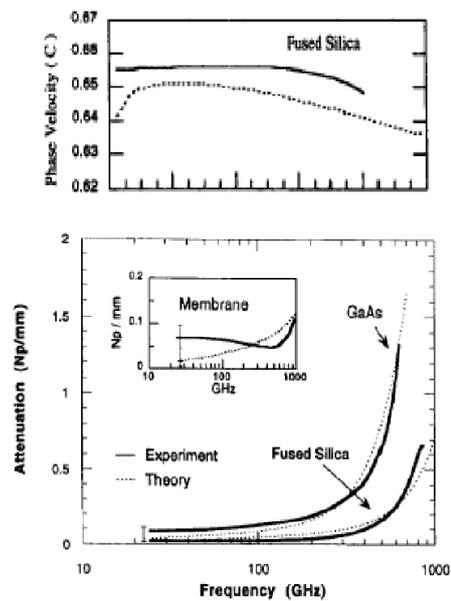


FIGURE 3.2 – Mesures large bande extraites d'une caractérisation électro-optique de différents types de lignes CPS permettant de valider le modèle et l'utilisation de la ligne CPS sur quartz [67].

On en déduit les éléments linéiques de la ligne CPS avec :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L'_{RH}}{C'_{RH}}} \sim 180\Omega \quad (3.2)$$

$$v_\varphi = \frac{1}{\sqrt{L'_{RH} C'_{RH}}} \sim 0,6 c \quad (3.3)$$

soit

$$n_{CPS} = \frac{c}{v_\varphi} \sim 1,66 \quad (3.4)$$

On en déduit pour les contributions droitières de la ligne CPS :

$$\left\{ \begin{array}{l} L'_{RH} = \frac{Z_0}{v_\varphi} \sim 1\mu\text{H}/\text{m} \\ C'_{RH} = \frac{1}{Z_0 v_\varphi} \sim 31\text{pF}/\text{m} \end{array} \right. \quad (3.5)$$

La longueur d'onde guidée pour la valeur d'indice de ligne CPS donnée dans 3.4 correspond à $600 \mu\text{m}$ à 300GHz . La période de la cellule élémentaire est donc fixée à $30 \mu\text{m}$, soit $\frac{\lambda_g \text{CPS}}{20}$ pour garantir un régime de métamatériau dans la gamme de fréquences visée. Les éléments linéiques droitières étant définis, nous nous attachons maintenant à charger la ligne par des éléments discrets.

3.1.2 Eléments réactifs semi localisés

Les éléments réactifs semi localisés devant être intégrés le long de la ligne ont aussi été simulés pour être approximés par des éléments discrets équivalents afin d'être intégrés dans un modèle de type circuit. En considérant la définition du coefficient de réflexion donnée par la relation 3.6, une extraction des impédances/admittances des éléments réactifs considérés est alors directement possible dans l'abaque de Smith par traitement des paramètres S calculés sous HFSS dans le plan des composants dans un cas adapté.

$$S_{11} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = \frac{Y_0 - Y}{Y + Y_0} \quad (3.6)$$

Capacité en recouvrement

Pour une capacité plan, on peut estimer :

$$C_{plan} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{d} = 12.4 fF \quad (3.7)$$

avec :

- ϵ_r , la permittivité du nitrure (Si_3N_4) estimée à 7,
- d , l'épaisseur de nitrure fixée à 500 nm,
- S , la surface de la capacité correspondant à $10 \times 10 \mu m^2$

En lisant le coefficient de réflexion S_{11} sur l'abaque de la figure 3.3 et en considérant la relation 3.6, on a $Z = Z_0 + \frac{1}{j C_{LH} \omega} \sim (1 - 2.7 j) Z_0$ à 50 GHz dont on déduit $C_{LH} \sim 6.55 fF$ qui se rapproche de la moitié de la capacité plan estimée précédemment, les deux capacités étant considérées en série dans cette configuration CPS. Cette valeur de capacité permet de retrouver les paramètres S calculés sous HFSS.

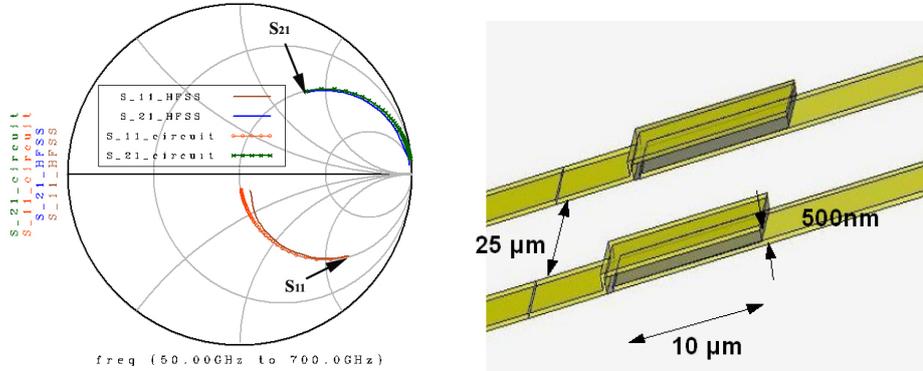


FIGURE 3.3 – Capacité en recouvrement et paramètres S correspondants obtenus à partir de simulations circuit et full wave.

Une première fréquence caractéristique du diagramme de dispersion est alors estimée avec $f_1 = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L_{RH} C_{LH}}} \sim 360$ GHz. La capacité série peut ainsi fixer la fréquence haute de la bande main gauche qui correspond au début de la seconde bande interdite dans le diagramme de dispersion de structure LHTL non balancée de la figure ???. L'inductance de la cellule devra alors être suffisamment faible pour faire en sorte que la seconde fréquence caractéristique soit située au dessus de la fréquence f_1 dans la relation 1.29.

Inductance en parallèle

Le motif le plus simple d'inductance pour une bande de fréquences TeraHertz pourrait consister en un simple fil comme proposé dans [68] pour une structure finline. Un fil de 200 nm de largeur court-circuitant les deux rubans de la ligne CPS est alors modélisé et simulé. En considérant le coefficient de réflexion en admittance de la figure 3.4, on lui fait correspondre une valeur d'inductance de 23.1pH fixant $f_2 = \frac{1}{2 \pi \sqrt{L_{LH} C_{RH}}} \sim 1\text{THz}$. La bande coupée permettrait donc de satisfaire au comportement passe bande recherché en vue de la démonstration de l'effet gaucher. Des simulations de la cellule main gauche avec un simple fil montreront cependant dans la partie suivante que la valeur d'inductance obtenue est trop faible pour démontrer un effet main gauche, la bande gauchère étant relativement restreinte.

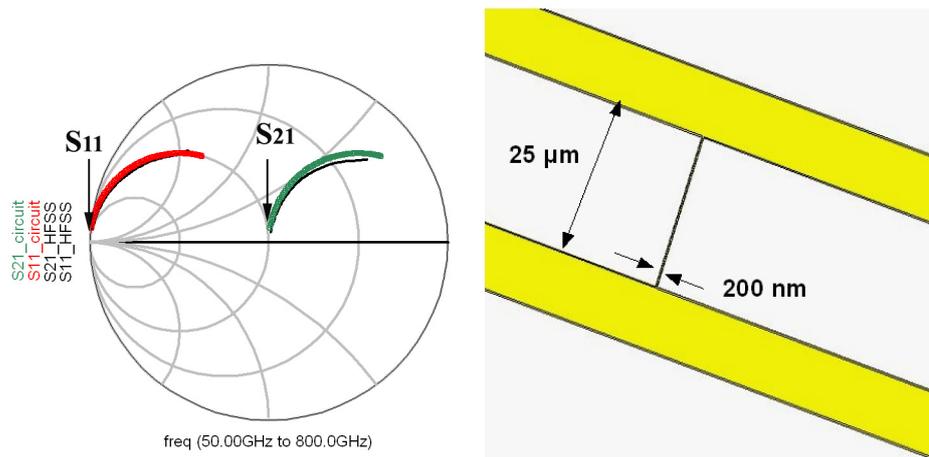


FIGURE 3.4 – Inductance constituée d'un simple fil simulée avec ses dimensions caractéristiques. Une valeur de 23,1 pH est extraite pour L_{LH}

Un motif en méandres est alors proposé pour augmenter la longueur effective du fil et l'inductance correspondante. Par souci de compacité, le fil est replié sur lui-même et la valeur de l'inductance est partiellement abaissée du fait de courants en vis à vis et de sens opposés. L'élément inductif chargeant la ligne CPS en parallèle est simulé pour pouvoir être approximé par un élément discret d'une valeur de 52 pH comme le montre l'abaque de Smith de la figure 3.5 qui fait correspondre les coefficients de réflexion des deux modèles.

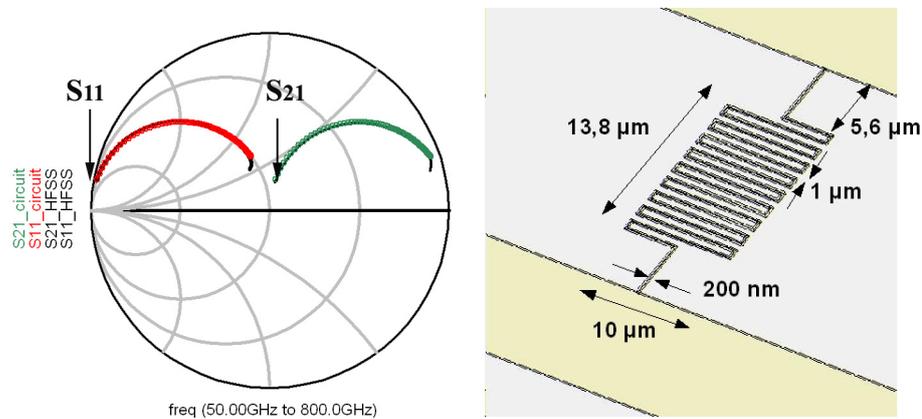


FIGURE 3.5 – Inductance en méandres simulée avec ses dimensions caractéristiques. Une valeur de 52.6 pH est extraite pour L_{LH}

3.1.3 Diagrammes de dispersion

La cellule élémentaire, constituée d'une période de 30 μm de ligne CPS chargée par les éléments discrets proposés précédemment, est alors simulée en analyse full wave avec le design résumé dans le tableau 3.1. Les mêmes simulations sont effectuées sous ADS avec les paramètres circuit correspondants extraits et le modèle de ligne présenté précédemment. Les résultats obtenus pour les deux modèles sont comparés dans la figure 3.6 pour les deux types d'inductances introduites précédemment.

	Motif fil	Motif méandres
Modèle numérique HFSS		
Circuit équivalent	 $C_{LH} = 6.55 \text{ fF}$ $L_{LH} = 23,1 \text{ pH}$	 $C_{LH} = 6.55 \text{ fF}$ $L_{LH} = 52 \text{ pH}$

TABLE 3.1 – Modèle numérique HFSS et équivalent circuit de la cellule main gauche considérée pour une inductance constituée d'un fil (à gauche) ou d'un motif en méandres (à droite).

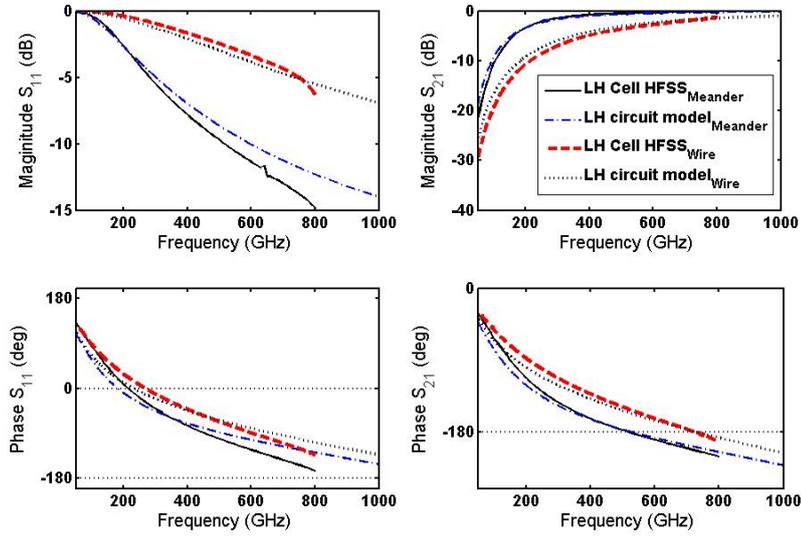


FIGURE 3.6 – Paramètres S de la cellule main gauche élémentaire pour les modèles full wave et circuit de la figure 3.1

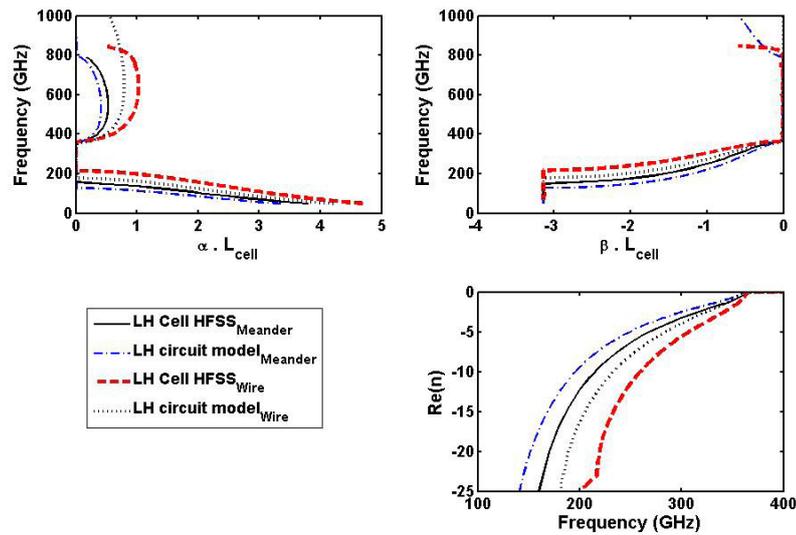


FIGURE 3.7 – Diagrammes de dispersion pour la ligne CPS nue, le modèle full wave et le modèle à éléments localisés de la cellule main gauche et indices extraits correspondants.

Ces paramètres S sont traités suivant la méthode détaillée dans la section 1.4.2 pour obtenir le diagramme de dispersion de la figure 3.7. Dans les deux cas on distingue quatre régions dans le diagramme de dispersion en utilisant les mêmes notations que dans le diagramme générique présenté dans la figure 1.14 avec :

1. Une bande interdite entre les basses fréquences et la borne inférieure f_{L1} de la bande main gauche dans laquelle le coefficient α d'évanescence décroît pour $\beta L_{cell} = -\pi$. La valeur de f_{L1} dépend du modèle de circuit considéré avec un écart entre les courbes que l'on peut rapprocher des écarts de phases constatés dans les paramètres S de la figure 3.6.
2. Une bande main gauche entre 210 et 350 GHz pour le motif-fil et entre 150 et 350 GHz pour le motif en méandres en prenant le modèle HFSS pour référence : l'invariance de la borne supérieure de cette bande gauche quelle que soit l'inductance utilisée confirme que celle-ci est bien fixée par la capacité série maintenue constante dans ces calculs. Quel que soit le modèle considéré la bande main gauche est plus large dans le cas d'une inductance en méandres. La valeur de β négative pour une vitesse de groupe positive correspondra à une phase positive apportée par la ligne (exploitable dans des circuits déphaseurs) et correspond à la rétropropagation du signal mise en évidence dans la partie 1.4.1.
3. Une seconde bande interdite entre f_1 et f_2 avec $f_2 \sim 800GHz$ pour le motif en méandres et $f_2 \sim 1THz$ pour le motif avec fil. Le coefficient d'évanescence α redevient non nul pour $\beta = 0$. Dans les deux cas, la bande sera suffisamment large pour garantir le fonctionnement passe-bande du circuit.
4. Une bande main droite au delà de 800 GHz pour le design méandres et de 1 THz pour la cellule-fil qui tend asymptotiquement vers la relation de dispersion de la ligne CPS jusqu'à apparition de possibles modes supérieurs de propagation.

Une courbe de dépendance fréquentielle de l'indice effectif est extraite dans la figure 3.7. Celui-ci est négatif sur l'ensemble de la bande gauche. Comme dans le cas du prototype en espace libre, cette valeur limite d'indice n'a pas de sens physique dans une bande de fréquences où l'onde est évanescente et permet de décrire de manière effective la propagation de l'onde dans le milieu gaucher sur sa bande de transmission. Celui-ci s'annule alors sur la seconde bande de fréquences où l'onde est évanescente. Dans le cas d'une structure dite « *accordée* », α reste nul et l'indice change de signe. On peut interpréter le point où l'indice est nul comme un régime de grande longueur d'onde avec une onde à vitesse de phase infinie.

Le caractère passant de la bande main gauche n'apparaît que dans le cas où l'on chaîne plusieurs cellules dans la direction de propagation comme le montre la figure 3.8. Les fréquences des bornes respectivement supérieure et inférieure des bandes respectivement main gauche et main droite peuvent être retrouvées à partir des égalités définies dans 1.29. La bande main gauche est élargie vers le bas du spectre dans le cas d'une inductance en méandres et laissera donc passer plus de signal en régime impulsionnel permettant alors un meilleur rapport signal sur bruit avec une puissance de signal plus importante à basses fréquences en régime impulsionnel.

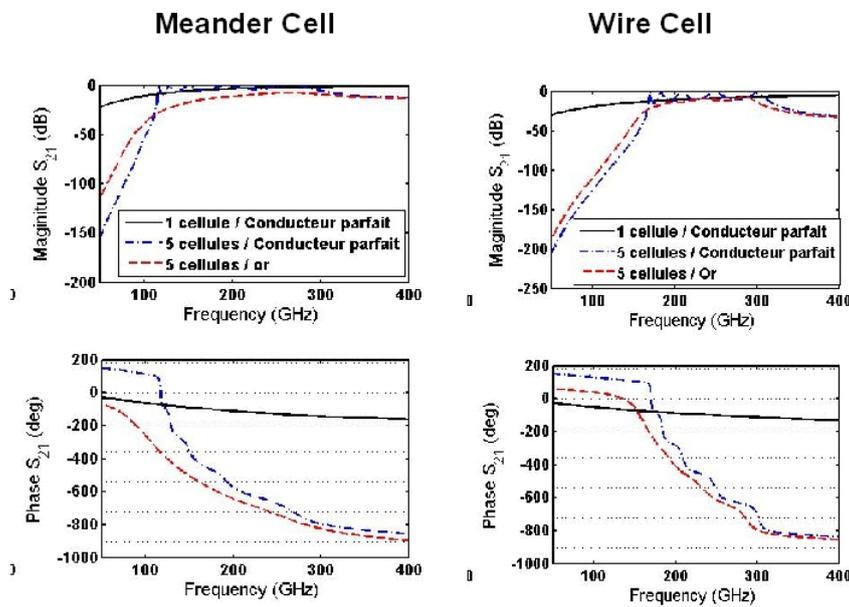


FIGURE 3.8 – Paramètres S pour un nombre variable de cellules main gauches.

La réalisation technologique du prototype basée sur la cellule élémentaire du motif en méandres de la figure 3.1 est détaillé dans [69]. Des lignes avec un nombre différent de cellules sont réalisées pour être caractérisées en régime impulsionnel par un banc de mesure électro-optique. Si la caractérisation du prototype en espace libre a fait appel à une méthode fréquentielle, l'aspect large bande et hautes fréquences du prototype CPS gaucher a nécessité l'utilisation d'une méthode temporelle pulsée utilisable pour la caractérisation large bande de lignes de transmission ou de guides d'onde TeraHertz [70].

3.2 Caractérisation d'une ligne C-L par échantillonnage électro-optique

3.2.1 Banc de mesure de type pompe sonde

Le banc de mesure présenté dans la figure 3.9 et utilisé pour la caractérisation de la ligne main gauche est ici de type pompe sonde. Il est constitué d'un laser femtoseconde utilisé en mode impulsionnel dont le faisceau est divisé en deux par une lame semi transparente afin d'obtenir un premier faisceau dit de pompe et un second dit de sonde qui impactent deux patches de semiconducteurs de natures différentes. La cohérence de la source permise par l'utilisation de la même source laser pour la génération et la détection nous permettra de conserver l'information de phase ici recherchée.

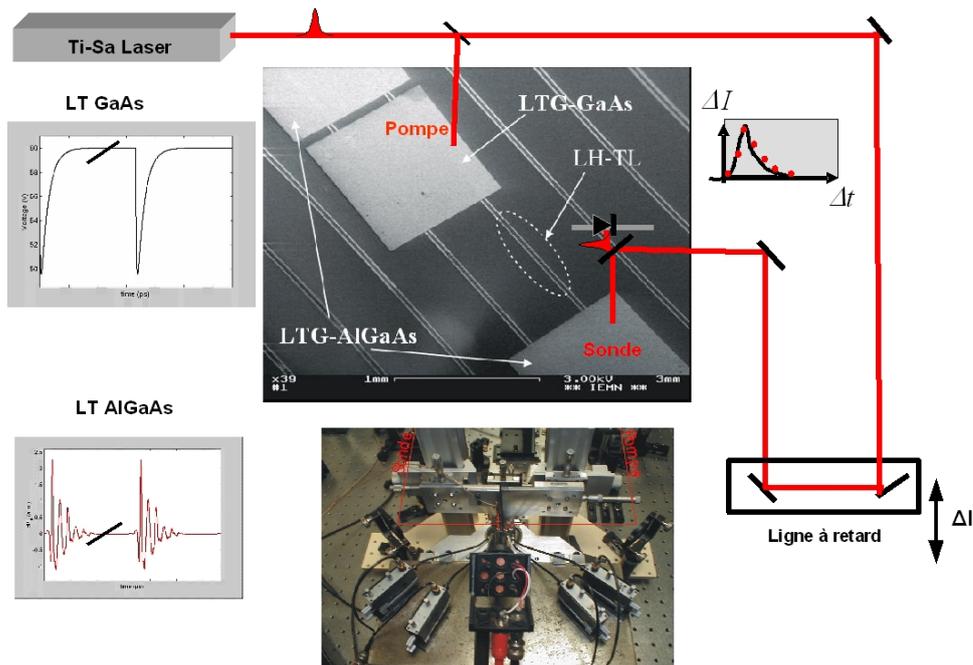


FIGURE 3.9 – Schéma du banc de mesure utilisé pour la caractérisation électro optique de la ligne main gauche. Les inserts montrent les formes d'onde que l'on peut générer / détecter sur les patches de GaAs / AlGaAs qui correspondent à des trains de pulses avec un taux de répétitivité de 72 MegaHertz. Une photographie du dispositif expérimental permet de distinguer les lasers de pompe et de sonde amenés de part et d'autres du circuit.

Le laser utilisé est un MIRA 900 de chez Coherent. La cavité repliée est de longueur d'environ 2m avec un cristal de Saphir dopé au titane qui absorbe dans le bleu-vert et émet dans le rouge. Il émet sur une plage de longueurs d'ondes accordables entre 700 et 1000 nm (du rouge au proche infra rouge) en étant pompé par un laser de type VERDI qui délivre un faisceau monomode continu de 10 W à 532 nm. Ce dernier est lui même pompé par deux diodes laser de fortes puissance émettant à 808 nm.

Des patches de semi-conducteur sont utilisés comme sonde le long du circuit. Ils sont reportés sur la ligne dans une étape post process : un patch de GaAs permet la conversion de l'impulsion optique du faisceau de source en impulsion électrique par effet de *photoconduction*. Un patch de AlGaAs permet la mesure de la tension le long de la ligne par l'intermédiaire de l'*effet Franz-Keldysh* : l'absorbance du matériau étant rendue linéairement dépendante de sa tension de polarisation, l'énergie laser réfléchi et mesurée par la photodiode est à l'image de la tension le long de la ligne. Le temps de réponse d'une quelconque photodiode ne permettant pas une mesure temporelle à l'échelle de la picoseconde, la photodiode mesure un photocourant moyen (correspondant au signal réfléchi moyen) : le signal incident correspond en effet à un train de pulse à 72 MHz de taux de répétitivité et le signal mesuré est échantillonné toujours au même moment avec le même taux de répétitivité. Une ligne à retard constituée d'une platine de translation motorisée diffère alors cet instant d'un Δt qui dépend de la qualité de la ligne à retard introduite (avec ici $\Delta t = \frac{\Delta l}{c} \sim 40 fs$ pour $\Delta l = 1 \mu m$). La longueur maximale de déplacement de cette ligne à retard permet alors une ouverture d'une fenêtre temporelle maximale de 1 ns.

Les patches sont réalisés à partir d'une couche épitaxiée à basse température sur une couche de GaInP (qui servira de couche d'arrêt) elle-même épitaxiée sur GaAs. Une gravure chimique permet une découpe des patches dans la couche épitaxiée. Le report des patches à la surface du circuit se fait par l'intermédiaire d'une pointe métallique chargée électrostatiquement par frottement. Le patch est déposé avec la pointe sur le circuit à la surface duquel a été préalablement déposée une goutte d'eau. L'adhérence est assurée par forces de Van der Waals et le patch se reporte à la surface du circuit lorsque la goutte d'eau s'évapore. On peut distinguer deux patches de AlGaAs dans la figure 3.9 de part et d'autre du circuit à caractériser. Le premier à gauche est utilisé pour une mesure en réflexion et le second pour une mesure en transmission. L'image du pulse incident généré sur le patch de GaAs se fait alors après un certain délai de propagation correspondant à la distance entre faisceau de pompe et faisceau de sonde.

Afin de saisir pleinement comment l'énergie du laser est utilisée, nous détaillerons les phénomènes de photoconduction et l'effet Franz-Keldysh introduits dans la présentation du dispositif expérimental.

Génération du pulse

La génération du pulse incident sur la ligne est une application directe du principe d'absorption d'Einstein. La ligne étant polarisée, le patch éclairé par la source laser va absorber l'énergie des photons avec une absorbance qui dépend donc de la longueur d'onde du laser incident et de la nature du semi conducteur utilisé comme le montre la figure 3.10. C'est l'écart d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction du semi-conducteur qui fixe la longueur d'onde, et par conséquent l'énergie nécessaire au photon pour être absorbé.

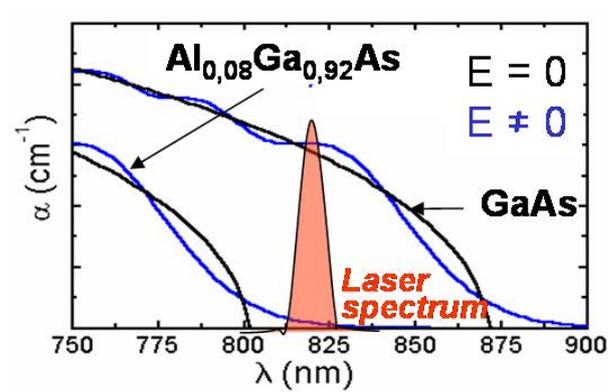


FIGURE 3.10 – Absorptions pour le GaAs et le AlGaAs. Le champ électrique E est de l'ordre de 100kV/cm .

Pour un photon d'énergie supérieure à cette énergie dite « de gap », il est absorbé et des porteurs sont générés avec des électrons qui se libèrent dans la bande de conduction. La conductivité du patch est modifiée et les deux conducteurs de la ligne CPS sont comme court-circuités. Le retour de l'électron en bande de valence et la recombinaison des porteurs correspondants se fait ensuite dans un délai appelé temps de recombinaison. Pour obtenir un pulse le plus court possible, le temps de recombinaison se devra donc d'être le plus bref possible. Ce temps de recombinaison dépend de la probabilité de l'électron à une recombinaison radiative (un photon est réémis dans le cas d'un gap direct) ou non radiative (dans le cas d'un gap indirect).

Pour le GaAs, le temps de recombinaison varie de quelques nanosecondes à quelques millisecondes. L'insertion de défauts qui servent de pièges à charges est donc nécessaire pour pouvoir réduire ce temps de recombinaison à une échelle inférieure à la picoseconde. Ici, nous introduisons un excès d'arsenic en phase d'épitaxie à basse température (à 200°C au lieu de 600°C) par jets moléculaires. Le type de pulse généré le long de la ligne est alors montré dans la figure 3.11 avec un temps de montée inférieur à la picoseconde et une largeur de pulse à moitié d'amplitude de 760 fs (Full Width at Half Maximum). Les petites oscillations constatées en fin de mesure sont attribuées à des échos ayant lieu dans le circuit. L'insert de la figure montre que le spectre fréquentiel s'étend jusque 2 THz avec plus de 20 dB de dynamique et une puissance plus importante aux basses fréquences.

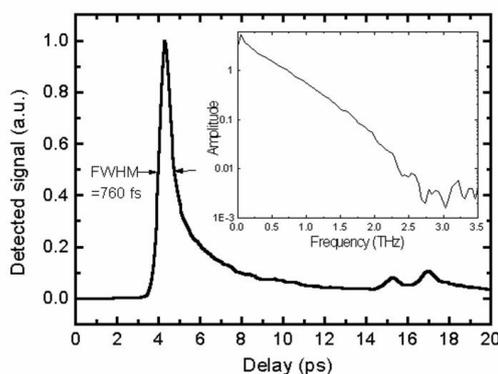


FIGURE 3.11 – Pulse généré par photoconduction et spectre correspondant en insert : le temps de montée et le Full Width at Half Maximum sont inférieurs à la picoseconde.

Echantillonnage par effet Franz-Keldysh

Pour la détection, on cherche à mesurer une tension aux bornes de la ligne. Le même schéma d'absorption est ici aussi utilisé, mais celle-ci est rendue dépendante de l'énergie du gap, elle-même fonction de la tension appliquée sur le semi-conducteur : pour un semi-conducteur éclairé par des photons d'énergie inférieure à son gap, la probabilité de transition dans la bande de conduction est nulle. Cependant, cette probabilité devient non nulle lorsque qu'un fort champ électrique est appliqué au semi-conducteur puisque une transition indirecte de l'électron peut avoir lieu comme le montre le schéma de la figure 3.12.

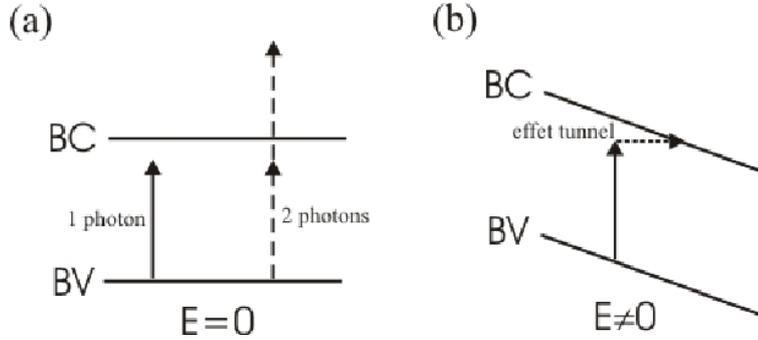


FIGURE 3.12 – Schéma de principe de l'effet Franz Keldysh : la probabilité de transition dans la bande de conduction est nulle (a). cette probabilité devient non nulle lorsque qu'un fort champ électrique est appliqué au semi conducteur puisque une transition indirecte de l'électron peut avoir lieu (b).

Dans la théorie des transitions optiques interbandes en présence de champ électrique, Franz et Keldysh introduisent en 1958 un terme de perturbation dû au champ \mathbf{E} dans l'équation de Shrödinger : $\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_r^2 - e\epsilon.z - E_r \right) \phi(r) = 0$. La fonction d'onde solution de cette équation est non nulle dans la bande interdite du semi conducteur. On obtient alors un effet tunnel interbande assisté par un photon. Celui-ci est à l'origine des oscillations constatées autour des courbes d'absorption de la figure 3.10 pour une énergie de photons supérieure au gap (qui correspond à la valeur de longueur d'onde pour laquelle l'absorption devient non nulle) : l'absorption d'un photon d'énergie supérieure au gap direct sera donc tantôt augmentée, tantôt diminuée par cet effet Franz Keldysh. Une queue d'absorption de type exponentielle décroissante est enfin constatée au dessus de l'énergie du gap direct. La longueur d'onde du laser de sonde utilisé nous situera dans cette queue d'absorption de l'AlGaAs en détection [71].

A fréquence fixée et pour des tensions de polarisation assez élevées de l'ordre de 60 V sur des lignes de transmission CPS de $10\mu m/25\mu m/10\mu m$ sur laquelle est déposé un patch de Al GaAs, la relation entre la tension appliquée au semi-conducteur et l'absorbance devient linéaire comme le montre la figure 3.13. Dans ce cas, la mesure de la tension aux bornes de la ligne devient une mesure d'absorbance du patch de semi conducteur : l'énergie laser qui n'est pas absorbée est réfléchiée par le patch et est mesurée par la photodiode. La tension aux bornes de la photodiode est donc une valeur moyenne de l'énergie réfléchiée par le patch. Les coefficients de calibration qui seront donnés en amont correspondent à la pente de cette partie linéaire de la courbe.

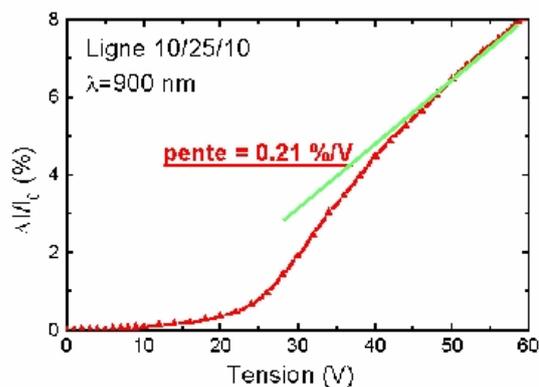


FIGURE 3.13 – Courbe de calibration mesurant le photocourant aux bornes de la photodiode en fonction de la tension de polarisation appliquée à la ligne. La relation devient linéaire pour des tensions appliquées de l'ordre de la dizaine de Volts.

3.2.2 Mise en évidence du caractère main gauche

Formes d'onde

Les mesures de formes d'onde présentées sont constituées par la tension moyenne mesurée aux bornes de la photodiode de réception indirectement à l'image de la tension le long d'une ligne à 17 cellules. Des coefficients de calibration de $\frac{1}{5.4} V/\mu V$ et $\frac{1}{6.2} V/\mu V$ sont appliqués respectivement en entrée et en sortie pour obtenir les formes d'onde en tension de la figure 3.14. Ces courbes sont fournies après suppression de la composante continue de 60V qui correspond à la tension de polarisation appliquée à chaque patch de mesure et nécessaire à la linéarisation de l'effet Franz-Keldysh décrit précédemment.

Le pulse incident présente une FWHM de 1.28 ps (a) et correspond à un spectre fréquentiel qui s'étale jusque 1 THz (c). La forme d'onde réfléchie est mesurée sur le même patch situé derrière la pompe comme l'illustre la figure 3.9 et isolée dans la figure 3.14 par un fenêtrage temporel. Le signal mesuré au delà de cette fenêtre correspond à des échos de bout de ligne. Le spectre du signal réfléchi présente alors une inflexion autour de 300 GHz où une bande de transmission va être mise en évidence.

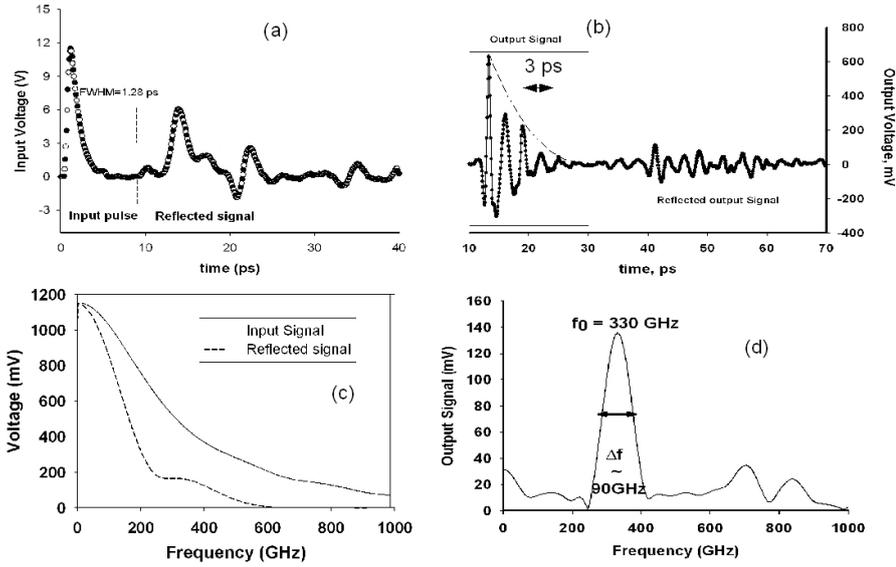


FIGURE 3.14 – Formes d’ondes mesurées en entrée et en sortie de la ligne à 17 cellules et spectres correspondants.

Le signal transmis est constituée de périodes de 3 picosecondes (b), correspondant à une fréquence de 330 GHz, amorties exponentiellement. La transformée de Fourier du signal confirme le caractère passe bande du circuit avec une bande de transmission située entre 240 et 400 GHz et centrée autour de 330 GHz. Un coefficient de qualité de $Q \approx \frac{T_{95\%}}{T} \sim 5$ peut alors être estimé. On retrouve le même ordre de grandeur à partir de la transformée de Fourier avec $Q \sim \frac{f_0}{\Delta f} \sim \frac{340GHz}{90GHz} \sim 4$. Une seconde bande de transmission apparaît au delà de 650 GHz avec une puissance de signal amoindrie.

3.2 Caractérisation d'une ligne C-L par échantillonnage électro-optique 97

Un coefficient de réflexion $R = \frac{V_{ref}}{V_{in}}$ et de transmission $T = \frac{V_{out}}{V_{in}}$ est alors défini à partir des quotients de ces deux transformées de Fourier dans la figure 3.15. Les paramètres $S_{11}(dB) = 20 \log(R)$ et $S_{21}(dB) = 20 \log(T)$ correspondants sont comparés dans la même figure. Des pertes de la ligne main gauche sont estimées à partir de $L = 1 - S_{11}^2 - S_{21}^2$ ainsi qu'un paramètre de transmission corrigeant la désadaptation à l'entrée de la ligne $T_{dB} = 10 \log \frac{S_{21}^2}{1 - S_{11}^2}$ dans la figure 3.16. Le pic de transmission de -10dB à 340 GHz correspond à un minimum de 80 % de pertes dans la ligne.

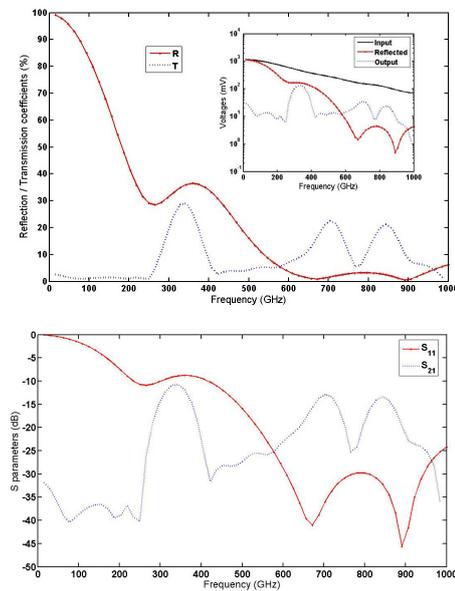


FIGURE 3.15 – Coefficients de réflexion et de transmission en tension de la ligne main gauche et paramètres S correspondants. Les transformées de Fourier de la figure 3.14 sont rappelées en échelle logarithmique dans l'insert.

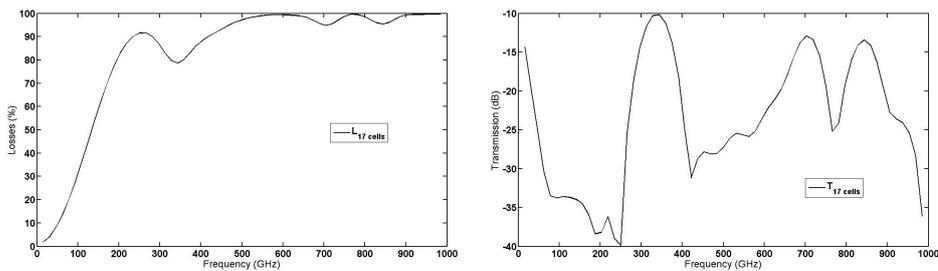


FIGURE 3.16 – Pertes et transmission corrigée de la ligne à 17 cellules.

Caractère gaucher

Contrairement au cas du prototype en espace libre, la seule existence d'une bande de transmission ne permet pas de conclure sur l'indice effectif négatif de celle-ci. Le caractère gaucher se traduit en effet par une signature sur la phase du signal. Afin d'observer cette signature en s'affranchissant de l'indétermination introduite dans la mesure de phase réalisée modulo 2π soulevée dans la caractérisation du prototype en espace libre, nous proposons une mesure différentielle de phase sur deux lignes gauchères de longueurs différentes. Nous considérons alors parallèlement deux lignes à 17 et 21 cellules respectivement en haut en bas de la figure 3.17. Les lasers de pompe et de sonde sont alors translatés d'une ligne à l'autre avec des longueurs physiques de lignes égales, mais des longueurs électriques qui diffèrent à cause de deux contributions si l'on se situe dans les plans indiqués par les deux droites verticales de la figure :

- Un léger décalage du patch de pompe estimé à $40\mu m$ rallonge la zone patchée vue par le signal incident de la ligne à 17 cellules,
- La différence de longueur des lignes gauchères correspond à une contribution droitrière de $d_{RH} = 4 \times 30\mu m = 120\mu m$.

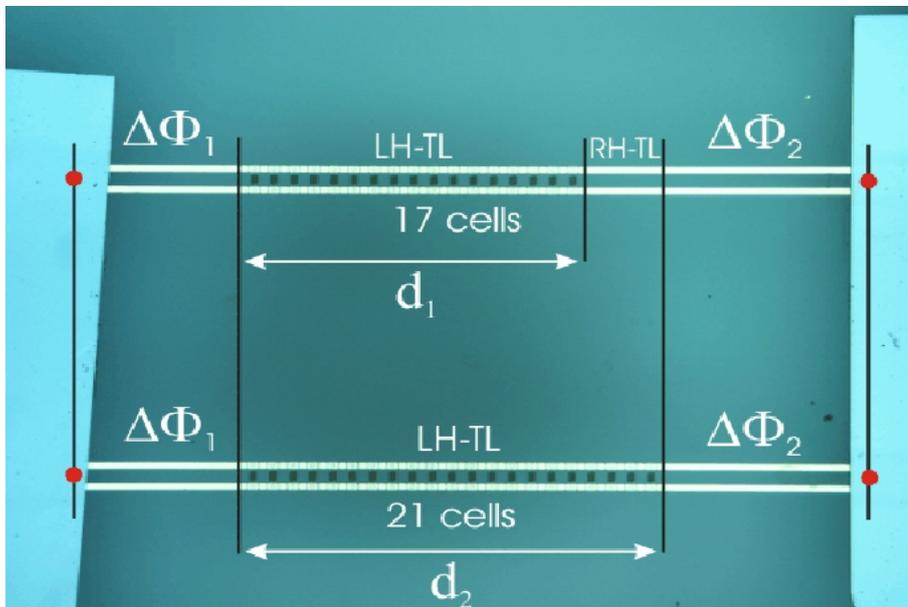


FIGURE 3.17 – Position des patchs le long des lignes caractérisées.

Les autres contributions étant équivalentes, elles seront amenées à se compenser lors de la différence de phase et les délais de propagation qui s'appliquent au signal seront les mêmes. La figure 3.18 compare alors les signaux issus des lignes à 17 et 21 cellules : une avance de phase de la ligne la plus « longue » peut être constatée directement dans le domaine temporel. Celle-ci est confirmée par la différence des phases des deux signaux qui s'avère positive sur la bande de transmission mise en évidence précédemment. Les différences de phase mesurées et simulées coïncident alors raisonnablement jusqu'à à hautes fréquences où la détérioration du rapport signal sur bruit peut expliquer celle de l'information de phase.

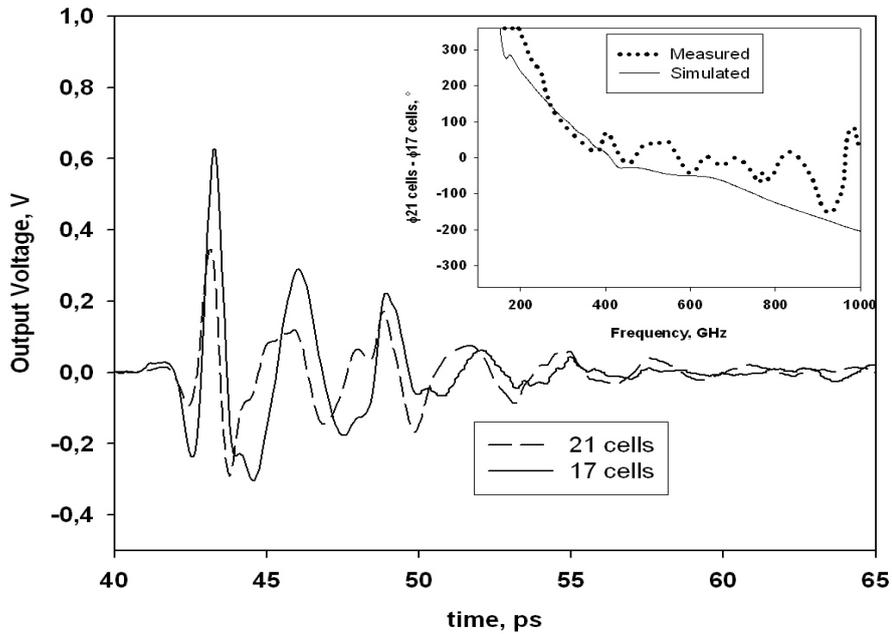


FIGURE 3.18 – Déphasages des formes d'ondes à la sortie de lignes à 17 et 21 cellules.

Extraction d'indice effectif

L'extraction d'indice est alors similaire à celle qui a été proposée dans le cas du prototype en espace libre et en appliquant la relation 2.1 à la ligne main gauche de la figure 3.17, on a :

$$\varphi_{21 \text{ cells}} - \varphi_{17 \text{ cells}} = - \left(\frac{n_{LH} \omega}{c} (d_2 - d_1) + \frac{n_{RH} \omega}{c} (d_2 - d_1) \right) \quad (3.8)$$

dont on peut déduire :

$$n_{LH} = - \frac{c \Delta\varphi}{2 \pi f (d_2 - d_1)} + n_{RH} \quad (3.9)$$

La différence de phase de la figure 3.18 est alors utilisée pour l'extraction de l'indice montré dans la figure 3.19. La courbe d'indice extraite expérimentalement suit asymptotiquement celle obtenue par simulation du modèle HFSS à partir du diagramme de dispersion obtenu dans la figure 3.7.

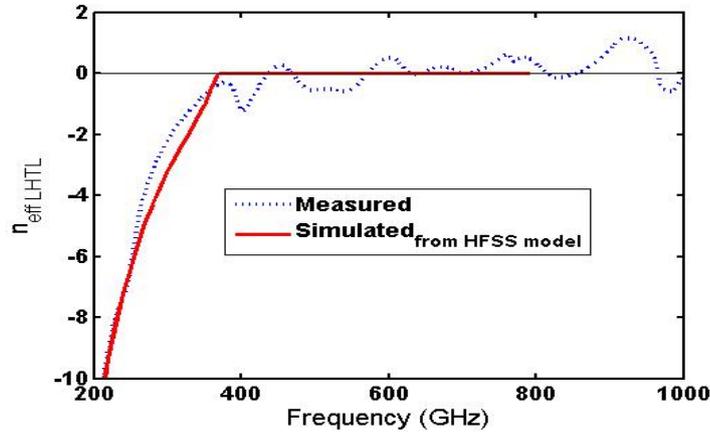


FIGURE 3.19 – Indice effectif de la ligne main gauche extrait à partir des différences de phases de la figure 3.18.

Comparaison théorie/expérience

Le modèle à éléments discrets introduit dans le chapitre ne nous permet pas seulement de confirmer les résultats obtenus avec le modèle HFSS. Il nous permet aussi de retrouver l'évolution temporelle du signal mesuré en réinjectant le pulse incident dans le simulateur circuit [?]. La concordance entre courbes simulées et mesurées en transmission (3.20), comme en réflexion (Fig. 3.21) valide notre modèle dans le domaine temporel. Les écarts obtenus en début de réponse en transmission peuvent se justifier par un manque de cohérence du modèle à hautes fréquences. Les échos de bout de ligne ne sont pas décrits par le modèle circuit, la ligne étant terminée par une charge adaptée à l'impédance de la CPS.

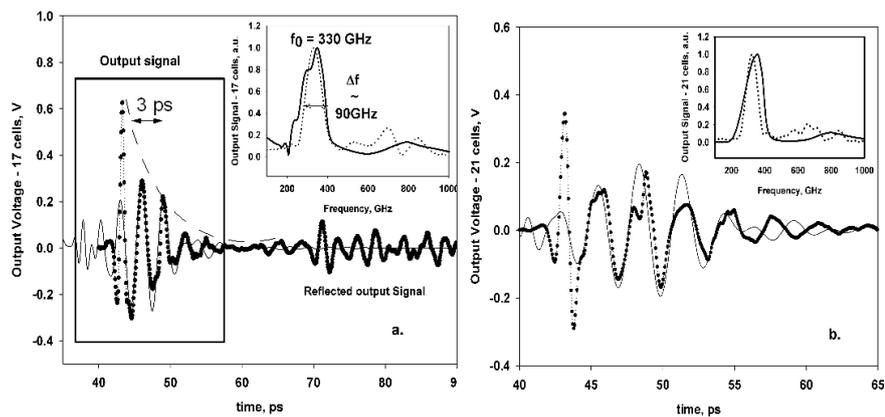


FIGURE 3.20 – Formes d’ondes obtenues par simulation en sortie respectivement des lignes à 17 et 21 cellules. Celles-ci sont comparées avec celles obtenues en mesure (pointillés) dans le domaine temporel et fréquentiel.

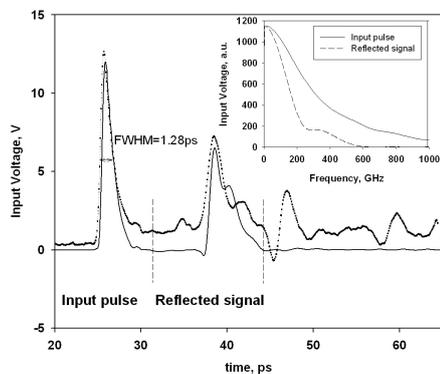


FIGURE 3.21 – Formes d’ondes obtenues par simulation en entrée de la ligne à 17 cellules.

Si ce modèle nous permet de retrouver l'évolution temporelle des formes d'ondes avec les délais de propagation et autres retards de phase correspondants, il pourra permettre dans le cas d'une extension bi-, voire tri-, dimensionnelle de suivre l'évolution du signal et dans le temps et dans l'espace en s'affranchissant des cartes de champ du type de celles qui ont été présentées dans le cas de simulations électromagnétique du circuit.

3.3 Conclusion

Une ligne de transmission main gauche opérant à 330 GHz a été modélisée et caractérisée dans le domaine temporel à l'aide d'une mesure impulsionnelle de type pompe sonde. Le caractère gaucher du dispositif a été mis en évidence grâce à une signature de phase. Les modèles équivalents de type circuit de la ligne ont permis de retrouver par la simulation les formes d'onde mesurées.

Un comportement de type main gauche a donc été démontré dans des bandes de fréquences de l'ordre de la centaine de gigaHertz en faisant appel à deux méthodes de caractérisation (l'une fréquentielle, l'autre temporelle) qui ont justifié l'emploi de modèles spécifiques. Ces systèmes sont linéaires dans la mesure où leurs caractéristiques et leur réponse ne dépendent pas de l'amplitude du signal d'excitation. Nous nous proposons d'introduire en détail le composant HBV (Heterostructure Barrier Varactor) qui peut être utilisé en régime varactor avec une caractéristique capacitance tension symétrique. Le composant peut alors être introduit le long d'une structure de propagation du type de celle caractérisée en régime impulsionnel. Ce modèle dual de ligne de transmission nous permettra de démontrer des phénomènes de multiplication de fréquences et de génération paramétrique. Un parallèle avec l'optique non linéaire sera alors esquissé, les mêmes phénomènes de conversion de fréquences et d'amplification paramétrique étant connus.

CHAPITRE 4

LA DIODE HETERO STRUCTURE BARRIER VARACTOR

Ce chapitre présentera en détail la diode Hetero Structure Barrier Varactor pouvant être utilisée comme capacité variable dans un dispositif main gauche non linéaire, comme il sera montré dans le dernier chapitre.

- *L'idée de base du composant sera développée pour montrer qu'un mode d'opération varactor peut être obtenu avec une caractéristique capacitance/tension symétrique. A titre comparatif, les principes et caractéristiques de la diode Schottky seront aussi rappelés.*
- *Deux composants HBV seront ensuite proposés en technologies GaAs et InP et deux types de couches épitaxiales seront développés pour une utilisation dans deux dispositifs de caractérisation différents :*
 - *Une première caractérisation en régime quasi statique nous permettra de mesurer les caractéristiques I-V et C-V des composants obtenus à partir de motifs coaxiaux de diodes.*
 - *Une seconde caractérisation en régime impulsionnel du composant intégré en parallèle d'une structure de propagation CPS permettra d'extraire d'autres paramètres du composant dans cette structure de propagation. Cette dernière se fera dans le domaine temporel en faisant appel au même banc de mesure de type pompe sonde présenté précédemment pour la caractérisation de la ligne main gauche CPS. Elle s'inscrit dans le cadre d'un contrat ESA en partenariat avec le groupe DOME qui a une longue expérience de la technologie HBV du fait de développements de circuits multiples et de lignes de transmission non linéaires.*

4.1 Les idées de base

4.1.1 Blocage de conduction par barrière semi-conductrice

Introduite en 1989 par E. Kollberg et A. Rydberg de l'université de Chalmers [72], la diode Heterostructure Barrier Varactor est composée de deux zones dopées, que nous appellerons zone de *modulation*, séparées par une barrière en énergie à l'origine d'un blocage de conduction. Deux matériaux semi-conducteurs à petite bande interdite E_{G1} sont ainsi séparés par un matériau à plus grande bande interdite E_{G2} pour former cette barrière en énergie : la figure 4.1 compare la structure de bande de la diode HBV avec celle de la diode Schottky constituée d'un contact entre un métal et un semi-conducteur dopé n . La figure fait la distinction entre régime de bandes plates et équilibre thermodynamique pour lequel les niveaux de Fermi sont alignés. Dans le cas de la jonction Schottky, un potentiel de « *built in* » Φ_i se crée dans le semi conducteur : celui-ci correspond à la différence des niveaux de Fermi du métal et du semi-conducteur en condition de bandes plates $\Phi_i = E_{F_{SC}} - E_{F_m}$.

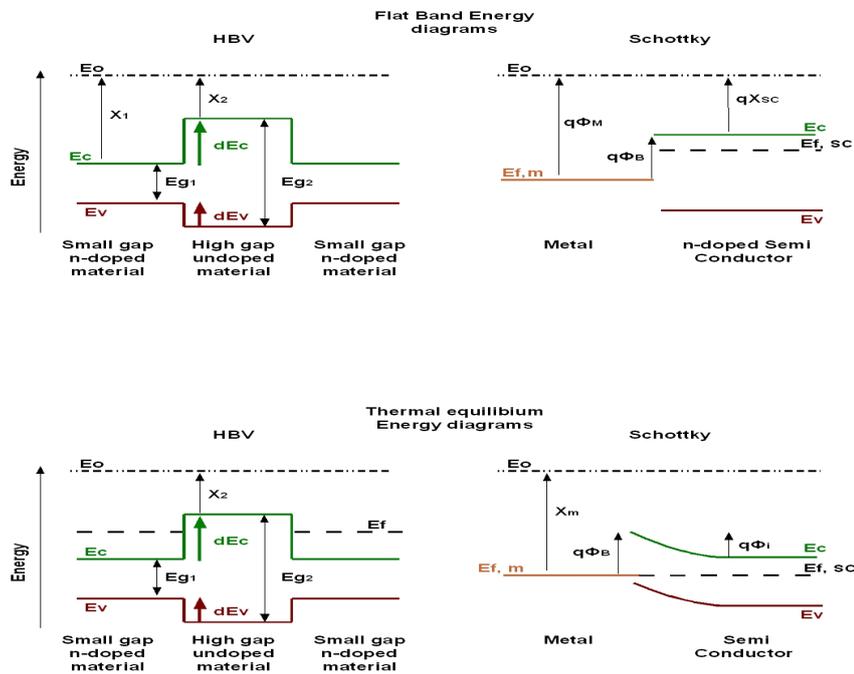


FIGURE 4.1 – Diagrammes en énergie de la diode Schottky et de la diode HBV simple barrière en régime de bandes plates (en haut) et d'équilibre thermodynamique (en bas).

Pour la diode HBV, la barrière en énergie ainsi constituée bloque la conduction entre les zones dopées que nous qualifierons d'émetteur et de collecteur respectivement à gauche et à droite de la barrière pour une tension de polarisation $V_{bias} > 0$ comme illustré dans la figure 4.2. Sous l'effet de cette tension de polarisation V_{bias} , la barrière en énergie se déforme en permettant une zone d'accumulation de porteurs d'un côté de la barrière et une zone de désertion de l'autre ; le composant HBV peut ainsi être utilisé comme capacité variable commandée en tension si les charges restent confinées de part et d'autre de la barrière.

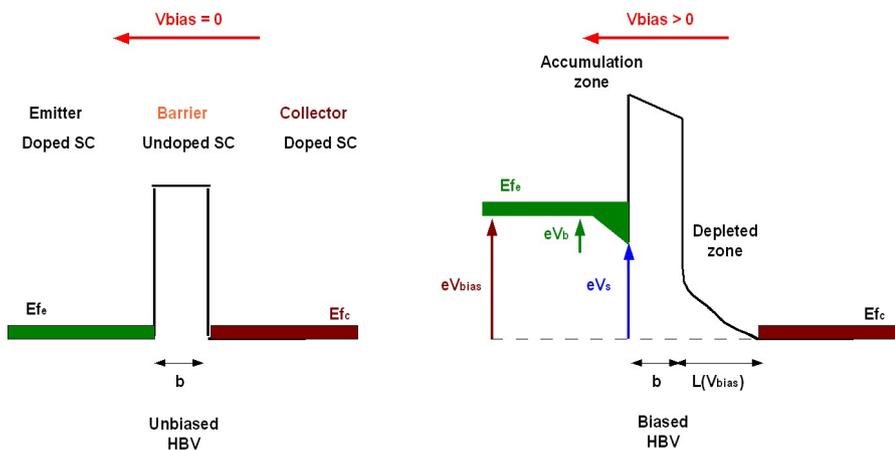


FIGURE 4.2 – Diagrammes en énergie du composant HBV avec et sans tension de polarisation.

Des courants de fuite limitent cependant ce mode d'opération appelé *varactor* avec trois contributions qui seront calculées à partir du diagramme en énergie de la structure et qui sont illustrées dans la figure 4.3 avec respectivement :

- Un *effet tunnel pur* pour lequel l'électron passe à travers l'intégralité de la barrière en énergie,
- Un effet *Fowler Nordheim* qui correspond à un effet tunnel à travers une barrière triangularisée sous l'effet de la tension de polarisation. Ce dernier est facilité avec une épaisseur de barrière effective qui est moindre du fait de la triangularisation,
- Un effet *thermionique* pour lequel les électrons passent au dessus de la barrière en énergie.

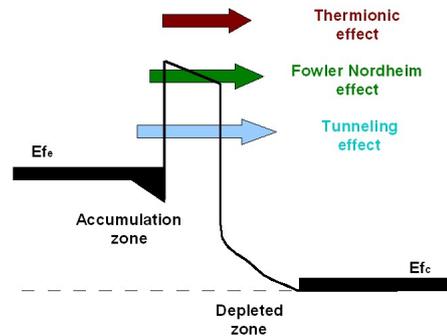


FIGURE 4.3 – Contributions au courants de fuite du composant HBV.

La symétrie de la structure épitaxiale est aussi à l'origine de l'anti-symétrie de la caractéristique I-V de la figure 4.4 puisque le comportement bloquant de la barrière est le même pour des tensions de polarisation positive ou négative : la barrière stoppe les charges dans une zone d'accumulation et limite les courants de fuite jusqu'à emballement qui peut mener au claquage du composant. Le claquage est principalement dû à un effet *avalanche* pour lequel un champ électrique se crée en zone de modulation du fait de l'accumulation des porteurs. Ce champ électrique crée à son tour des paires électrons-trous dans une réaction en chaîne dite avalanche. Cette tension d'avalanche peut alors être approchée par l'expression suivante [73] :

$$V_a = 60 \left(\frac{E_g}{1.1} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{N_d}{10^{16}} \right)^{-\frac{3}{4}} \quad (4.1)$$

où $E_g(eV)$ et $N_d(cm^{-3})$ correspondent respectivement à l'énergie de bande interdite et le dopage de la zone de modulation.

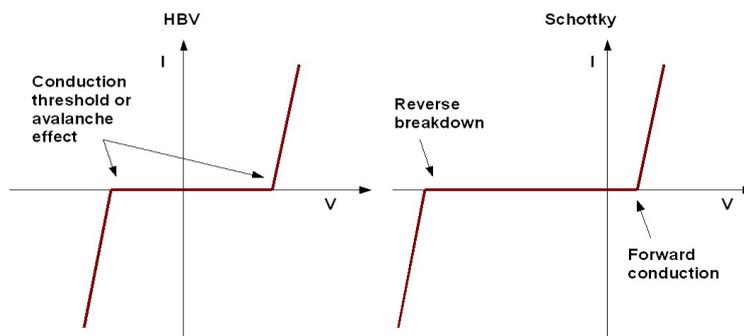


FIGURE 4.4 – Caractéristiques I-V des diodes HBV et Schottky.

La figure 4.4 compare la caractéristique I-V de la diode HBV à celle de la diode Schottky. La caractéristique I-V de la diode Schottky est asymétrique du fait de sa structure de bande sous tension de polarisation. Le potentiel de « built in » ϕ_i est diminué de V_{bias} : la différence des niveaux de Fermi (qui correspond à la différence de potentiel dans le semi-conducteur) devient $q(\phi_i - V_{bias})$ et le comportement de ces niveaux de Fermi diffère en fonction du signe de V_{bias} :

- Pour $V_{bias} > 0$, le niveau de Fermi du métal E_{F_m} est diminué par rapport à celui du semi-conducteur $E_{F_{SC}}$. L'abaissement de la barrière qui en résulte facilite la dérive des électrons vers le métal avec un courant de fuite qui croît exponentiellement jusqu'à ce que V_{bias} atteigne une tension de *turn-on* pour laquelle il n'y a plus de barrière ($V_{bias} \sim 0.7V$).
- A l'inverse, pour $V_{bias} < 0$, E_{F_m} augmente par rapport à $E_{F_{SC}}$ et la hauteur de barrière augmente confirmant ainsi le caractère bloquant de la jonction. Le champ électrique dans le semi-conducteur augmente proportionnellement à la longueur de la zone de déplétion $L_{dep}(V_{bias})$ jusqu'à un phénomène d'avalanche du fait d'un champ électrique trop important.

4.1.2 Symétrie de la caractéristique Capacité-tension

Sous l'effet de la polarisation de la diode HBV, l'absence de porteurs dans la zone de désertion permet d'assimiler celle-ci à un isolant. Cette zone de désertion de longueur $L_{dep}(V_{bias})$ et la zone de barrière d'épaisseur b sont modélisées par des diélectriques de permittivités respectives ϵ_d et ϵ_b qui séparent ainsi les zones chargées pour former une capacité à plans parallèles d'aire A que l'on peut estimer par :

$$C = \frac{dQ}{dV(Q)} = \left(\frac{\epsilon_b}{b} + \frac{\epsilon_d}{L_{dep}(V_{bias})} \right) A \quad (4.2)$$

où Q est la quantité de charges accumulées : $Q = q N_d L_{dep}(V_{bias}) A$

Dans l'hypothèse d'une zone de charges d'espace abrupte entre la zone dopée et la barrière, le potentiel $V(Q)$ aux bornes de la diode HBV peut s'obtenir par résolution de l'équation de Poisson sous la forme :

$$V(Q) = \left(\frac{bQ}{\epsilon_b A} + \text{sign}(Q) \frac{Q^2}{2q N_d \epsilon_d A^2} \right) \quad (4.3)$$

Cependant, l'hypothèse de la zone de charges d'espace abrupte ne permet pas de décrire correctement la capacitance du composant pour des tensions de polarisation faibles compte tenu d'effets d'écrantage dûs aux charges autour de la barrière sur une longueur appelée longueur de Debye L_D :

$$L_D = \sqrt{\frac{k_b T \epsilon_d}{N_d q^2}} \quad (4.4)$$

La capacité de la diode à polarisation nulle C_0 est alors estimée à [74] :

$$C_0 = \frac{A\epsilon_b}{b + 2L_D} \frac{\epsilon_b}{\epsilon_d} \quad (4.5)$$

La non linéarité du composant est alors modélisée de façon empirique en ajoutant un terme correctif à l'équation 4.3 dans un modèle proposé par l'université de Chalmers (que nous appellerons modèle de Chalmers dans la suite de ce manuscrit) [75] :

$$V(Q) = \left(\frac{bQ}{\epsilon_b A} + \text{sign}(Q) \left(\left(\frac{Q^2}{2qN_d\epsilon_d A^2} \right) + \frac{4k_B T}{q} \left(1 - e^{-\frac{|Q|}{2L_D A q N_d}} \right) \right) \right) \quad (4.6)$$

La symétrie épitaxiale de la diode HBV justifie alors la symétrie de sa caractéristique C-V, la fonction $L_{dep}(V)$ étant paire dans 4.2¹. Dans le cas de l'utilisation de la diode HBV pour de la multiplication de fréquences, cette symétrie de la caractéristique C-V permettra de ne générer que des harmoniques impaires du signal de pompe comme cela a été largement exploité dans les circuits multiplieurs [76] [77].

Dans le cas de la diode Schottky, il n'y a pas de barrière donc pas de terme $\frac{\epsilon_b A}{b}$ dans l'expression 4.2. La caractéristique C-V devient asymétrique, la longueur de zone désertée dans la jonction Schottky est estimée par :

$$L_{dep}(V_{bias}) = \sqrt{\frac{2\epsilon_d(\phi_i - V_{bias})}{qN_d}} \quad (4.7)$$

1. Le raisonnement et les équations ci-dessus sont valables pour une barrière. Dans le cas où les composants HBV sont en série pour $N_{barriers}$ épitaxiées, les équations (4.2, 4.5) et (4.3, 4.6) sont respectivement pondérées par un coefficient $\frac{1}{N_{barriers}}$ et $N_{barriers}$.

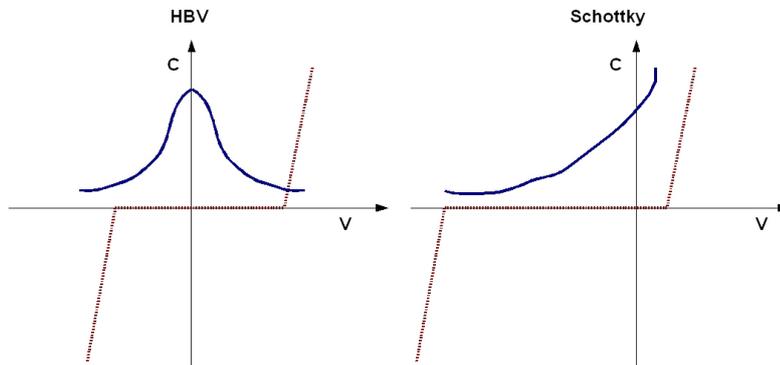


FIGURE 4.5 – Caractéristiques I-V et C-V des diodes HBV et Schottky

La diode Schottky est aussi couramment utilisée en régime varactor notamment pour des applications de multiplication de fréquences TeraHertz [78]. Une polarisation peut s'avérer nécessaire pour se placer en régime varactor de façon plus efficace ; cette polarisation s'avère inutile pour une diode HBV. La symétrie de la caractéristique permet de plus de voir les mêmes capacités pour des alternances positives et négatives du signal d'une variation de tension sinusoïdale.

L'optimisation du composant HBV consiste alors à limiter ses courants de fuite en maximisant le rapport $\frac{C_{max}}{C_{min}}$ et la plage de fonctionnement en tension qui permet d'utiliser le composant en régime varactor. Si l'on utilise le composant comme élément non linéaire dans un circuit multiplicateur, il a été montré dans [79] que le rendement de conversion du circuit est proportionnel à $\left(\frac{f_c}{f_p}\right)^\alpha$, ($\alpha \in N$) où f_p est la fréquence de pompe du circuit et f_c la fréquence de coupure du composant définie par :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_s C_{max}} \left(\frac{C_{max}}{C_{min}} - 1 \right) \quad (4.8)$$

L'expression 4.8 montre aussi qu'une montée en fréquence des dispositifs implique aussi une minimisation de la résistance série du composant et une diminution du niveau de capacité C_{max} en conservant un bon rapport $\frac{C_{max}}{C_{min}}$.

4.1.3 Solutions épitaxiales

En filière III-V, différentes combinaisons épitaxiales sont possibles en vue d'obtenir une hétérostructure HBV. On distingue alors trois types d'épitaxie :

- Une croissance en *accord de maille (lattice matched)* : L'empilement des matériaux se fait à paramètre de maille constant, la maille de la zone dopée et de la barrière correspondant à celle du substrat. On peut citer dans ce cas les croissances en $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ sur InP ou $GaAs/Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ sur GaAs [80] comme on peut le vérifier dans la figure 4.6.
- Une croissance en accord de maille *pseudomorphique* : Les paramètres de maille diffèrent de l'ordre du pourcent pour les matériaux utilisés et une contrainte se crée dans le réseau. La croissance est pseudomorphique puisque le substrat impose son paramètre de maille jusqu'à une certaine épaisseur dite épaisseur critique pour laquelle des dislocations peuvent se produire. Dans notre cas, nous considérerons une couche sur InP avec une barrière en InAlAs/AlAs/InAlAs comme ce fut le cas dans [81].
- Une croissance *métamorphique* pour laquelle la différence de paramètres de maille dépasse le pourcent et qui nécessite la croissance de zones tampons. On peut citer en exemple InGaAs/InAlAs/InGaAs sur GaAs [82].

Une interface supplémentaire dite *zone d'espaceur* entre la zone de modulation et la barrière permet d'éviter la diffusion des dopants dans la barrière. Une zone dite de pré-puits peut aussi être ajoutée de part et d'autre de la barrière pour augmenter la hauteur effective de la barrière [83]. Deux types de couches seront proposées dans la suite de ce travail : l'une en accord de maille sur substrat GaAs et l'autre en croissance pseudomorphique sur substrat InP.

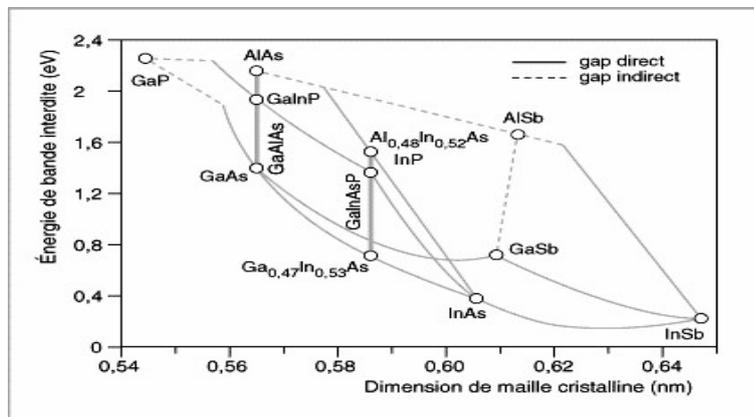


FIGURE 4.6 – Paramètres de mailles et d'énergie pour différents composés III-V.

4.2 Application aux technologies GaAs et InP

4.2.1 Conception des structures

Structures épitaxiales

La conception des structures est effectuée à partir d'un outil de simulation développé dans l'équipe [84] et systématisé pour des analyses paramétriques. Deux couches épitaxiales sont proposées en filières GaAs et InP et détaillées dans la figure 4.7.

L'originalité des deux structures vient notamment de l'utilisation d'une barrière constituée d'un empilement de trois matériaux qui permettent la formation d'une barrière à deux niveaux d'énergie. Il a été montré que ce type de barrière bloque la conduction de façon plus efficace qu'une simple barrière [85]. Dans la couche InP, la couche d'AlAs est en croissance pseudomorphique par rapport à celle d'InAlAs sur une épaisseur de 35 Å. Le dopage s'élève à $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour une utilisation à hautes fréquence de pompe du composant. La loi de conservation du courant dans la diode pompée impose en effet l'égalité du courant de déplacement I_d dans la zone déplétée avec le courant de conduction I_c dans la zone dopée tel que ($I_d = q N_d v_{InGaAs} A$) = ($I_c = C \frac{dV}{dt}$) où v_{InGaAs} est la vitesse des porteurs qui peut être limitée lors d'une montée en fréquences [?] [?].

	Material	Doping level (/cm3)	Thickness
Emitter	GaAs	2e18	5000 Å
Modulation	GaAs	1e17	3000 Å
Spacer	GaAs	N. i. d.	50 Å
Barrier	GaAlAs	N. i. d.	50 Å
	GaAlAs	N. i. d.	30 Å
	GaAlAs	N. i. d.	50 Å
Spacer	GaAs	N. i. d.	50 Å
Modulation	GaAs	1e17	3000 Å
Collector	GaAs	2e18	5000 Å
Substrate	GaAs - Si		

	Material	Doping level (/cm3)	Thickness
Emitter	InGaAs	2e19	5000 Å
Modulation	InGaAs	3e17	1500 Å
Spacer	InGaAs	N. i. d.	50 Å
Barrier	InAlAs	N. i. d.	50 Å
	AlAs	N. i. d.	30 Å
	InAlAs	N. i. d.	50 Å
Spacer	InGaAs	N. i. d.	50 Å
Modulation	InGaAs	3e17	1500 Å
Spacer	InGaAs	N. i. d.	50 Å
Barrier	InAlAs	N. i. d.	50 Å
	AlAs	N. i. d.	30 Å
	InAlAs	N. i. d.	50 Å
Spacer	InGaAs	N. i. d.	50 Å
Modulation	InGaAs	3e17	1500 Å
Collector	InGaAs	2e19	5000 Å
Buffer	InP	2e19	10000 Å
Substrate	InP - Si		

FIGURE 4.7 – Séquences épitaxiales des couches sur substrat de GaAs et d'InP.

Dans le cas de la couche GaAs, la figure 4.6 montre que la concentration en aluminium du composé $Al_xGa_{1-x}As$ n'influe pas sur le paramètre de maille du matériau discuté précédemment. Cependant, la figure 4.8 qui compare les discontinuités de bande de conduction pour les vallées Γ et X montre qu'un phénomène dit de *cross-over* peut intervenir à partir d'une concentration en Al de 45% [86]. Dans ce cas, une transition des vallées Γ à X aura lieu dans le composant, la discontinuité de conduction la plus faible fixant la hauteur de barrière [87]. Une concentration en Al de 40% a ainsi été choisie. L'accord de maille de la couche GaAs permettrait d'empiler plusieurs mésas en série pour améliorer la tenue en tension du composant et augmenter la puissance de pompe de celui-ci.

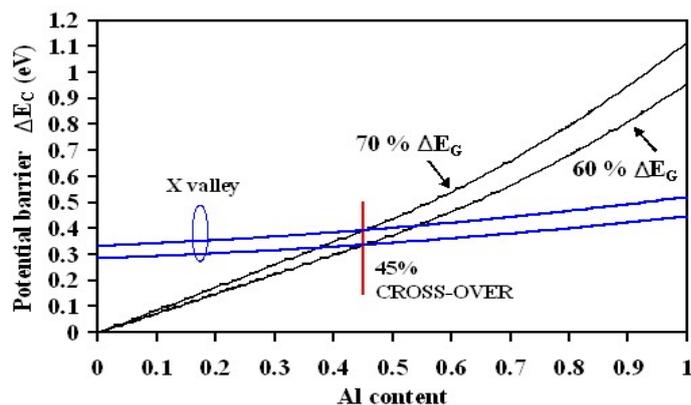


FIGURE 4.8 – Position des vallées énergétiques de l' $Al_xGa_{1-x}As$ et phénomène de cross-over.

Calcul des caractéristiques

La méthode de calcul utilisée pour le calcul des caractéristiques I-V et C-V du composant à partir de sa séquence épitaxiale est détaillée dans la première annexe de ce manuscrit. Les caractéristiques de la figure 4.10 sont calculées pour une barrière à partir des diagrammes en énergie de la figure 4.9. Rappelons que si plusieurs barrières sont intégrées en parallèle (comme dans le cas de la couche InP), la caractéristique I-V est dilatée avec une tension de claquage typiquement multipliée par le nombre de barrières $N_{barriers}$ et un niveau de capacité divisé par $N_{barriers}$. La tenue en tension du composant est ainsi améliorée d'un facteur $N_{barriers}$ [88]. Le calcul de la caractéristique I-V ne prend en pas en compte le phénomène d'avalanche. Il est cependant initialisé par les effets tunnel intervenant dans la structure. Les tensions d'avalanche sont alors estimées à partir de la relation 4.1 à 15.6V et 2.6V respectivement pour les couches GaAs et InP (avec $E_{gGaAs} = 1.42eV$ et $E_{gInGaAs} = 0.74eV$).

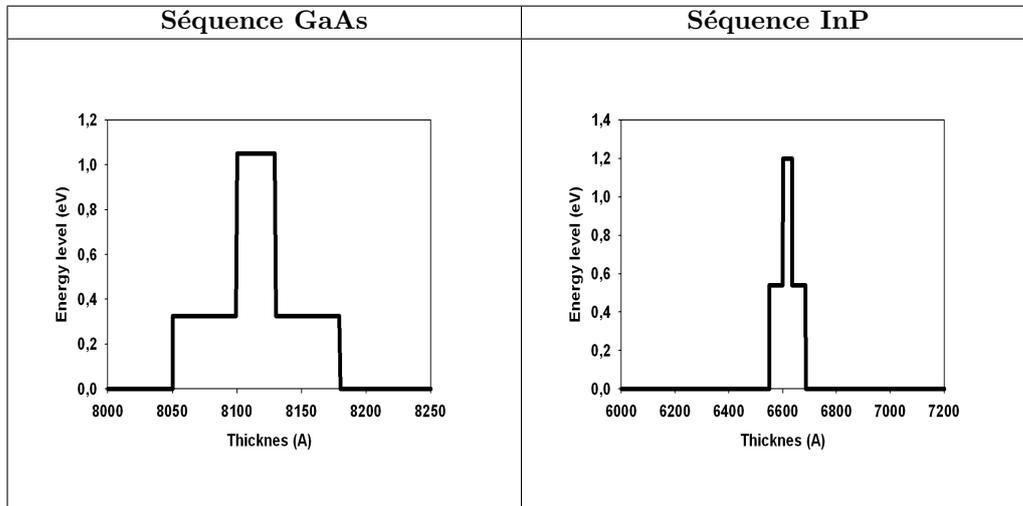


FIGURE 4.9 – Diagrammes en énergie des structures HBV en filières GaAs et InP.

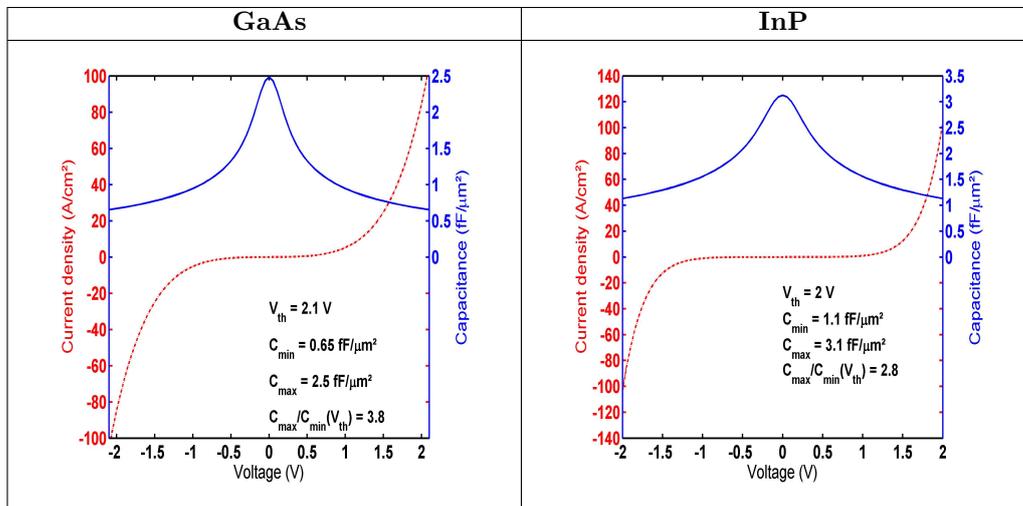


FIGURE 4.10 – Caractéristiques I-V (tirets) et C-V (continu) calculées pour les couches GaAs et InP de la figure 4.7.

Les couches de la figure 4.7 ont été épitaxiées à l'IEMN par épitaxie par jets moléculaires en visant deux types différents de caractérisation :

- Un premier procédé consiste à obtenir des composants coaxiaux à partir de la couche épitaxiée pour une caractérisation quasi-statique. Cette dernière se fait sous pointes à l'analyseur de réseau à partir de la mesure du coefficient de réflexion complexe à une fréquence de l'ordre du gigaHertz et à polarisation variable. La mesure de $S_{11}(V_{bias})$ nous permet par la suite d'extraire une caractéristique $C(V_{bias})$.
- Un second procédé consiste à intégrer le composant en parallèle d'une structure de propagation Co Planar Strip dans l'objectif d'une caractérisation électro-optique du type de celle qui a été utilisée et détaillée dans le troisième chapitre. L'objectif consiste ici à extraire un $C(f)$ sur une très large bande de telle sorte notamment à mettre en évidence de possibles phénomènes de saturation de la mobilité à hautes fréquences qui auraient des effets sur le $C(V)$ du composant.

4.2.2 Techniques de fabrication pour caractérisation quasi-statique

Le procédé utilisé pour la réalisation de ces motifs de tests coaxiaux est illustré dans la figure 4.11 et se divise en quatre étapes :

1. *Réalisation du contact Ohmique supérieur* :
 - Le premier niveau de masque fait appel à une résine négative avec :
 - L'utilisation de la résine AZ 1518 ($v=5000$ tr/min, $a=4500$ tr/min/s, $t=12s$ à capot fermé) qui permet une épaisseur attendue de $1 \mu m$.
 - Un recuit à $110^\circ C$ pendant 60 s permet un durcissement de la résine. Il est suivi d'un traitement dans l'AZ 326 ($t \sim 30s$) puis d'un rinçage à l'eau désionisée avant exposition.
 - L'exposition se fait par insolation UV de 18 s avec un masque optique. Un second recuit est effectué à $120^\circ C$ pendant une minute.
 - La révélation est faite à l'aide de AZ400 diluée avec de l'eau (1/3).
 - La première métallisation utilise la séquence suivante : $Ni / Ge / Au / Ti / Au$ ($150 / 195 / 390 / 500 / 2000$ A)
 - Une étape finale de lift-off par solution d'acétone - alcool (avec un éventuel traitement aux ultrasons pour faciliter le décollement de la résine) permet la réalisation des motifs.
2. Le *premier méssa* est réalisé par gravure chimique avec :
 - Une désoxydation préliminaire est effectuée au $NH_4OH : H_2O$ (1/10) pour la couche sur InP et $HCl : H_2O$ (1/10) pour la couche sur GaAs,
 - La gravure humide utilise une solution de $H_3PO_4/H_2O_2/H_2O$ (3 / 1 / 20) pour InP et (3 / 1 / 10) pour GaAs. Cette gravure permet la création du premier méssa en utilisant la première métallisation comme masque de gravure. La vitesse moyenne de gravure est estimée à 3000 A/min pour InP et 7000 A/min pour GaAs. Une épaisseur de 10000 A doit être gravée pour la couche sur substrat InP et de 11500 A pour la couche sur substrat GaAs.
3. La *réalisation du contact ohmique inférieur* fait appel au même procédé que celle du contact ohmique supérieur avec une étape finale de recuit des contacts ohmiques dans un four à $400^\circ C$ pendant $40s$ sous flux d'azote hydrogéné.
4. L'*isolation des méssas* est enfin effectuée en attaquant la couche de contact-collecteur restante avec la même solution que celle utilisée pour la première gravure sur des épaisseurs de 5000 A pour la couche de GaAs et de 15000 A pour la couche d'InP.

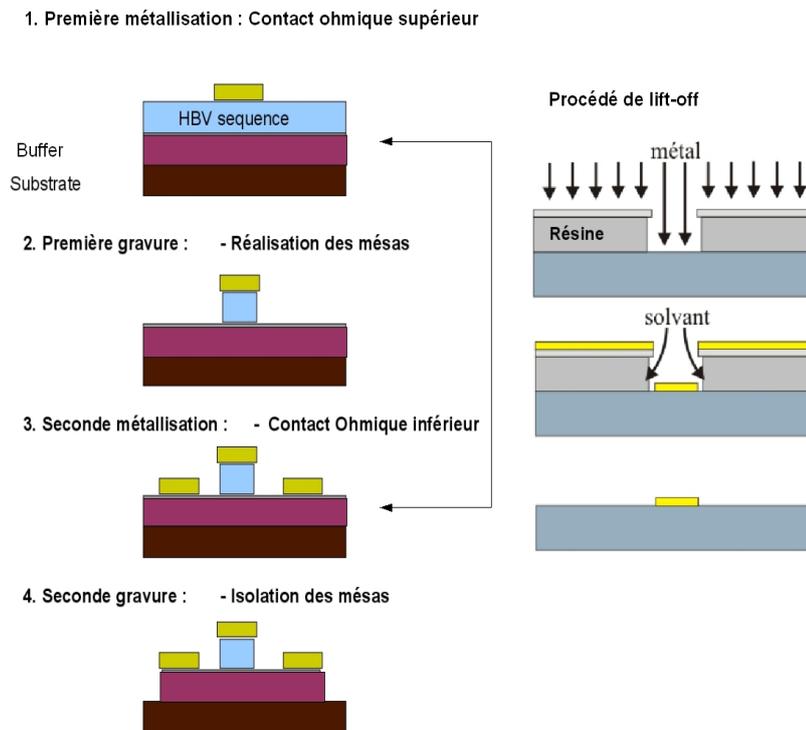


FIGURE 4.11 – Procédés technologiques pour la réalisation de motifs coaxiaux de mesures sous pointes. Les schémas sont fournis dans le plan de coupe du méssa.

La figure 4.12 montre que deux itérations du procédé ont été nécessaires à la réalisation de ces motifs coaxiaux suite à des problèmes survenus lors de la dernière étape de recuit de la seconde métallisation. Un résidu de la résine LOR utilisée lors de la première étape de la première itération du procédé est certainement à l'origine du gonflement de la métallisation qui s'accompagne de la création d'une collerette métallique qui vient court-circuiter la zone active lorsque celle-ci entre en contact avec la zone dopée centrale. Les photos du motif obtenues par Microscopie Electronique à Balayage montrent que le problème a été résolu lors du second run effectué avec une résine AZ1518. Un phénomène de sous gravure demeure cependant du fait de l'isotropie de la gravure chimique. Une surface *effective* de composant doit donc être estimée lors de l'exploitation des mesures effectuées sur les motifs coaxiaux pour rendre compte de ce phénomène de sous gravure.

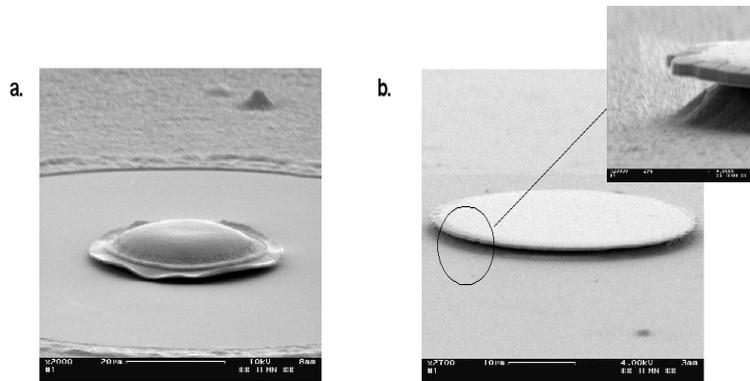


FIGURE 4.12 – Vue au microscope à balayage électronique d’un méso de diode gravé par attaque chimique :

- a. : Première itération effectuée avec utilisation de résine LOR et problème de métallisation.
 b. : Seconde itération effectuée avec phénomène de sous gravure illustré en insert.

4.2.3 Techniques de fabrication pour caractérisation électro-optique

Les techniques de fabrication pour caractérisation électro-optique ont été développées par Dmitri Yarekha dans le cadre d’un contrat avec l’Agence Spatiale Européenne.

Le circuit de caractérisation intègre une diode en parallèle d’une ligne CPS d’une longueur totale de $5100\mu m$. Deux plots de contact sont situés à chaque bout de ligne afin de permettre la pose des pointes nécessaires à la polarisation des patchs qui seront déposés sur la ligne CPS. Des capacités séries de liaison sont nécessaires de part et d’autre de la zone active afin d’isoler celle-ci de la tension de polarisation élevée (de l’ordre de 60V) utilisée pour les patchs de semi-conducteur reportés sur la ligne lors de la mesure électro optique. Cinq sections de diodes ($3 \times 3\mu m^2$, $4 \times 4\mu m^2$, $5 \times 5\mu m^2$, $7 \times 7\mu m^2$ et $5 \times 20\mu m^2$) sont intégrées. Deux surfaces de capacités de liaison ($10 \times 10\mu m^2$ et $30 \times 30\mu m^2$) et deux distances inter-capacités de 100 et $1000\mu m$ sont prévues et réparties sur le masque comme indiqué dans la figure 4.13. Des lignes à vide ou simplement chargées par des capacités de liaison sont ajoutées pour des tests et caractérisations.

Des motifs coaxiaux de tests sont prévus sur le masque pour des mesures sous pointes qui nous permettent de vérifier le fonctionnement de la couche épitaxiale d’InP au cours du procédé technologique, notamment après l’étape de report sur substrat hôte de quartz [89]. Ce report est nécessaire afin d’intégrer la diode en parallèle d’une structure de propagation sur un substrat low- κ de quartz afin d’éviter toutes pertes par modes de substrat.

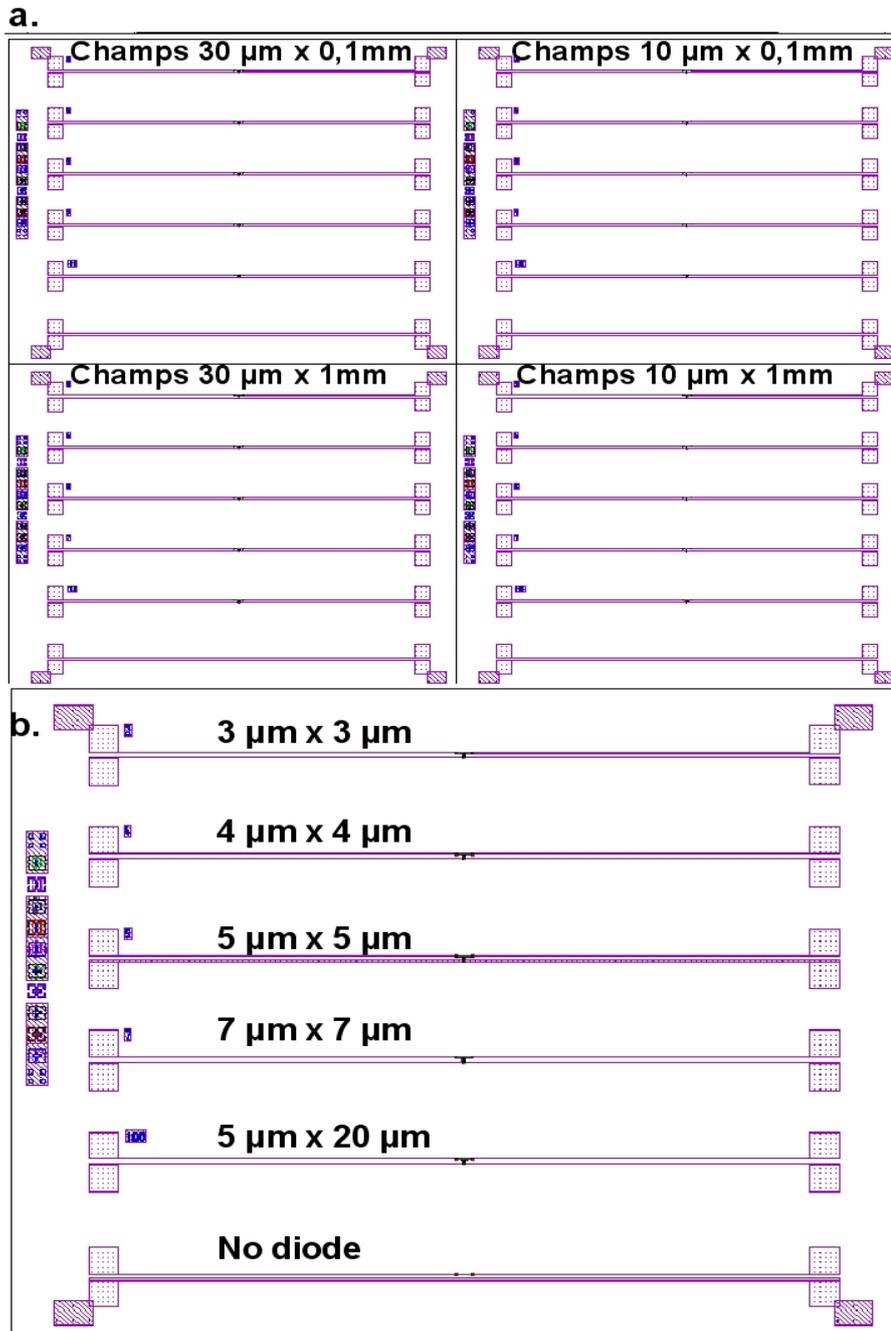


FIGURE 4.13 – Champs du masque utilisé pour la réalisation de motifs de caractérisation électro-optique de la diode HBV :

(a) les capacités de liaison sont de 30×30 et $10 \times 10 \mu m^2$ de gauche à droite et la distance entre ces capacités est de 0,1 et 1 mm de haut en bas. La diode HBV est intégrée au milieu de ces deux capacités.

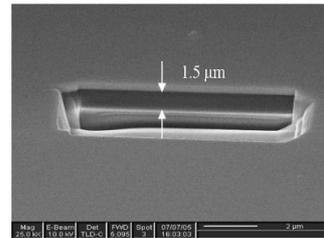
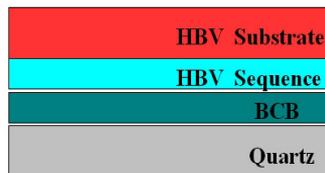
(b) Sections des diodes pour un champ élémentaire de composants.

Le procédé technologique se divise en huit étapes et est illustré dans les deux volets de la figure 4.14 en considérant une ligne CPS dans le masque :

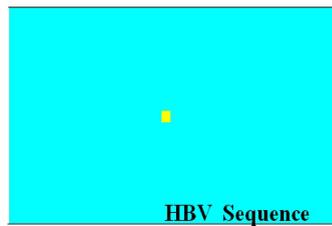
1. *Le report de la couche épitaxiale* : la technologie de report rend nécessaire l'emploi d'une couche intermédiaire de BCB pour le collage de la couche. Une attaque chimique permet d'éliminer le substrat d'InP à partir d'une solution de $HCl : H_2O$ (3/1) : la sélectivité de la solution d'attaque permet de ne pas entamer la couche épitaxiée en s'arrêtant sur la zone de contact d'InGaAs. La photo MEB montre une épaisseur de $1.5\mu m$ de BCB obtenue en phase de test. Une épaisseur inférieure à $1\mu m$ a été mesurée lors du report de la couche active.
2. *Le premier niveau de métallisation*, qui correspond à la réalisation des contacts ohmiques supérieurs des mésas, a rendu l'emploi de la lithographie électronique nécessaire compte tenu des petites sections de diodes mises en jeu.
3. *L'isolation des mésas* a fait appel à la gravure sèche par gravure ionique réactive sur $1,1\mu m$ d'épaisseur pour s'arrêter sur la couche de contact de InGaAs. Les petites sections de zones actives et les phénomènes de sous gravure observés lors de l'attaque chimique de la couche pour les motifs quasi-statiques, comme l'a montré la figure 4.12, ont justifié l'utilisation de la gravure plasma. La première métallisation sert de masque de gravure et des flancs verticaux sont obtenus comme le montre la photo MEB de la figure.
4. Un *second niveau de métallisation* correspond au dépôt du contact ohmique inférieur en forme de U enserrant le méso gravé. Celui-ci est déposé sur la couche de contact de InGaAs. Les motifs sont ensuite isolés par attaque chimique sur l'ensemble du substrat en dehors des îlots constitués par le méso isolé et enserré par son contact ohmique inférieur.
5. Un *troisième niveau de métallisation* permet la réalisation de deux portions de la ligne CPS : il s'agit du ruban inférieur et de la portion de ruban supérieure situé entre les deux capacités séries du circuit qui touche le contact ohmique inférieur de la zone active.
6. Le *dépôt de nitrure* se fait par PECVD pour une épaisseur de Si_3N_4 de 300 nm : le nitrure de silicium est déposé sur l'ensemble de l'échantillon pour ensuite être gravé après un transfert de masque permettant d'isoler les capacités séries.
7. Le *quatrième niveau de métallisation* permet de finir la portion supérieure de la ligne CPS en recouvrant les capacités. Les zones en recouvrement sont grisées dans la figure.
8. La *réalisation finale du pont à air* permet de relier le méso au ruban supérieur de la ligne en combinant les lithographies optique et électronique pour les réalisations respectives du tablier et du pont.

Les deuxième et troisième étapes et s'apparentent au procédé de motifs coaxiaux avec, dans ce cas, l'utilisation de la lithographie électronique.

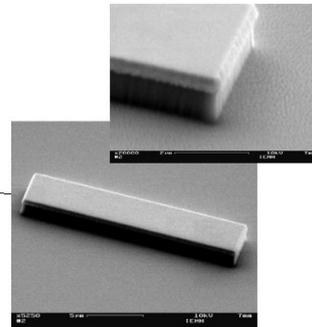
1. Report de la couche – attaque chimique



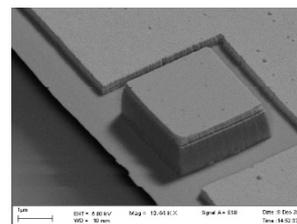
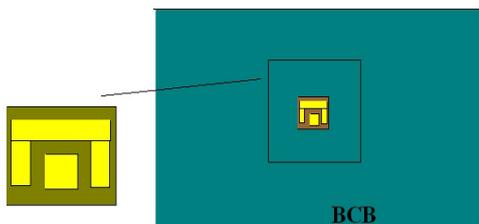
2. Première métallisation : Contact ohmique supérieur



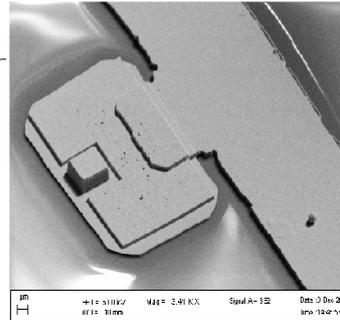
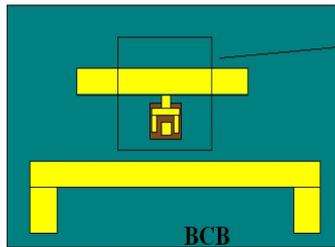
3. Isolation du méso



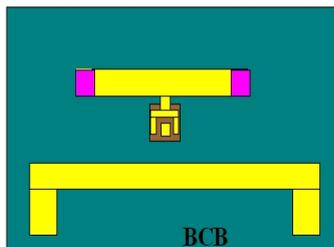
4. Seconde métallisation : Contact ohmique inférieur et isolation



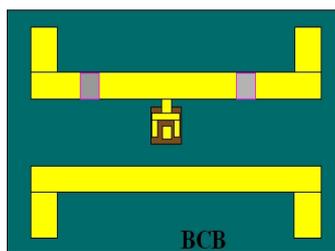
5. Troisième métallisation :
 Ruban inférieur de la ligne CPS
 Portion inter capacitance du ruban supérieur



6. Dépôt du nitrure des capacités en série
 PECVD et transfert de masque



7. Quatrième métallisation :
 Dernières portions du ruban supérieur



8. Contact de la zone active
 Pont à air

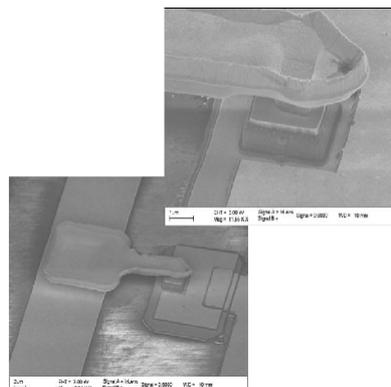
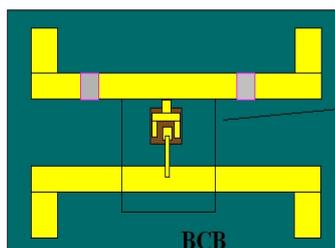


FIGURE 4.14 – Procédé technologique de l'intégration de la diode HBV en parallèle d'une ligne CPS.

4.3 Caractérisation des composants HBV

4.3.1 Caractérisation quasi-statique

Principe de la mesure

Le principe de la caractérisation C-V en régime quasi-statique consiste à mesurer un coefficient de réflexion du composant pour une excitation sous pointes à une fréquence entre 1 et 4 GHz en régime petit signal et à polarisation variable. Autour du point de polarisation la capacité est considérée constante et on remonte à sa valeur à partir de la méthode détaillée dans la partie 3.1.2. Une limite de courant de fuite est imposée pour assurer un mode varactor et éviter le claquage de la diode. Cette limite est typiquement fixée à $100A/cm^2$.

Le phénomène de sous-gravure constaté précédemment et les différents diamètres de motifs de tests nous ont amenés à normaliser les caractéristiques mesurées par rapport à la surface de la diode. Des motifs de tests de la couche InP ayant été gravés par plasma RIE dans le procédé électro-optique, ceux ci sont pris en compte pour ne pas avoir à quantifier le phénomène de sous gravure ; un facteur de sous gravure de l'ordre de 15% sera cependant pris en compte pour les résultats de mesures GaAs : un facteur de sous gravure noté UEF (pour Under Etch Factor) de l'ordre de 85% est donc appliqué à l'aire du composant.

Caractéristiques I-V et C-V

Les intensités et capacitances présentées ci-après sont fournies respectivement en A/cm^2 et $fF/\mu m^2$. Les mesures effectuées sont comparées aux calculs précédents dans la figure 4.15 : les tensions de claquage sont estimées respectivement à $V_{thGaAs} = 0.8V$ et $V_{thInP} = 5.2V$ (par extrapolation) et correspondent à des contrastes en capacité $\frac{C_{max}}{C_{min}(V_{th})}$ de 2.1 et 2.4 respectivement.

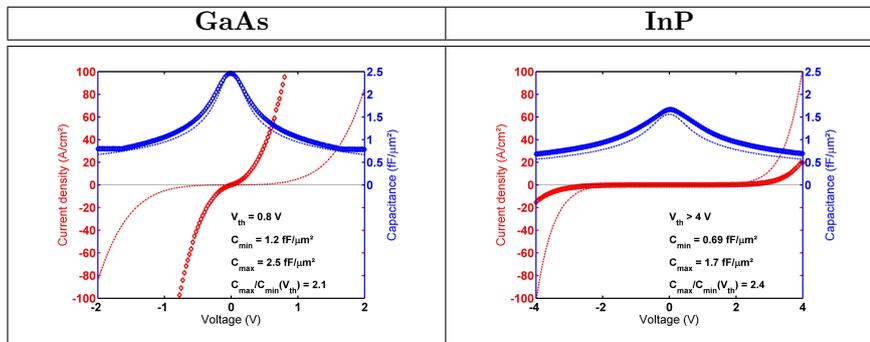


FIGURE 4.15 – Comparaison des caractéristiques I-V et C-V mesurées (marqueurs) et simulées (ligne) des couches GaAs et InP

Dans le cas de la couche GaAs, on constate une nette dégradation de la caractéristique en courant. Suite aux difficultés rencontrées sur la première itération du procédé technologique, des mesures de caractéristiques ont été effectuées avant et après le recuit de la troisième étape du procédé de la figure 4.11. Comme l'illustre la figure 4.16, une symétrisation de la caractéristique C-V est alors constatée après recuit au prix d'une dégradation des courants de fuite qui deviennent importants. Le composant avant recuit présente une caractéristique en courant asymétrique pour des faibles variations de capacité. Le comportement du composant est du type Schottky, le contact entre métal et semiconducteur prévalant sur la barrière dans le transport électronique.

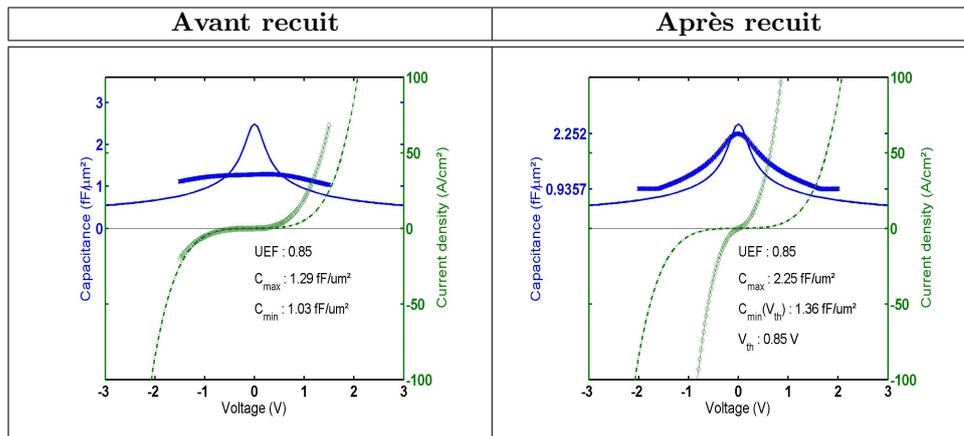


FIGURE 4.16 – Mesures de caractéristiques I-V et C-V avant et après recuit pour la couche GaAs. Les caractéristiques théoriques sont rappelées dans les deux graphes

Après recuit, les caractéristiques I-V et C-V se symétrisent. La détérioration de la courbe I-V peut ici être attribuée à un phénomène de cross-over dans la barrière avec une courbe expérimentale bornée par les caractéristiques simulées en $\Gamma - \Gamma - X - \Gamma - \Gamma$ et $\Gamma - X - X - X - \Gamma$ dans la figure 4.17. Les 40 % de concentration en aluminium ne nous ont pas permis de s'affranchir du phénomène de cross over décrit précédemment avec des transitions dans les vallées satellites qui facilitent les courants de fuite. Compte tenu de la dégradation sensible de la caractéristique I-V de cette couche GaAs, il est difficile de justifier un mode de fonctionnement varactor d'un composant dont le comportement s'apparente plus à celui d'un contact ohmique et qui s'accompagne d'un manque de reproductibilité des mesures effectuées dû en partie à la prise en compte d'un facteur de sous gravure (UEF) dans les calculs.

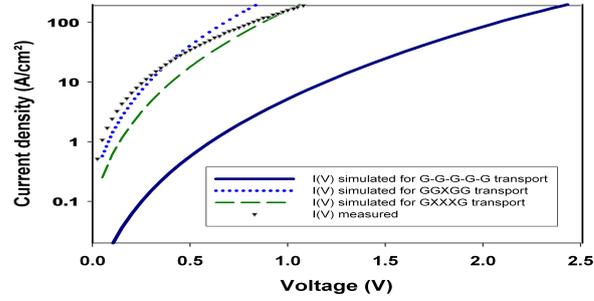


FIGURE 4.17 – Caractéristiques I-V de la diode GaAs pour différentes transitions comparées à celle mesurée dans la figure 4.15.

Dans le cas de la couche InP, on observe un léger décalage constant entre les caractéristiques mesurées et simulées en capacité et une extension de la plage de tension. En considérant l'évolution de la zone de déplétion sous polarisation et l'évolution de la capacitance correspondante, on peut affirmer en se référant aux équations 4.2 et 4.7 que le niveau de dopage est inversement proportionnel à la dérivée seconde de la caractéristique C-V comme l'indique 4.9 []. Le dopage de la zone de modulation est donc extrait à partir de la caractéristique C-V de la couche InP dans la figure 4.18 avec :

$$N_d = \frac{2}{q \epsilon A^2} \frac{1}{\frac{\partial \left(\frac{1}{C^2(V)} \right)}{\partial V}} \quad (4.9)$$

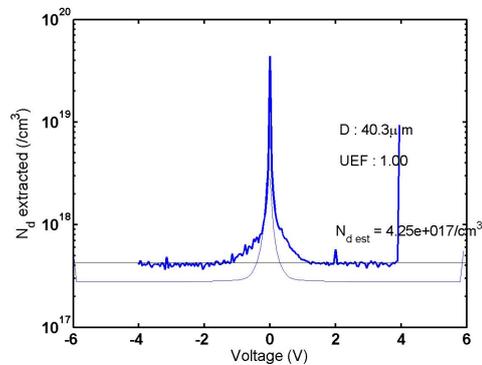


FIGURE 4.18 – Extraction du niveau de dopage de la zone de modulation à partir de la caractéristique C-V de la diode en filière InP de la figure 4.15

Un sur-dopage est estimé à $N_d = 4.25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. L'hypothèse se confirme dans la figure 4.19 qui fait correspondre la courbe mesurée avec celle simulée pour cette nouvelle valeur de dopage.

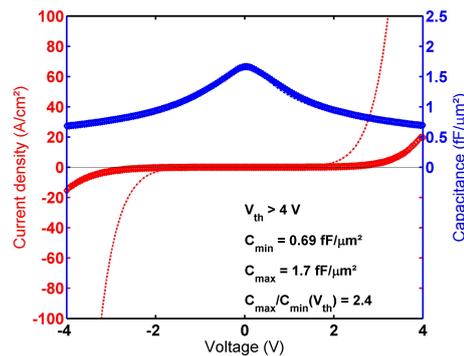


FIGURE 4.19 – Caractéristiques de la couche InP pour un niveau de dopage estimé à $N_d = 4.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

La caractérisation des séquences HBV épitaxiées à l'IEMN sur des motifs de tests coaxiaux a donc permis de montrer que :

- La couche GaAs présente une asymétrie de la caractéristique C-V qui se résorbe après recuit du circuit au prix de courants de fuite importants qui ne nous permettront pas de justifier un mode varactor du composant.
- La couche InP présente pour sa part un caractère bloquant avec un surdopage constaté à partir de la dérivée seconde de $\frac{1}{C^2}$. Cette dernière séquence épitaxiée InP servira de base à un processus de caractérisation électro-optique qui est maintenant présenté.

4.3.2 Caractérisation électro optique

Compte tenu de l'intérêt de la méthode électro optique de caractérisation introduite pour la ligne de transmission main gauche, nous nous proposons de caractériser la diode HBV en régime impulsionnel afin d'obtenir une réponse fréquentielle large bande et hautes fréquences du composant. Contrairement au motif coaxial utilisé pour la caractérisation quasi-statique, la diode est intégrée dans une structure de propagation CPS.

Les modèles de la ligne CPS à vide et de la capacité série seront préalablement introduits afin d'isoler numériquement la contribution de la diode sur la propagation du pulse. La réponse impulsionnelle de la ligne chargée est ensuite étudiée pour une amplitude d'excitation variable et à tension de polarisation variable de la diode.

Modèles de la ligne CPS nue et patchée

Une étude expérimentale vise à extraire, dans un premier temps, les paramètres de dispersion et de pertes d'un modèle de la ligne CPS sur quartz avec une couche intermédiaire de BCB nécessaire au report de la couche active du composant HBV. Ce modèle nous permettra de faire numériquement la différence entre une ligne chargée et une ligne non chargée afin d'isoler la contribution de la diode HBV. Les formes d'onde de la figure 4.20 reconstituent la propagation du pulse le long de la ligne et sont mesurées aux endroits patchés précisés sur la figure 4.21. Une distinction est faite entre les deux mesures effectuées en transmission (transm) et celle effectuée en réflexion (ref).

L'acquisition des données dans le temps se fait à partir de l'introduction d'un délai dans le chemin optique du laser de sonde ; les échelles de temps des mesures effectuées ne sont pas communes en fonction du positionnement initial du miroir de la ligne à retard après déplacement du laser de sonde sur la ligne CPS. Ces échelles de temps des mesures étant donc relatives, une comparaison des temps de propagation des pulses nécessite de translater l'ensemble des courbes d'un $\epsilon_{temporel}$ qu'il reste à définir : l'instant initial $t=0$ est choisi comme celui où le pulse est généré dans le patch de pompe. Il convient aussi de rappeler que le pulse optique incident de pompe (dans le plan situé à $3600 \mu m$) crée un signal qui se divise en deux pour se propager vers les extrémités de la ligne. Les indices effectifs de la ligne à vide $n_{eff\ CPS}$ ou patchée $n_{eff\ patch}$ nous sont aussi inconnus avec l'hypothèse que la dispersion est similaire pour les portions de lignes patchées avec du GaAs ou de l'AlGaAs.

Une première estimation de l'indice effectif de la ligne devient alors possible à partir des temps de propagation des pulses reportés dans le tableau 4.1. La différence de temps de propagation entre les deux pulses mesurés en transmission sur le même patch d'AlGaAs permet d'estimer une vitesse de propagation dans la zone patchée de $\frac{770\mu m}{6.4ps} = 120 \mu m/ps$ correspondant à un indice effectif moyen de 2.5. La valeur d'indice calculée pour la ligne CPS prend alors en compte les zones d'accès patchées traversées par le pulse. Un délai de 1.4 ps, correspondant à $170 \mu m$ de zone patchée, permet alors de considérer un délai de 6.9 ps nécessaire au parcours des $1290 \mu m$ de ligne CPS. On retrouve une valeur d'indice de 1.6 ($v_\varphi \sim 190\mu m/ps$) cohérente avec celle mesurée et simulée dans le cas de la ligne sur quartz. Ces premières valeurs permettent aussi de retrouver la position des échos de pulses dans la mesure effectuée dans le premier plan en transmission.

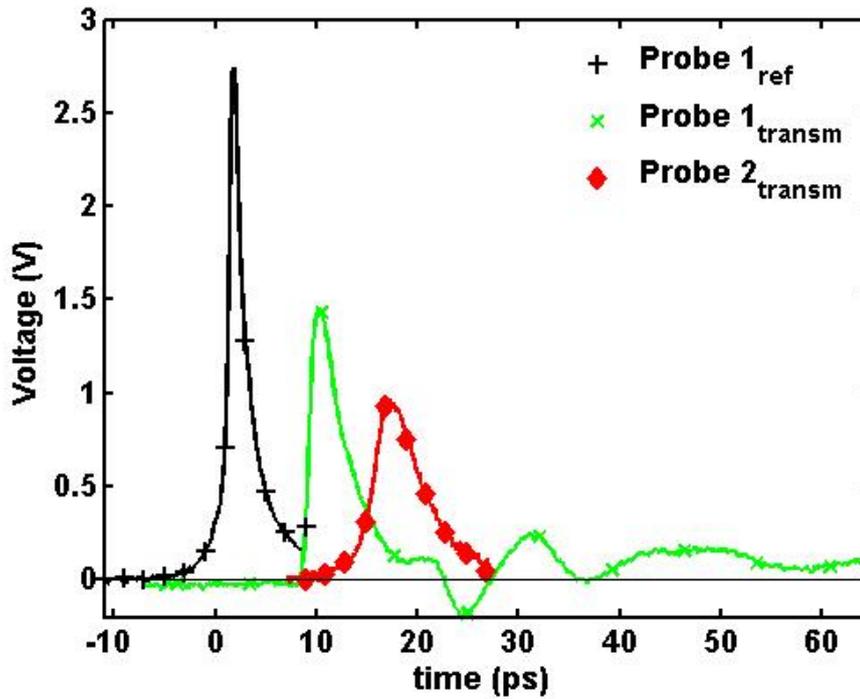


FIGURE 4.20 – Pulses mesurés le long de la ligne CPS à vide respectivement en réflexion (ref) et en transmission (transm). Les plans de mesure sont précisés dans la figure 4.21.

Type de ligne	Ligne CPS	Zone patchée	Total
Pulse réfléchi	100 μm	150 μm	
<i>Retards correspondants</i>	0.5 ps	1.25 ps	1.8 ps
Pulse transmis - 1	1290 μm	170 μm	
<i>Retards correspondants</i>	6.9 ps	1.4 ps	8.3 ps
Pulse transmis - 2	1290 μm	940 μm	
<i>Retards correspondants</i>	6.9 ps	7.8 ps	14.7 ps
Echo gauche dans $Probe1_{transm}$	3590 μm	1750 μm	
<i>Retards correspondants</i>	19.1 ps	14.6 ps	33.7 ps
Echo droit dans $Probe1_{transm}$	3450 μm	610 μm	
<i>Retards correspondants</i>	18.4 ps	5.1 ps	23.6 ps

TABLE 4.1 – Longueurs de lignes CPS parcourues par les pulses réfléchis et transmis mesurés le long de la ligne à vide et temps de propagation correspondants.

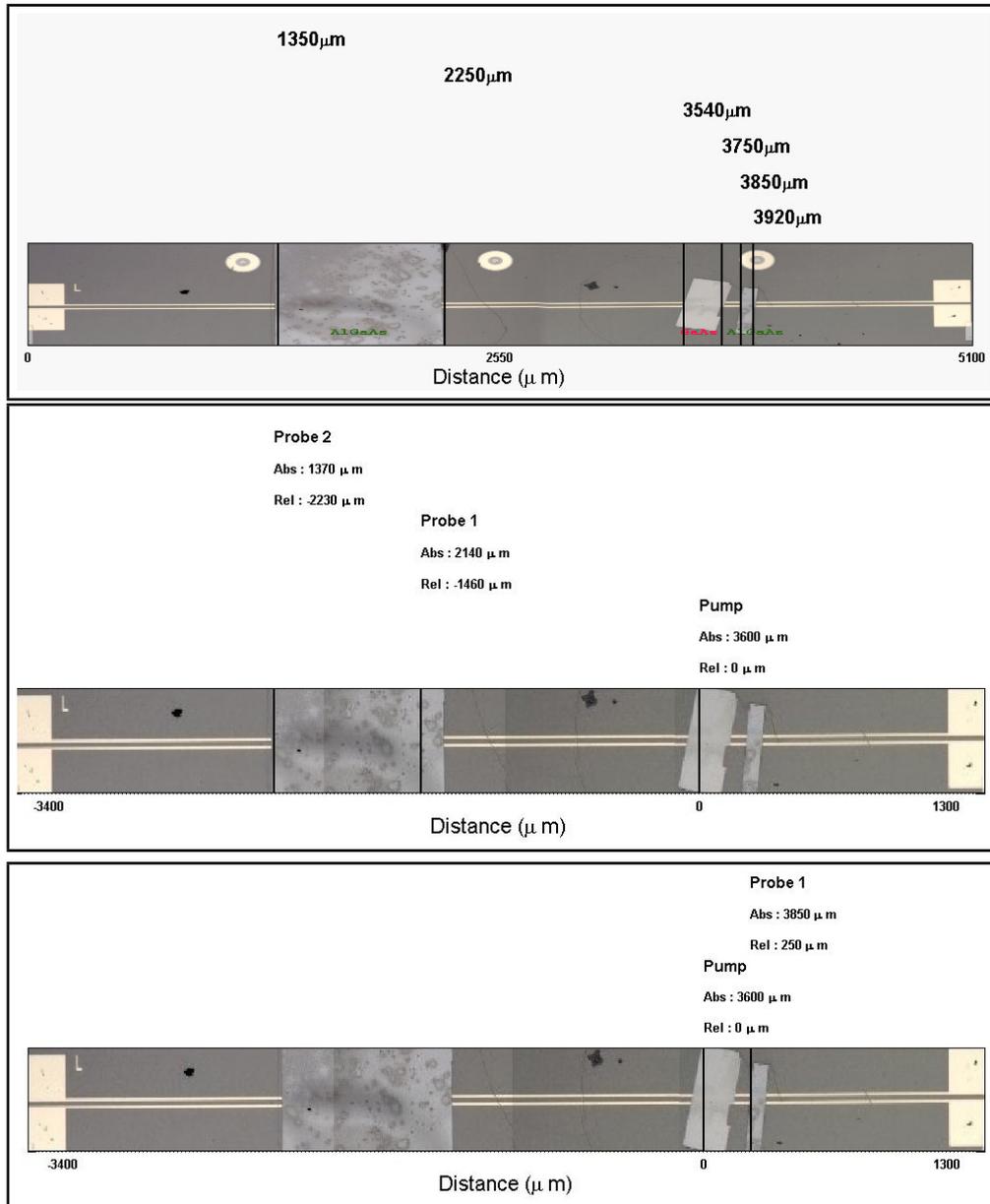


FIGURE 4.21 – Bords de patches (en haut) et plans de mesures le long de la ligne CPS à vide pour des mesures en transmission (au milieu) et en réflexion (en bas). Les plans de sonde sont repérés par rapport au plan de pompe situé à 3600 μm sur l'échelle absolue du haut. Les plans de mesure en transmission et en réflexion sont situés respectivement à 2140 μm , 1370 μm et 3850 μm sur l'échelle absolue du haut.

Les formes d'ondes de la figure 4.20 diffèrent en fonction du positionnement du laser de sonde. On peut en effet remarquer que le front montant net dans le premier plan de mesure en transmission en milieu de patch s'arrondit pour les deux autres plans de mesure situés en bord de patch. Cet effet de bord de patch est compensé dans le traitement des données en interpolant linéairement le signal sur le front montant du pulse. De même, la présence d'échos dans le signal utile (dûs aux réflexions en bouts de ligne) peut nécessiter un fenêtrage et une troncature du signal. Cette isolation des échos ou le fenêtrage imposé par le système de mesure peut alors couper le signal non revenu à zéro. Dans ce cas, une extrapolation supplémentaire sera nécessaire pour éviter toute discontinuité dans l'opération de transformée de Fourier.

Les premières estimations effectuées à partir du tableau 4.1 sont complétées par l'étude des transformées de Fourier des signaux mesurés qui sont comparées en amplitude et en phase dans la figure 4.22. Le quotient complexe des spectres transmis et réfléchis permet une extraction des pertes et de la dispersion avec l'indice en considérant respectivement les magnitudes et arguments de :

- $\frac{V_{Probe\ 2\ transm}(f)}{V_{Probe\ 1\ transm}(f)}$ pour obtenir un modèle du tronçon de ligne patchée,
- $\frac{V_{Probe\ 1\ transm}(f)}{V_{Probe\ ref}(f)}$ pour extraire un modèle de ligne CPS à partir d'une différence de propagation de $1190\ \mu\text{m}$ sur ligne CPS après compensation de la différence de $110\ \mu\text{m}$ de longueur patchée à l'aide du modèle précédent.

Deux modèles de perte et de dispersion sont alors extraits sous la forme de paramètres $\alpha(f)$ et $n(f)$ tracés dans la figure 4.23 qui permettent de décrire la transmission d'un tronçon de ligne de longueur L sous la forme $e^{-\left(\alpha(f)+j\frac{2\pi f n(f)}{c_0}\right)L}$.

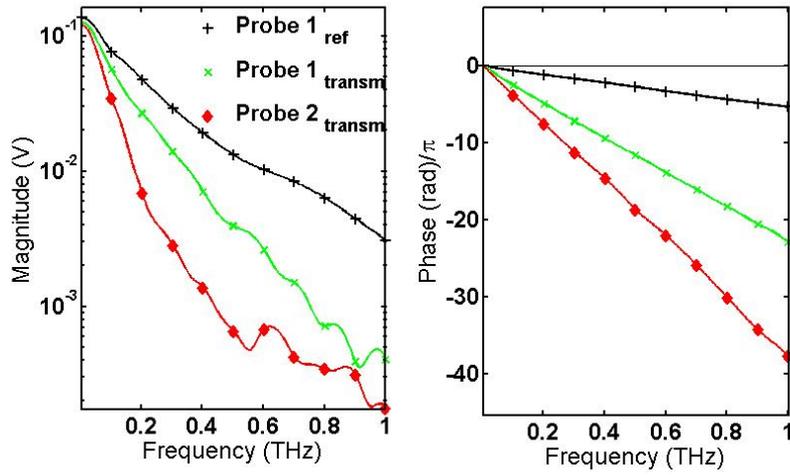


FIGURE 4.22 – Transformées de Fourier en amplitude et en phase déroulée des formes d’ondes de la figure 4.20 mesurées le long de la ligne CPS à vide

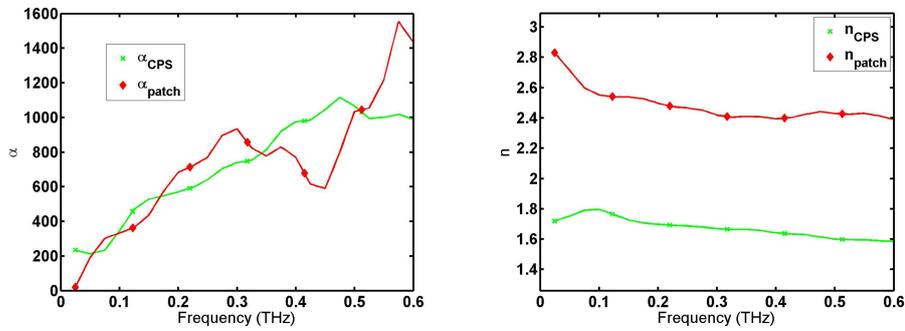


FIGURE 4.23 – Modèles $\alpha(f)$ et $n_{eff}(f)$ obtenus à partir des transformées de Fourier des courbes de la figure 4.22

Ces données sont fournies comme paramètres d'entrée à un modèle de ligne pour reconstituer par simulation la propagation du pulse. En considérant le modèle inverse de cette même ligne (patchée ou non), dispersions et pertes peuvent être compensées numériquement afin de pouvoir se situer le long de la ligne dans un plan donné qui se situerait en dehors des plans des mesures effectuées. Le pulse généré dans le plan du patch de pompe de GaAs, et non mesurable dans le dispositif, a ainsi été obtenu par compensation des 100 μm de ligne CPS et des 150 μm de ligne patchée parcourues par le pulse réfléchi. La propagation du pulse a ainsi été reconstituée le long de la ligne par simulation comme l'illustre la figure 4.24 pour les pulses réfléchis et transmis : le pulse de pompe est appliqué aux portions de circuits idéalisées puisque les réflexions de bout de ligne ne sont pas modélisées, la ligne étant terminée par une charge adaptée. Les pulses « mesurés » sont isolés de ces échos et correspondent à ceux utilisés pour le calcul des transformées de Fourier.

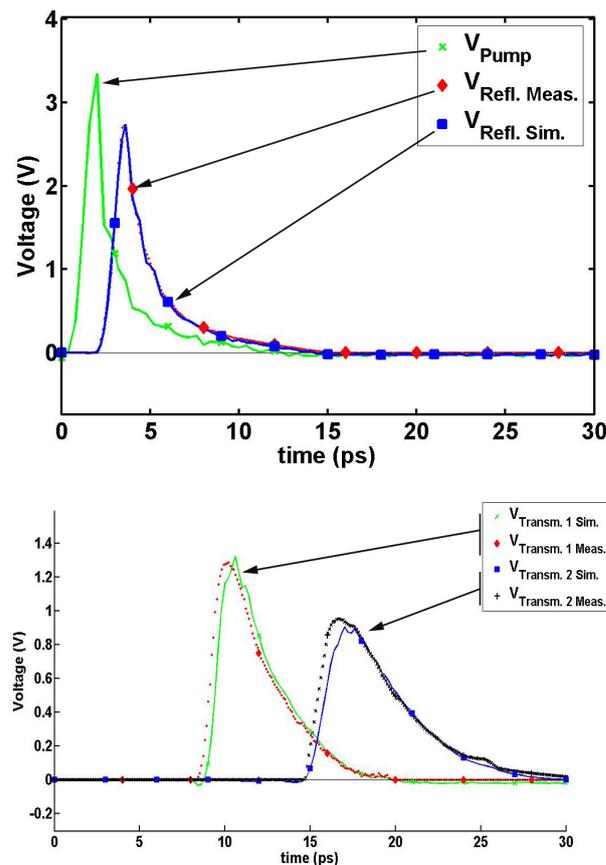


FIGURE 4.24 – Comparaison entre mesures (points) et simulation du modèle de la figure 4.23 (ligne continue) pour le pulse réfléchi (en haut) et les pulses transmis (en bas). Le pulse à 0ps correspond au pulse généré dans le plan de la pompe obtenu par compensation numérique du pulse réfléchi mesuré.

Capacité de liaison

Une capacité de liaison est utilisée pour isoler la zone active des tensions de polarisation des patches. Cette capacité a aussi été caractérisée pour jauger son influence potentielle sur la propagation du pulse. Les mesures effectuées en réflexion et en transmission sont comparées dans la figure 4.25 dans les plans de mesures définis par la figure 4.26.

Les paramètres de ligne retenus précédemment permettent d'attribuer les échos situés à 18 ps et à 30,7 ps à des réflexions en bout de ligne pour les pulses respectivement réfléchis et transmis comme le détaille le tableau 4.2.

Type de ligne	Ligne CPS	Zone patchée	Total
Pulse réfléchi	110 μm	640 μm	
<i>Retards correspondants</i>	0.6 ps	5.3 ps	5.9 ps
Echo droit en réflexion	530 μm	1820 μm	
<i>Retards correspondants</i>	2.8 ps	15.2 ps	18 ps
Pulse transmis	710 μm	420 μm	
<i>Retards correspondants</i>	3.8 ps	3.5 ps	7.3 ps
Echo gauche en transmission	4110 μm	1060 μm	
<i>Retards correspondants</i>	21.9 ps	8.8 ps	30.7 ps

TABLE 4.2 – Longueurs de lignes CPS parcourues par les pulses réfléchis et transmis mesurés le long de la ligne chargée par une capacité série

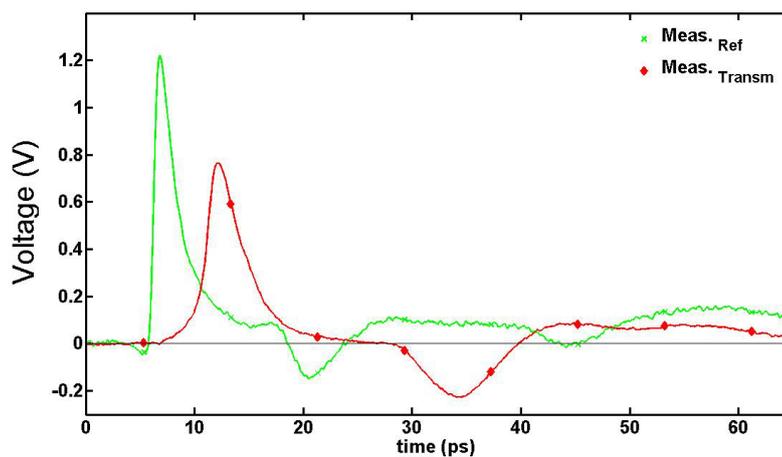


FIGURE 4.25 – Pulses transmis et réfléchis mesurés le long de la ligne CPS chargée en série par une capacité de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ dans les plans définis par la figure 4.26.

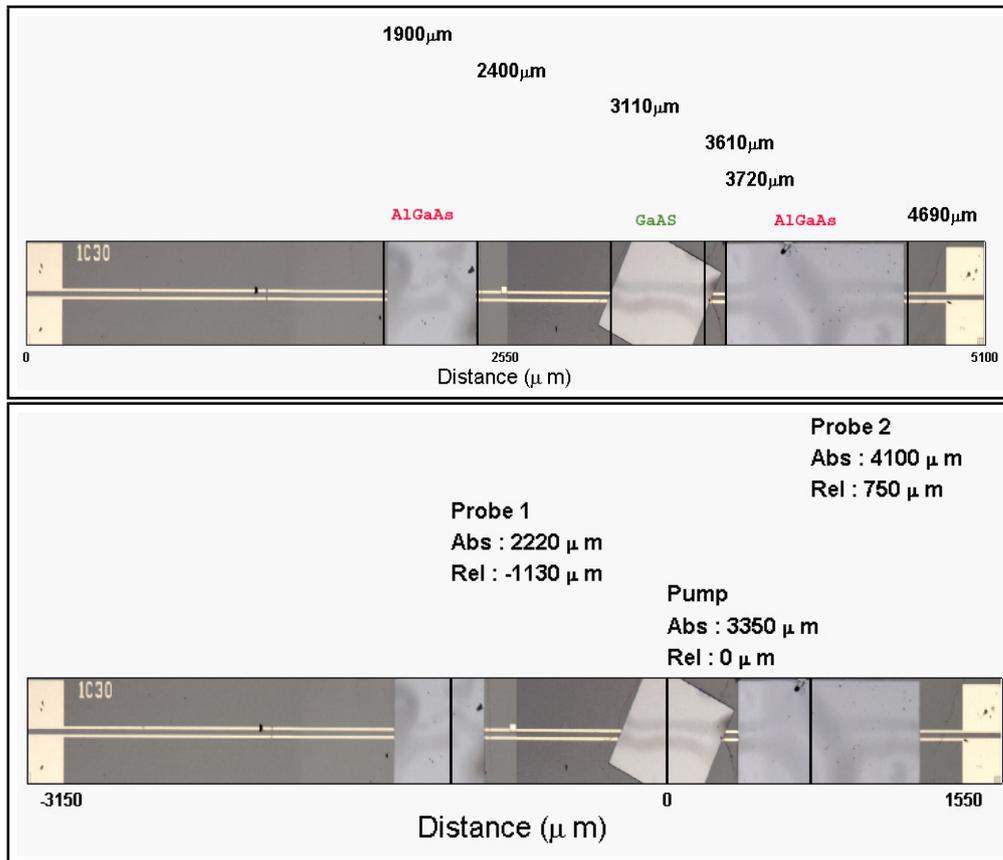


FIGURE 4.26 – Bords de patches et plans de mesures le long de la ligne CPS chargée en série par une capacité de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$. La position du laser de pompe sur l'échelle absolue du haut est à 3350 μm et celles des plans de sonde à 2220 μm et 4100 μm respectivement en réflexion et en transmission.

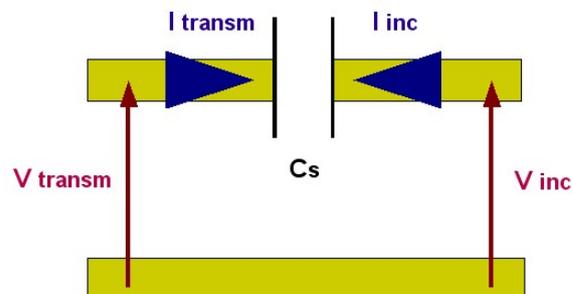


FIGURE 4.27 – Schéma équivalent de la zone d'accès à la capacité série caractérisée.

En considérant la matrice chaîne de la capacité en série si l'on se ramène aux grandeurs définies dans le schéma de la figure 4.27, on obtient l'égalité définie par la relation 4.10 :

$$\begin{bmatrix} V_{inc} \\ I_{inc} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \left(Z = \frac{1}{jC_s\omega} \right) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{transm} \\ -I_{transm} \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

dont on déduit :

$$V_{inc} - V_{transm} = \frac{1}{jC_s\omega} I_{inc} \quad (4.11)$$

Une valeur de capacité plus importante permet alors au composant en série de se comporter comme un court circuit avec $V_{inc} - V_{transm} \rightarrow 0$. La capacité série utilisée, estimée à $\frac{\epsilon_{Si_3N_4} \epsilon_0 S}{d}$ soit environ 185 fF (avec $\epsilon_{Si_3N_4} = 7$ et $d = 300\text{nm}$). Pour jauger son influence sur la propagation du pulse incident, la forme d'onde du pulse transmis mesuré est comparée à celle obtenue pour une ligne à vide et pour une ligne chargée par une capacité localisée de 185fF. A cet effet, le pulse réfléchi mesuré est compensé numériquement pour obtenir une image du pulse de pompe dans le plan défini à $0 \mu\text{m}$ sur l'échelle relative de la figure 4.26. Ce pulse de pompe est injecté à l'entrée du circuit en transmission correspondant à la partie gauche de la ligne de la figure 4.26.

La figure 4.28 compare le pulse transmis mesuré à celui simulé pour une ligne avec une capacité série de 185 fF ($V_{transm \text{ capa loc}}$) et pour une simple ligne à vide ($V_{transm \text{ capa CPS}}$) : un écart est constaté entre les trois courbes et montre que ni la capacité localisée ni un court circuit ne décrivent la capacité série utilisée.

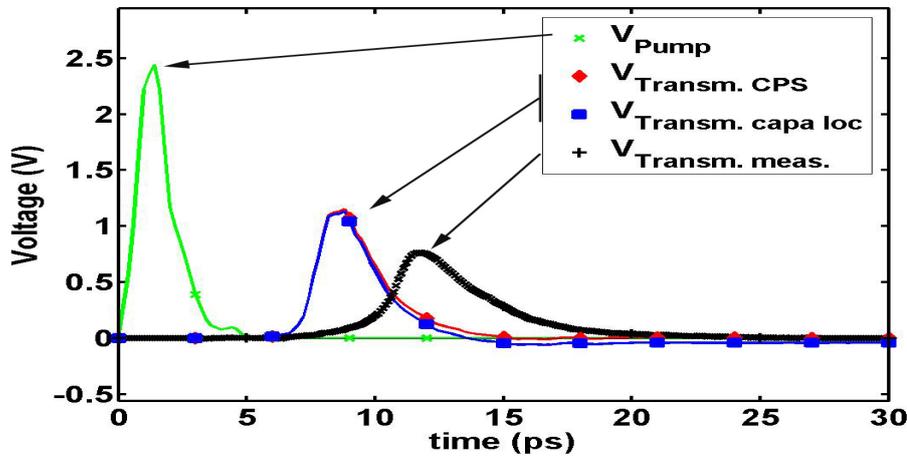


FIGURE 4.28 – Pulses mesuré et simulés dans le plan de mesure en transmission. Les pulses simulés en transmission sont obtenus pour une ligne à vide de $710 \mu\text{m}$ de CPS ou pour une ligne CPS de $680 \mu\text{m}$ avec une capacité localisée de 185 fF.

Un modèle numérique a alors été extrait, comme pour les lignes de transmission, pour décrire la capacité à partir des spectres de la forme d'onde simulée de ligne à vide sous la forme d'un coefficient de transmission $K_{C30}(f) e^{-j\phi_{C30}}$: ces paramètres sont résumés dans la figure 4.29 et la forme d'onde obtenue par simulation est comparée à celle mesurée dans la figure 4.30.

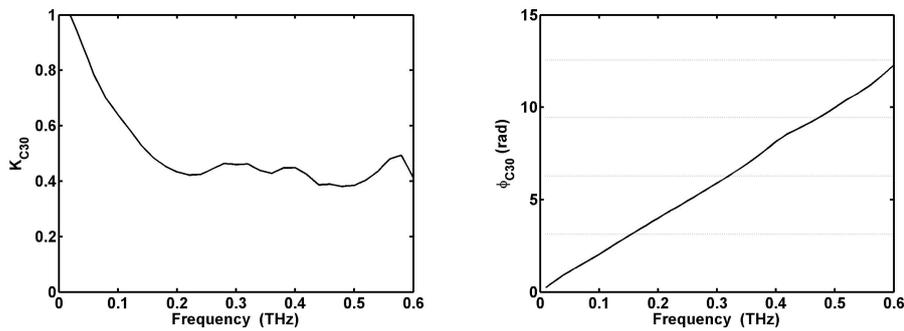


FIGURE 4.29 – Paramètres du modèle de capacité série obtenus à partir des formes d'onde de la ligne simulée à vide et mesurée en charge de la figure 4.28.

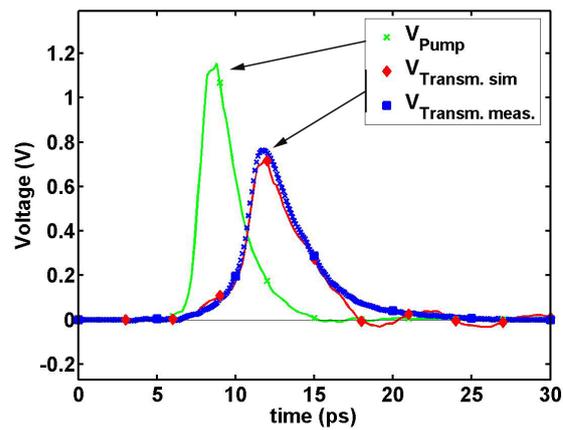


FIGURE 4.30 – Comparaison entre pulses mesuré et obtenu par simulation à partir du modèle de la capacité série de la figure 4.29.

Réponse de la ligne chargée à amplitude variable

Une diode de $7 \times 7 \mu\text{m}^2$ a été caractérisée à amplitude de pulse variable. La figure 4.31 définit les bords de patches, les plans d'excitation et de mesure et montre que le composant et toute la partie droite de la ligne CPS ont été détruits au cours de la mesure. Le claquage a eu lieu à hauteur des pointes de polarisation et la diode court-circuitée fut à l'origine d'un appel de courant qui a évaporé les métallisations du circuit. La zone active du composant était protégée par deux capacités de liaison de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ du type de celle étudiée précédemment.

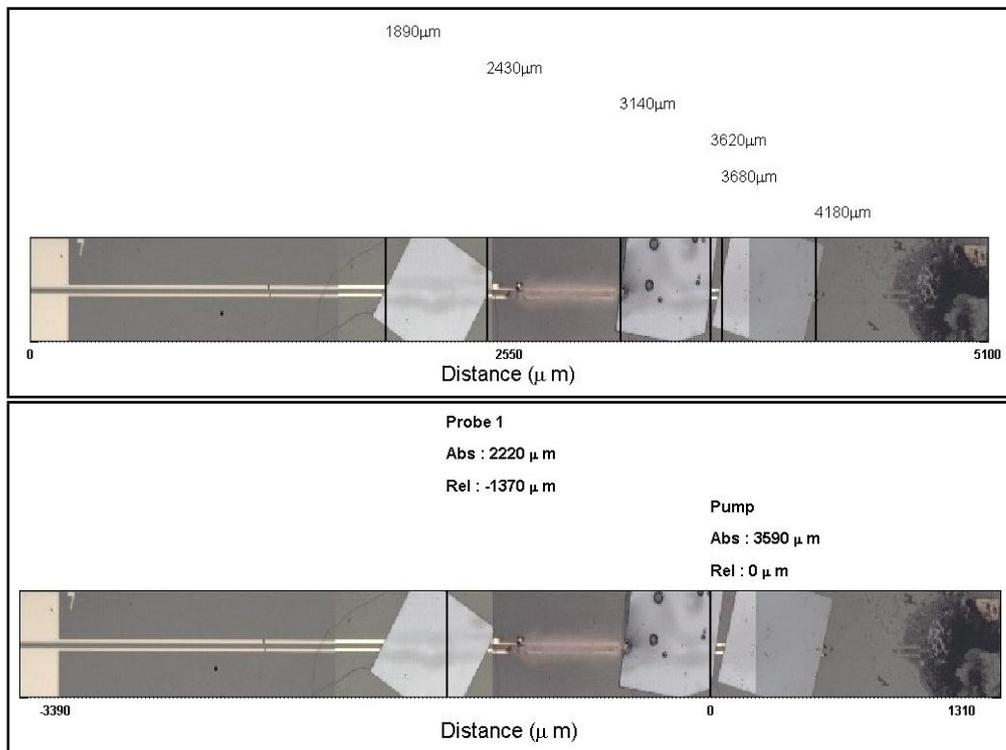


FIGURE 4.31 – Positions des patches et des plans de pompe et de sonde pour la caractérisation d'une diode HBV de $7 \times 7 \mu\text{m}^2$ à amplitude de pulse variable. Le plan de la diode HBV se situe au milieu du circuit à $2550 \mu\text{m}$ et les plans de pompe et de sonde respectivement à $3590 \mu\text{m}$ et $2220 \mu\text{m}$ sur l'échelle absolue du haut.

Modèle de capacité non linéaire

Afin d'apprécier l'influence de la non linéarité de la diode sur la propagation du pulse le long de la ligne, des résultats numériques sont introduits avant les résultats expérimentaux. La méthodologie d'exploitation des résultats sera alors détaillée préalablement avec ces résultats de simulations qui seront comparés aux mesures effectuées. Le composant HBV est modélisé à l'aide d'une expression de $C(V)$ sous forme de fraction polynomiale :

$$C(V) = \frac{C_0}{\left(1 + \frac{|V|}{V_0}\right)^m} \quad (4.12)$$

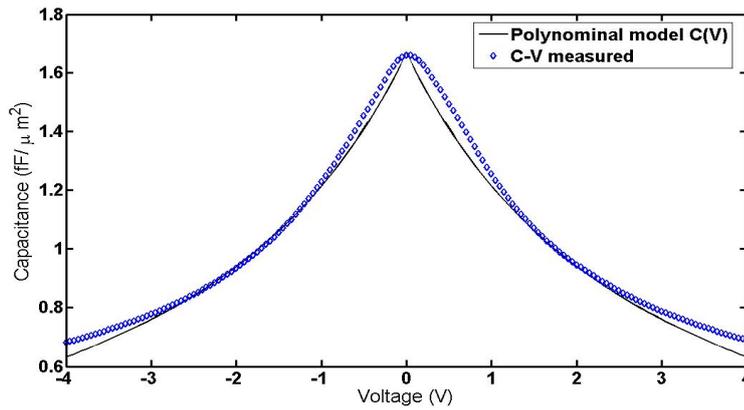


FIGURE 4.32 – Comparaison entre caractéristique C-V mesurée et modèle polynomial du composant HBV.

La figure 4.32 compare la caractéristique mesurée dans la figure 4.15 avec celle obtenue à partir du modèle de l'équation 4.12 avec $m = 1.1$, $C_0 = 1,67 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ et $V_0 = 3,2 \text{ V}$. Si l'on considère une diode polarisée par une tension V_{bias} à laquelle s'ajoute une variation de tension v , la tension s'appliquant au varactor est $V = V_{bias} + v$. La charge accumulée dans le varactor est telle que $\partial q(v) = C(V_{bias} + v) v$; le courant traversant la capacité est donc tel que :

$$\begin{aligned} i_{diode} = \frac{\partial q}{\partial t} &= C(V_{bias} + v) \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial C}{\partial v} v \\ &= C(V_{bias} + v) \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial C}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial t} v \end{aligned} \quad (4.13)$$

En régime petit signal ($v \ll 1$) ou pour une capacité constante, le second terme de l'équation 4.13 est négligeable ou nul et l'on retrouve $i_c = C(V_{bias}) \frac{\partial v}{\partial t}$; un quotient courant / tension dans le domaine fréquentiel où $i_c = jC(V_{bias})\omega V$ permet d'obtenir une valeur de capacité comme nous l'avons montré dans la partie 4.3.1. Dans le cas où il y a variation de la capacité en régime grand signal, cette approximation petit signal n'est plus valable et le second terme doit être pris en compte. En considérant le modèle de la diode de l'équation 4.12 dans le cas d'une caractérisation électro-optique à amplitude variable sans polarisation ($V_{bias}=0V$), on obtient :

$$\begin{aligned} i_{diode} &= \left(C(v(t)) - \frac{m C_0 |v(t)|}{V_0 \left(1 + \frac{|v(t)|}{V_0}\right)^{m+1}} \right) \frac{\partial v(t)}{\partial t} \\ &= C_{NL}(v(t)) \frac{\partial v(t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Dans le cas non linéaire, la capacité C_{NL} étant dépendante de $v(t)$, le spectre de courant correspondra à une convolution du spectre de la capacité non linéaire avec celui de la dérivée de la tension de la diode.

Excitation impulsionnelle de la diode

On rappelle que le pulse incident est généré dans le patch de pompe de la figure 4.31. En considérant que ce pulse de référence $V_{reference}$ ainsi généré contient à la fois les tensions réfléchi ($V_{ref diode}$) et transmise ($V_{transm diode}$) par le composant, on peut écrire dans le plan de la diode :

$$(V_{reference} + V_{ref diode} = V_{transm diode})_{plan de la diode} \quad (4.15)$$

Il convient de souligner ici que les tensions mesurées le long de la ligne correspondent à la superposition du pulse incident se propageant avec la réponse de la diode : la tension réfléchi mesurée ou simulée correspond à la superposition du pulse incident $V_{reference}$ et de la tension réfléchi par le composant $V_{ref diode}$. Si le plan de mesure en réflexion n'est donc pas assez éloigné, pulses incidents et réfléchis se superposent :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{mes reflexion} = V_{reference} + V_{ref diode} \\ \quad \text{dans le plan en réflexion considéré} \\ \\ V_{mes transmission} = V_{transm diode} \\ \quad \text{dans le plan en transmission considéré} \end{array} \right. \quad (4.16)$$

L'excitation impulsionnelle de la diode sera à l'origine d'un appel de courant i_{diode} dans le composant. Du fait de l'intégration du composant en parallèle de la structure de propagation, ce courant est issu de deux contributions qui se répartissent à droite ($i_{branch 1}$) et à gauche ($i_{branch 2}$) du plan de la diode dans le schéma de la figure 4.33 avec la loi des noeuds :

$$i_{diode} = i_{branch 1} - i_{branch 2} \quad (4.17)$$

On note i_{ref} et i_{transm} les écarts en courant entre lignes à vide et en charge respectivement en réflexion et en transmission tels que :

$$\begin{cases} i_{branch 1} = i_{branch 1 ref} + i_{ref} \\ i_{branch 2} = i_{branch 2 Ref} - i_{transm} \end{cases} \quad (4.18)$$

En considérant $i_{branch 1 Ref} = i_{branch 2 Ref}$ à proximité du plan de la diode pour la ligne à vide, la relation 4.17 permet d'écrire les contributions au courant de la diode estimées en fonction des écarts en courant par rapport à la ligne de référence :

$$i_{diode} = i_{ref} + i_{transm} \quad (4.19)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i_{ref} = i_{branch 1} - i_{branch 1 ref} = \frac{V_{Reference} - V_{ref diode}}{Z_0} - \frac{V_{Reference}}{Z_0} = -\frac{V_{ref diode}}{Z_0} \\ \text{dans le plan en réflexion considéré} \\ \\ i_{transm} = i_{branch 2 Ref} - i_{branch 2} = \left(\frac{V_{Reference}}{Z_0} - \frac{V_{transm diode}}{Z_0} \right)_{\text{plan en transmission}} \\ \rightarrow -\left(\frac{V_{ref diode}}{Z_0} \right)_{\text{plan en réflexion}} \end{array} \right. \quad (4.20)$$

où Z_0 est l'impédance caractéristique de la ligne CPS.

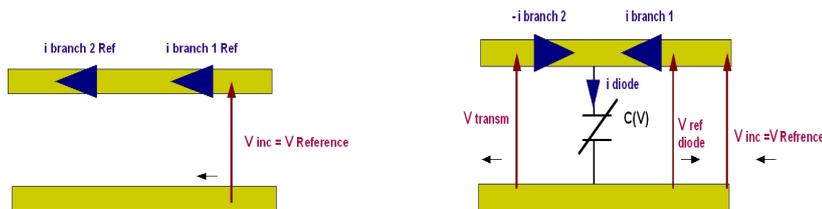


FIGURE 4.33 – Schéma électrique équivalent de la zone d'accès faisant apparaître les tensions et courants sur des lignes respectivement à vide (à gauche) et en charge de la diode HBV (à droite).

La seconde relation de 4.20 suppose que l'on tende vers l'égalité obtenue à partir de l'extrapolation de la relation 4.15 dans deux plans distincts :

$$(-V_{ref\ diode})_{plan\ en\ reflexion} = (V_{Reference} - V_{transm\ diode})_{plan\ en\ transmission} \quad (4.21)$$

Cette extrapolation est possible si l'on considère que la tension réfléchie est définie dans le plan symétriquement opposé à celui en transmission par rapport à la diode, les longueurs de ligne parcourues par les pulses transmis et réfléchis devant être identiques. En d'autres termes, la soustraction du pulse transmis mesuré avec le pulse de référence dans le même plan en transmission correspond à la tension réfléchie par la diode (non parasitée par le pulse incident) dans le plan en réflexion symétriquement opposé à celui considéré en transmission.

A titre d'illustration, la figure 4.34 montre les formes d'ondes obtenues par simulation considérées respectivement comme référence sur une ligne à vide (en ligne continue) et en charge (avec marqueurs) dans des plans en réflexion et en transmission situés symétriquement de part et d'autre de la diode : leur différence est identique et correspond à la tension réfléchie par le composant non parasitée par le pulse incident.

Les contributions au courant de la diode sont alors symétriques et permettent d'estimer i_{diode} à partir de la tension de référence et de la tension transmise. La tension réfléchie $V_{ref\ diode}$ n'a pas été mesurée compte tenu de la destruction précoce du dispositif. Sa mesure aurait cependant été parasitée par les échos en bout de ligne du pulse incident. Le courant dans la diode est alors déduit de $V_{transm\ diode}$ grâce à 4.19 et 4.20 avec :

$$\begin{aligned} i_{diode} &= -2 \left(\frac{V_{ref\ diode}}{Z_0} \right)_{plan\ en\ reflexion} = -2 \left(\frac{(V_{Reference} - V_{transm\ diode})}{Z_0} \right)_{plan\ en\ transmission} \\ &= - \frac{\Delta V_{meas/sim}}{Z_{fact}} \end{aligned} \quad (4.22)$$

La relation 4.22 est vraie en ramenant les formes d'onde au plus proche du plan de la diode. Une compensation des zones d'accès CPS du plan de la mesure en transmission vers celui de la diode sera donc nécessaire.

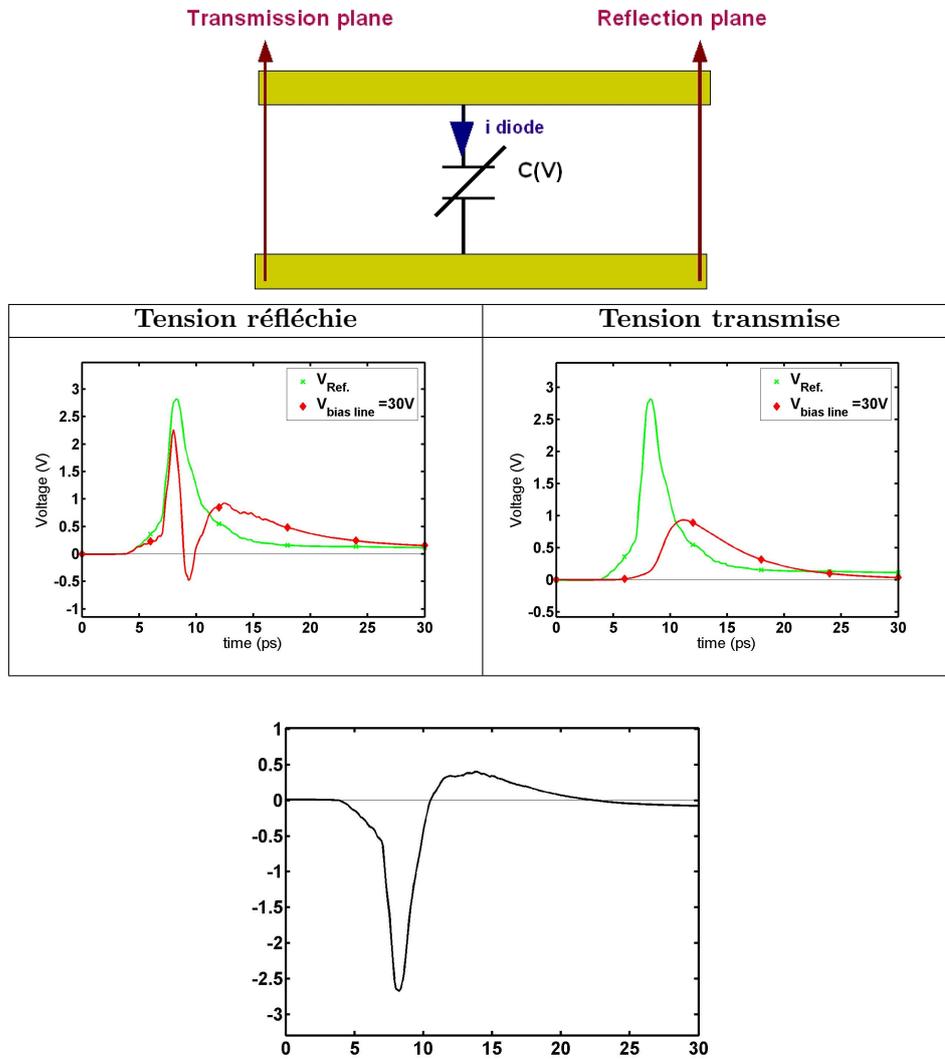


FIGURE 4.34 – Formes d’ondes réfléchie (au milieu à gauche) et transmise (au milieu à droite) dans les deux plans des capacités série situés symétriquement par rapport à la diode respectivement à la sortie et à l’entrée de la première et seconde capacités séries. La différence des formes d’onde (en bas) est identique et correspond à la tension réfléchie par la diode dans le plan considéré en réflexion.

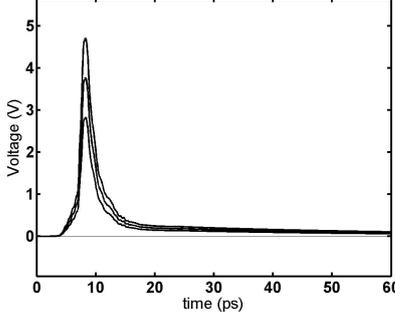
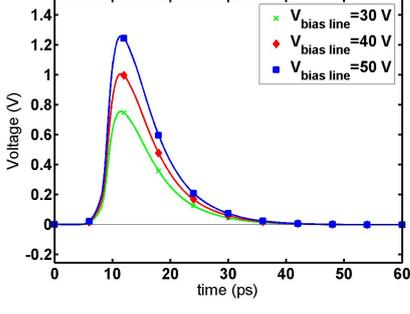
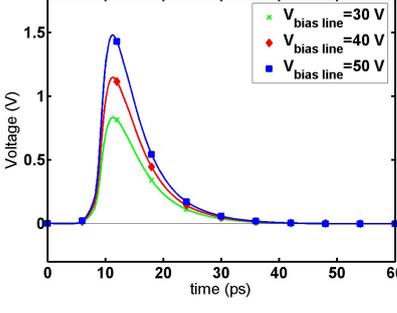
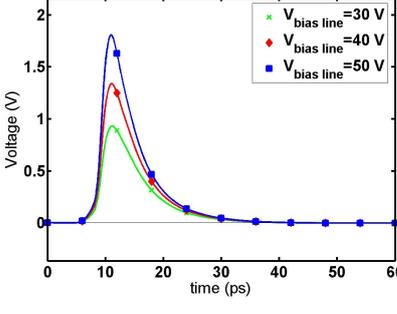
Modèle de diode	Formes d'onde dans le plan d'entrée de la seconde capacité série
Ligne à vide : Reference	
C_0	
$C(V)$	
$C_{NL}(V)$	

TABLE 4.3 – Simulations numériques d'un pulse transmis en fonction de différents modèles de diode. Les tensions le long de la ligne à vide sont en ligne continue noire, celles pour la ligne chargée sont en couleur avec marqueur.

Nous rappelons ici que nous recherchons à mesurer une signature de la diode en tension : on pourra constater que la tension transmise (et donc la tension aux bornes de la diode) diffère dans les modèles de diode considérés. Pour illustrer notre propos, les formes d'ondes obtenues numériquement de la ligne à vide et en charge sont comparées dans le tableau 4.3 qui regroupe trois modèles de diode différents dont ceux des équations 4.12 et 4.14 implémentés sous ADS. Le circuit de la figure 4.31 est ainsi simulé en transmission pour (de haut en bas dans cet ordre) :

1. Une ligne à vide qui servira de référence,
2. Une capacité de diode constante C_0 (en considérant $m = 0$ dans 4.12),
3. Une capacité variable $C(V)$ ne prenant pas en compte le terme non linéaire avec $i_c = C(v) \frac{\partial v}{\partial t}$,
4. Une capacité variable $C_{NL}(v)$ avec $i_c = C_{NL}(v) \frac{\partial v}{\partial t}$.

Signalons que nous obtenons pour le modèle de Chalmers de la diode HBV de l'équation 4.6 des résultats identiques à ceux du modèle polynomial avec le modèle de capacité $C(v)$.

Dans les trois cas, les formes d'onde en tension sont comparées pour trois amplitudes d'excitation différentes dans le plan de la seconde capacité de liaison du côté du patch de mesure en transmission. Ces dernières courbes correspondent à celles dans le plan de la diode à un facteur de propagation près correspondant aux $55 \mu\text{m}$ de ligne CPS entre la diode et le plan de la simulation situé à l'entrée de la seconde capacité série.

Mesures à amplitude de pulse variable

Les pulses mesurés en transmission sont présentés dans le tableau 4.4 et comparés à ceux obtenus par simulation du modèle de la ligne avec un modèle de capacité non linéaire. Ces mesures montrent une invariance à l'amplitude d'excitation dans leur évolution temporelle. Les courbes sont indexées en fonction de la tension de polarisation appliquée aux patches reportés sur la ligne CPS puisque l'on rappelle que l'amplitude du pulse généré par photoconduction lui est proportionnelle. Le pulse de référence légendé Ref. correspond au pulse obtenu dans le même plan en transmission pour une même ligne sans la diode HBV.

Le tableau 4.5 évalue les temps de parcours des différentes contributions aux pulses mesurés dans le plan en transmission défini dans la figure 4.31 : la réponse de la diode doit être isolée entre 9 et 26.6 ps compte tenu qu'un écho provenant du bord droit du circuit est mesuré à partir de 26ps. Un fenêtrage temporel sera ainsi effectué dans la suite de l'interprétation de ces mesures.

Tension de polarisation des patchs	Formes d'ondes simulées et mesurées dans le plan en transmission
$V_{biasline} = 30 \text{ V}$	
$V_{biasline} = 40 \text{ V}$	
$V_{biasline} = 50 \text{ V}$	

TABLE 4.4 – Comparaison entre tensions mesurées et simulées dans le plan de mesure en transmission à amplitude d'excitation variable.

	Ligne CPS	Zone patchée	Total
Pulse transmis	710 μm	680 μm	
<i>Retards correspondants</i>	3.8 ps	5.7 ps	9.5 ps
Echo gauche dans le pulse transmis	4090 μm	1340 μm	
<i>Retards correspondants</i>	21.8 ps	11.2 ps	33 ps
Echo droit dans le pulse transmis	2270 μm	1730 μm	
<i>Retards correspondants</i>	12.1 ps	14.5 ps	26.6 ps

TABLE 4.5 – Longueurs de lignes CPS parcourues par les pulses mesurés dans le plan en transmission de la ligne chargée par une diode HBV et temps de propagation correspondants.

Le modèle numérique de la ligne établi précédemment est inversé pour exploiter les mesures en les ramenant dans le plan de la diode par compensation de :

- 55 μm de ligne CPS,
- 210 μm de ligne patchée,
- la capacité série entre le plan de la diode et celui en transmission.

Le raisonnement établi précédemment est ensuite déroulé à partir de ces formes d'onde ramenées dans le plan de la diode dans les tableaux 4.6 à 4.8 pour détailler ligne par ligne l'extraction d'une valeur de capacité en fonction du temps :

1. La première ligne du tableau 4.6 montre l'évolution temporelle de chaque terme de la différence de l'expression 4.22 avec :
 - Le pulse incident (considéré par la simulation de la ligne à vide et légendé « Ref. »),
 - Le pulse transmis pour une ligne chargée par une diode HBV, qu'il soit mesuré (Meas.) ou simulé (Sim.).
2. On considère alors la différence entre le pulse de référence et le pulse transmis. Cette différence est indiquée en fonction du pulse transmis considéré : ΔV_{meas} ou ΔV_{sim} .
3. Le courant i_{diode} traversant la diode obtenu par simulation et ces différences sont alors proportionnels à la dérivée de la tension aux bornes de la diode à laquelle l'on peut se référer dans la première ligne du tableau. A l'image du courant, celle-ci est en effet positive sur le front montant du pulse et négative sur la partie descendante. Comme l'indique la relation 4.22, ΔV_{sim} et ΔV_{meas} sont donc aussi proportionnelles au courant dans la diode obtenu par simulation à un facteur près noté Z_{fact} estimé à 80 Ohms comme la moitié de l'impédance caractéristique Z_0 de la ligne CPS qui sert de structure de propagation.

A partir de cette approximation du courant et de la tension de la diode dans le plan de la diode, on peut estimer une capacité C_{NL} grâce à un quotient du premier avec la dérivée du second ; le tableau 4.7 détaille ce calcul avec ligne par ligne :

1. Le courant $i_{diode}(t)$,
2. La dérivée première de la tension transmise par le composant,
3. La valeur de capacité C_{NL} estimée à partir du quotient :

$$C_{NL}(t) = \frac{i(t)}{\frac{\partial V_{diode}}{\partial t}} \quad (4.23)$$

La courbe de $C_{NL\ theor}$ est obtenue par injection de la tension de diode simulée dans l'expression 4.14 de C_{NL} . Celle-ci sert de direction asymptotique pour les formes d'onde obtenues par simulation. Les courbes mesurées s'en écartent sensiblement du fait des écarts de la dérivée de la tension pour $i_{diode} > 0$ et de l'écart en courant pour $i_{diode} < 0$. Pour une annulation ou une valeur faible de la dérivée, C_0 est retournée pour créer une direction asymptotique avant et après le pulse; le procédé crée cependant une singularité autour de 12ps lorsque courant et dérivée s'annulent simultanément et un prolongement par continuité à droite et gauche pour les résultats obtenus à partir des formes d'onde simulées.

Le résultat étant sensible aux discontinuités dues au processus de mesure, une extraction de la capacité $C(t)$ est aussi envisageable à partir de la forme intégrale détaillée dans le tableau 4.7 avec :

1. La charge $q(t)$ obtenue par intégration du courant de diode :

$$q(t) = \int_0^t i_{diode}(t) dt \quad (4.24)$$

2. La tension aux bornes du composant HBV ;
3. La valeur de capacité déduite de la charge $q(t)$ avec :

$$C(t) = \frac{q(t)}{V_{diode}(t)} \quad (4.25)$$

Les écarts constatés dans le calcul précédent sont ici intégrés et si le mouvement de charge du composant est relativement bien décrit, celui de décharge ne l'est pas correctement pour deux raisons :

- L'écho droit isolé dans le pulse transmis est à l'origine d'une remontée de la forme d'onde mesurée. Cette remontée correspond à une annulation plus rapide du courant suivie d'un mouvement de charge après 25 ps.
- L'estimation du courant mesuré se fait à partir d'une différence de tension $\Delta V_{Meas} = V_{Reference} - V_{meas}$ qui fait intervenir une tension mesurée ramenée dans le plan de la diode (ce qui constitue une première approximation) et une tension de référence qui est purement simulée. Compte tenu de la destruction précoce du dispositif, nous ne disposons effectivement pas d'une image du pulse incident en réflexion. Contrairement à ce qui a été effectué pour la ligne à vide et pour la ligne chargée par une capacité série, nous ne pouvons donc pas retrouver une image expérimentale du pulse généré dans le patch de pompe en compensant les zones d'accès au plan de mesure en réflexion. L'erreur peut ainsi se répartir sur l'ensemble de la tension aux bornes de la diode et notamment sur sa partie descendante.

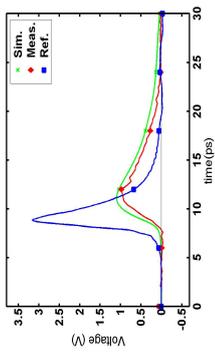
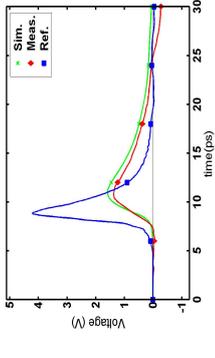
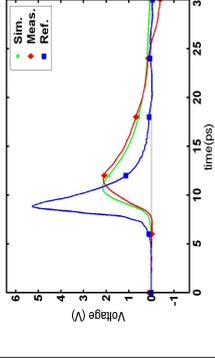
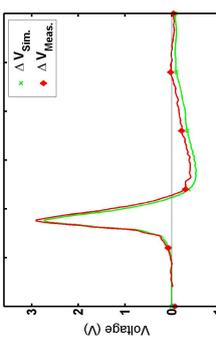
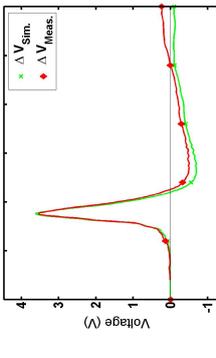
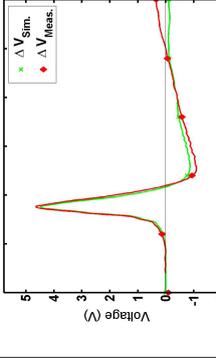
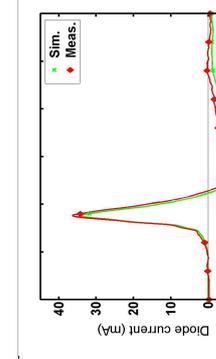
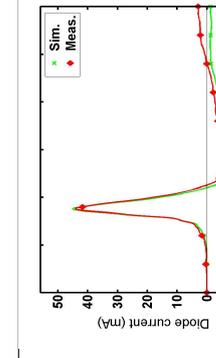
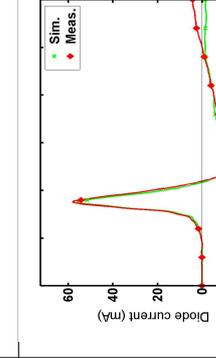
	$V_{biasline} = 30 \text{ V}$	$V_{biasline} = 40 \text{ V}$	$V_{biasline} = 50 \text{ V}$
Tensions de référence $V_{Reference}$ (obtenues par simulation de la ligne à vide) et de la ligne chargée mesurée ou simulée dans le plan de la diode			
$\Delta V_{meas} = V_{Reference} - V_{meas}$ et $\Delta V_{sim} = V_{Reference} - V_{sim}$ dans le plan de la diode			
Courants de la diode simulé et $\frac{\Delta V_{meas}}{Z_{fact}}$ calculé dans le plan de la diode. $I_{diode\ sim}$ correspond à $\frac{\Delta V_{sim}}{Z_{fact}}$ dans le modèle numérique considéré			

TABLE 4.6 – Tensions mesurées et simulées à amplitude d'excitation variable. Ces formes d'ondes sont comparées dans le plan de la diode. La soustraction au pulse de référence permet d'isoler la contribution de la diode sur la propagation du pulse. $\frac{\Delta V_{meas}}{Z_{fact}}$ est alors comparable au courant simulé dans la diode.

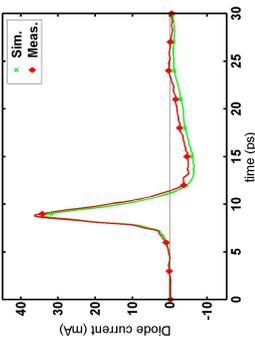
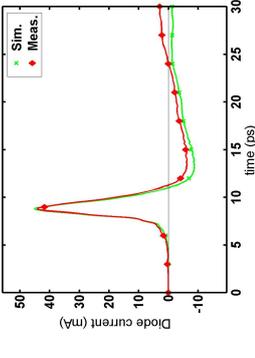
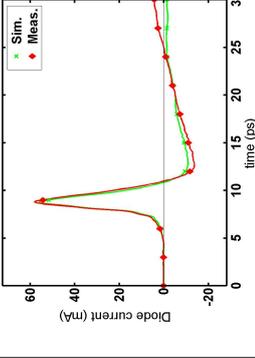
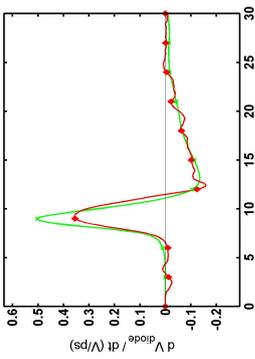
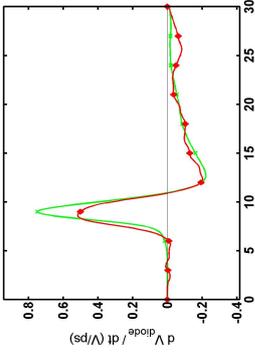
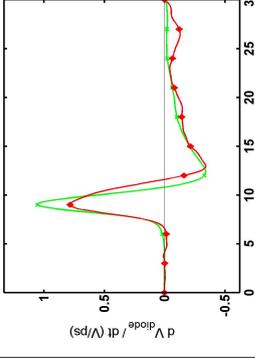
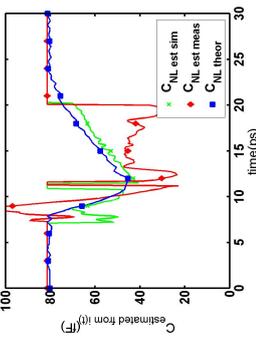
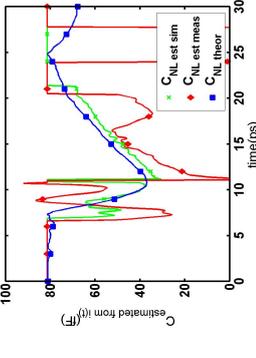
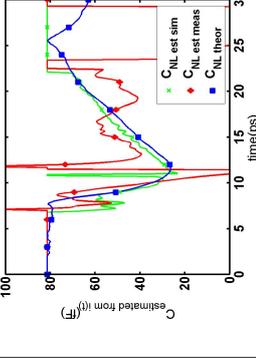
	$V_{biasline} = 30 \text{ V}$	$V_{biasline} = 40 \text{ V}$	$V_{biasline} = 50 \text{ V}$
Courant dans la diode $i(t)$ estimé à partir de 4.22			
Dérivée première de la tension transmise par la diode obtenue par compensation du pulse transmis mesuré			
$C_{NL}(v(t))$ analytique (équation 4.14) et estimé à partir du quotient $\frac{i(t)}{\frac{\partial v}{\partial t}}$			

TABLE 4.7 – Niveaux de capacités en fonction des temps extraits à partir du courant et de la dérivée première de la tension d'excitation de la diode.

	$V_{baseline} = 30 \text{ V}$	$V_{baseline} = 40 \text{ V}$	$V_{baseline} = 50 \text{ V}$
Charge $q(t)$ estimée à partir de $i(t)$ dans 4.24			
Tension transmise par la diode obtenue par compensation du pulse transmis mesuré			
$C(v(t))$ analytique (équation 4.12) et estimé à partir du quotient $\frac{q(t)}{v_{diode}(t)}$			

TABLE 4.8 – Niveaux de capacités en fonction du temps extraits à partir de la charge obtenue par intégration du courant et de la tension aux bornes de la diode.

Nous ne pouvons donc pousser plus loin ce processus de caractérisation compte tenu de ses limitations. Celui-ci a cependant été validé numériquement avec les formes d'onde obtenues par simulation avec un degré de précision accru dans la forme intégrale du calcul pour laquelle courbes théorique et simulée se confondent à l'issue du raisonnement.

Réponse de la ligne chargée à polarisation variable

Le même raisonnement a été effectué pour une ligne chargée par une diode de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ avec une tension de polarisation variable appliquée à la diode. Cette polarisation de la diode s'est faite avec une fine pointe de tungstène amenée sur le ruban métallique entre les deux capacités de liaison du circuit. Les mesures effectuées en transmission dans le plan défini par la figure 4.36 sont comparées dans la figure 4.35 pour deux séries de mesures effectuées consécutivement.

Les deux séries de mesures de la figure 4.35 montrent que la précaution prise d'une fenêtre d'observation temporelle réduite n'a pas permis d'éviter les dérives du laser utilisé ou les possibles sensibilités à la température puisque les mesures ne sont pas reproductibles. Le niveau de capacité est supposé diminuer lorsque la tension de polarisation de la diode augmente en valeur absolue. Il en va de même pour la tension réfléchie qui en résulte et, par conséquent, la tension transmise est supposée augmenter à amplitude de pulse incident constant. Les tendances d'évolution du pulse transmis sont contradictoires dans les deux séries de mesures effectuées. L'analyse petit signal large bande escomptée est ainsi faussée par les dérives inhérentes au dispositif de mesure.

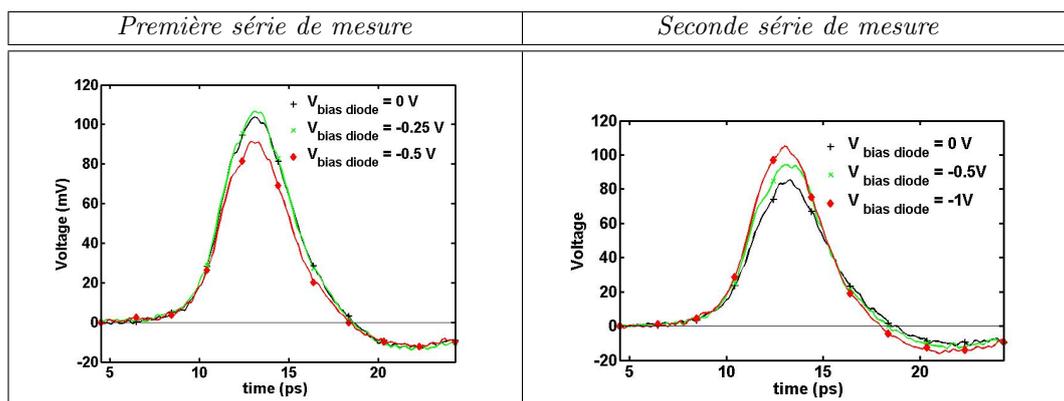


FIGURE 4.35 – Formes d'ondes mesurées en transmission pour la ligne chargée par une diode HBV de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ de la figure 4.36 à tension de polarisation de la diode variable.

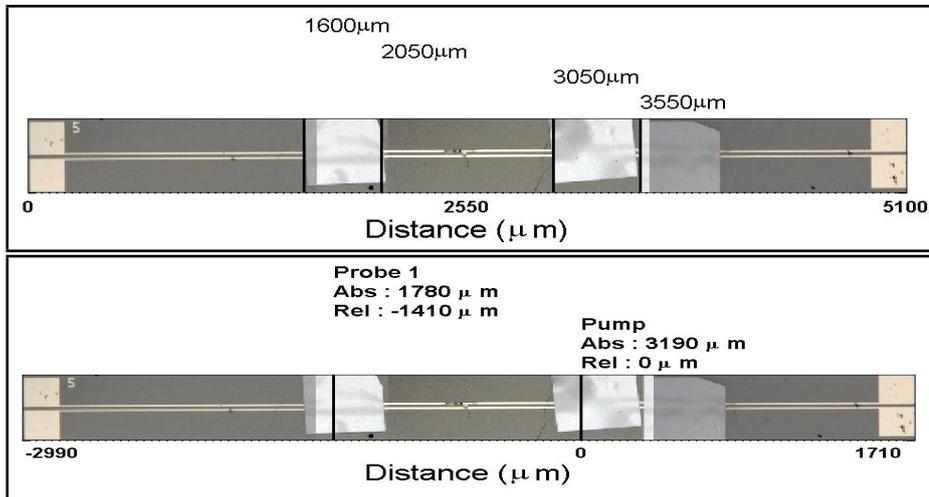


FIGURE 4.36 – Bords de patches (en haut) et plans de mesures (en bas) le long de la ligne CPS chargée par une diode de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ pour des mesures en transmission. Le plan de sonde est repéré par rapport au plan de pompe situé à $3190 \mu\text{m}$ sur l'échelle absolue du haut.

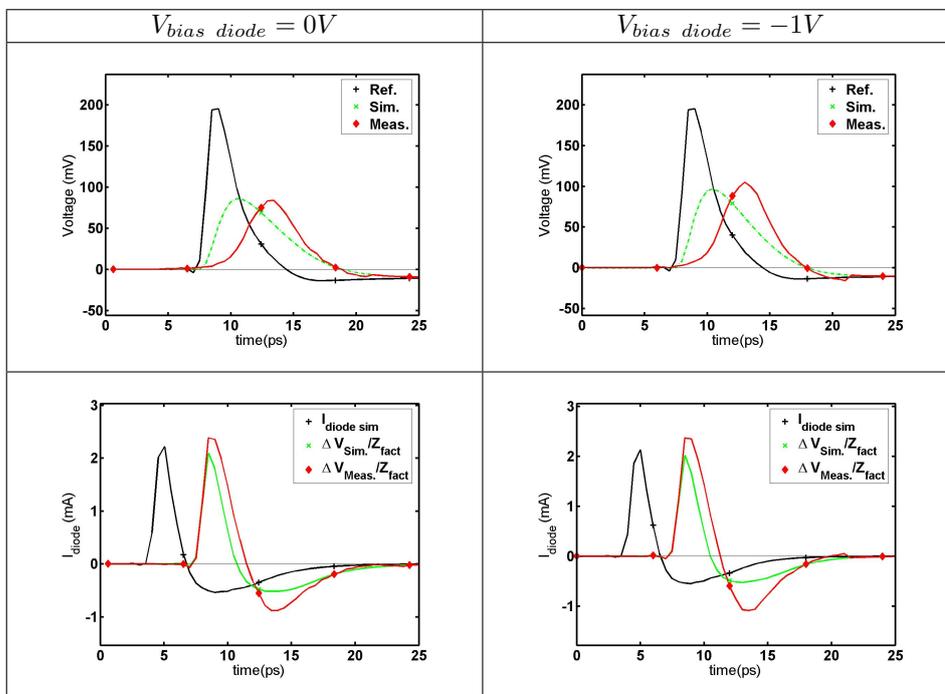


FIGURE 4.37 – Formes d'ondes simulées (Sim.) et mesurées (Meas.) dans le plan de mesure en transmission pour la ligne chargée par une diode HBV de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ de la figure 4.36 à tension de polarisation $V_{bias\ diode}$ variable et simulée pour la ligne à vide (Ref.). Le courant simulé dans la diode est comparé à la différence des formes d'onde en l'absence de modèle de la capacité série utilisée

Les capacités séries de $10 \times 10 \mu m^2$ n'ont pas été caractérisées. Elles sont modélisées dans les simulations par une capacité localisée (d'une vingtaine de femtoFarads) comme elles le furent initialement dans le cas de la caractérisation à amplitude variable. Les formes d'ondes obtenues en simulation pour des tensions de polarisation de la diode de 0V et -1V sont comparées à titre d'illustration dans la figure 4.37. Elles montrent la même déformation du pulse que dans la comparaison faite dans la figure 4.28. Les différences de forme d'onde dans le plan en transmission dans la même figure montrent que nous pourrions approcher le courant dans la diode en se ramenant dans le plan de celle-ci ; mais l'absence de modèle de la capacité série et les dérives des mesures ne nous permettent pas une exploitation plus approfondie.

Limitations du processus expérimental électro optique

La valeur de la capacité de la diode est extraite dans le processus précédent à partir du quotient de deux quantités dans le domaine temporel. Le processus peut se rapprocher de celui utilisé dans le premier schéma de caractérisation en régime quasi-statique effectué sous pointes à fréquence fixe. Dans le cas sous pointes, la valeur de la capacité C est en effet extraite du paramètre S_{11} avec :

$$S_{i1} = \left(\frac{b_i}{a_1} \right)_{Z=Z_0} \quad \text{avec } i \in 1, 2 \quad (4.26)$$

Cette définition implique plusieurs conditions dans le domaine fréquentiel que nous pourrions transposer dans le domaine temporel pour l'appliquer au montage expérimental électro-optique utilisé :

- Le paramètre S est extrait comme le rapport d'une onde transmise ou réfléchi par rapport à une référence a_1 qui est connue dans le dispositif. Dans notre cas, nous n'avons pas d'image directe du pulse qui est généré au niveau du patch de pompe. Cette extraction nécessite alors un traitement numérique qui permet de prendre en compte les différences de zone d'accès entre la mesure effectuée sur le patch en réflexion et celle effectuée sur le patch en transmission.
- La mesure doit se faire en absence d'une réflexion qui reviendrait parasiter le signal utile mesuré qui nécessite une adaptation d'impédance figurée par $Z = Z_0$. Les circuits ouverts de fin de ligne sont à l'origine d'échos identifiés dans le signal à partir des retards de propagation. Une charge adaptée sur une large bande en fin de ligne semble cependant difficilement concevable. On peut alors considérer un éloignement suffisant des bouts de ligne pour limiter leur influence sur la mesure.
- Le courant de la diode est estimé à partir d'une normalisation d'un facteur Z_{fact} supposé constant : L'impédance de la ligne peut cependant varier en fonction de la fréquence.

Le passage du domaine temporel au domaine fréquentiel est une difficulté supplémentaire. L'étape de transformée de Fourier introduit un fenêtrage du signal et la nécessité d'un signal sans écart de tension entre le début et la fin de la mesure. L'isolation des échos peut nécessiter une troncature du signal suivie d'une extrapolation pour revenir à 0.

Les impératifs technologiques propres à cette méthode expérimentale présentent aussi un certain nombre de limitations :

- Les photos de la figure 4.38 montrent que les métallisations effectuées sur le quartz se sont évaporées lors du processus de mesure. La métallisation du ruban présente des problèmes d'accroche sur le quartz facilités par la présence de la couche intermédiaire de BCB.
- La figure 4.39 donne une image prise au microscope à balayage électronique d'une capacité série utilisée pour isoler la zone active du composant. Elle montre que des métallisations du ruban inférieur peuvent remonter vers le ruban supérieur. Les courts circuits potentiels qui en résultent peuvent être à l'origine de destructions de la diode.
- La position du laser de sonde sur le patch de GaAs où la température du milieu peuvent modifier sensiblement le coefficient de calibration appliqué aux mesures effectuées au niveau de la photodiode du montage. Il s'ensuit de possibles phénomènes de dérive qui limitent la reproductibilité comme ce fut le cas dans les mesures effectuées à polarisation de diode variable.

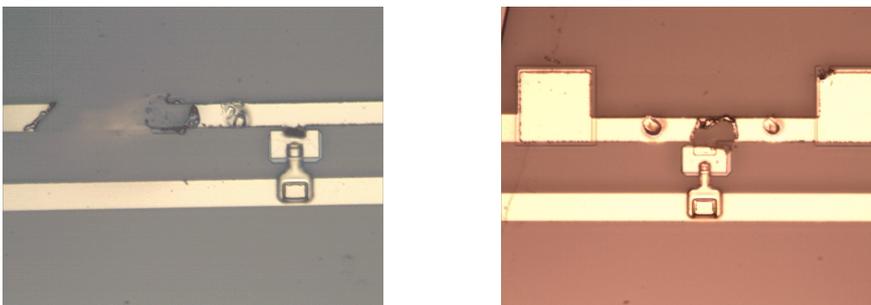


FIGURE 4.38 – Photo au Microscope optique de métallisations endommagées lors du processus de mesure.

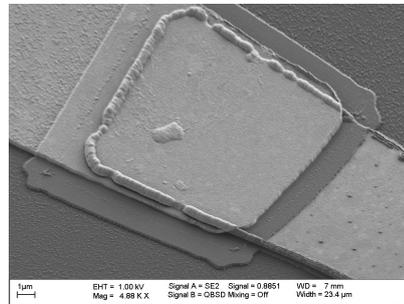


FIGURE 4.39 – Photo à Microscope Électronique à Balayage d'une capacité série utilisée pour isoler la zone active de la diode de la tension de polarisation des patches.

4.4 Conclusion

Nous avons introduit le principe de la diode HetroStructure Barrier Varactor et nous avons proposé deux filières : l'une en GaAs et l'autre en InP. Deux procédés technologiques des couches épitaxiées à l'IEMN ont permis d'obtenir deux circuits de caractérisation distincts :

- Un motif coaxial a permis de mettre en évidence des courants de fuite importants pour la couche sur substrat GaAs et un surdopage pour la couche sur substrat InP.
- Une intégration du composant en parallèle d'une ligne CPS a été proposée, pour la première fois à notre connaissance, pour un processus de caractérisation électro-optique. Chaque élément constitutif de la ligne a été étudié et modélisé afin d'isoler la réponse de la diode dans le domaine temporel. Une valeur de capacité en fonction du temps a pu être extraite à partir d'une méthodologie que nous avons détaillée avec le support d'un modèle de simulation de la ligne. Les limitations du processus de mesure qui ont été soulignées ne nous ont cependant pas permis de conclure pour une caractérisation à amplitude de pulse variable ou à polarisation variable du composant.

Nous nous proposons désormais d'introduire la diode InP considérée dans cette étude dans une structure de propagation du type de celle étudiée dans le troisième chapitre. Nous montrerons alors numériquement que des phénomènes de multiplication de fréquences par génération d'harmoniques ou de génération et d'amplification paramétrique sont possibles dans des lignes de propagation main gauche non linéaires.

CHAPITRE 5

LIGNES DE TRANSMISSION MAIN GAUCHE NON LINÉAIRES

L'intégration périodique d'un composant varactor en série le long d'une ligne de transmission, associé avec une inductance en parallèle, permet d'obtenir une structure de propagation gauchère non linéaire. Si, comme nous le rappellerons, la multiplication de fréquence a été prouvée par le passé avec des composants varactors intégrés en parallèle le long de la ligne de transmission, la génération d'harmoniques est aussi montrée possible dans un schéma gaucher dans un premier temps. Dans un second temps, une spécificité de la ligne gauchère sera introduite et démontrée avec des phénomènes de génération et d'amplification paramétriques. Ces derniers ne sont pas possibles dans le cas de structures droitières compte tenu de la formation d'ondes de chocs. Pour chacune de ces propriétés, une approche analytique est proposée à partir d'un même schéma de cellule élémentaire. Les conclusions faites à partir de ce modèle analytique seront illustrées par les simulations d'un modèle numérique. Dans les deux cas, nous montrerons que ces phénomènes dépendent d'un accord de phase dans le circuit.

Une ligne de transmission, par défaut main droite, peut être modélisée par une inductance série et une capacitance parallèle comme nous l'avons rappelé dans la partie 1.3.2. Le schéma dual de la ligne du modèle précédent est considéré pour une ligne gauchère. Dans le cas non linéaire, un élément dépendant de l'amplitude du signal est introduit dans ce schéma. Le composant varactor est alors placé en série de la structure de propagation et l'inductance en parallèle comme le rappelle la figure 5.1. Le composant HBV introduit et étudié précédemment servira de varactor dans notre étude. Il convient de mentionner cependant que l'on peut aussi considérer des éléments selfiques variables dans des structures main gauche [90].

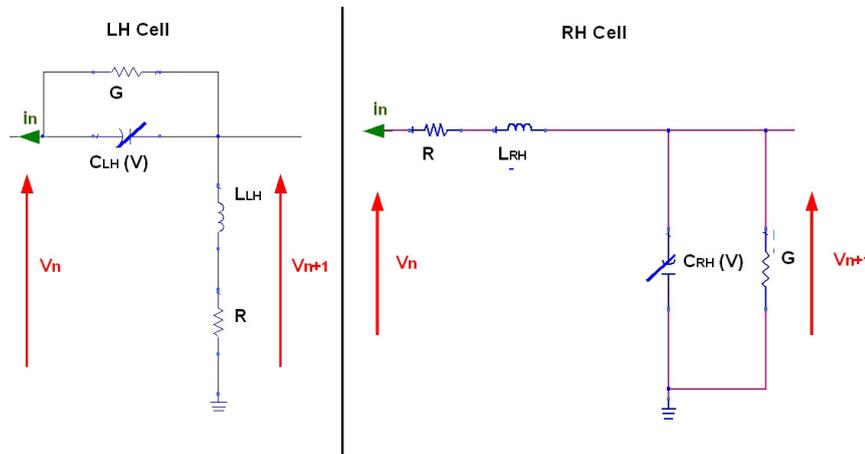


FIGURE 5.1 – Cellules élémentaires non linéaires main gauche et main droite respectivement à gauche et à droite.

Plusieurs structures de propagation non linéaires droitières ont été étudiées par le passé [91] [92]; certaines intègrent une diode HBV en parallèle. La symétrie de la caractéristique C-V du varactor permet alors d'utiliser la ligne comme tripleur de fréquences avec des rendements de l'ordre de quelques pourcents pour une fréquences de pompe de 20 GHz [93].

Nous montrerons à partir du modèle élémentaire de la figure 5.1 que la multiplication de fréquences est possible par *génération d'harmoniques* dans le cas gaucher. Une solution de forme d'onde écrite sous la forme d'une somme d'harmoniques nous permettra d'estimer le rendement de ce type de schéma et d'en saisir les limites. Si l'on considère cependant un second type de solution qui correspondrait à la superposition de trois ondes de fréquences différentes dans le circuit (avec respectivement une pompe, un signal et un idler), nous verrons qu'en fonction des conditions aux limites considérées aux extrémités de la ligne ces trois ondes peuvent coexister dans un régime dit de *génération ou d'amplification paramétrique*. Ce dernier régime d'amplification paramétrique permet de compenser des pertes le long de la ligne main gauche non linéaire pour des signaux aux valeurs de fréquences paramétriquement générés. Un transfert de puissance de la pompe vers le signal ou le complémentaire permet ainsi une amplification répartie le long de la ligne sans nécessité de sources d'alimentation, mais en propageant deux ondes sur le même support de propagation. Le phénomène se limite cependant aux fréquences imposées par la fréquence de pompe et la dispersion de la ligne.

Du fait de la parité de la caractéristique C-V, on considère des solutions $U_n(t)$ pour la n-ième cellule sous la forme de somme d'harmoniques impaires indicées $(2m+1)$ et d'amplitude complexe $U_{(2m+1),n}$:¹

$$\begin{cases} U_n(t) = \sum_{m=0}^{\infty} U_{(2m+1),n} e^{j(2m+1)\omega t} \\ Q_n(t) = \sum_{m=0}^{\infty} Q_{(2m+1),n} e^{j(2m+1)\omega t} \end{cases} \quad (5.4)$$

En considérant le même formalisme pour $Q_n(t)$ et en injectant les expressions de 5.4 dans la relation 5.3, on obtient l'égalité 5.5 pour chaque harmonique impaire $(2m+1)$:

$$\begin{aligned} \frac{U_{(2m+1),n}}{L_{LH}} &= \left(-(2m+1)^2 \omega^2 + \frac{j(2m+1)\omega R}{L_{LH}} \right) (Q_{(2m+1),n+1} - 2Q_{(2m+1),n} + Q_{(2m+1),n-1}) \\ &+ \left(j(2m+1)\omega G + \frac{RG}{L_{LH}} \right) (U_{(2m+1),n+1} - 2U_{(2m+1),n} + U_{(2m+1),n-1}) \end{aligned} \quad (5.5)$$

En développant $Q_n(U_n)$ sous la forme de série de Taylor impaire, on obtient :

$$Q_n(U_n) = Q'(0) U_n + \frac{1}{3!} Q'''(0) U_n^3 + \sum_{i=2}^{\infty} \frac{1}{(2i+1)!} \frac{\partial^{2i+1} Q_n}{\partial U^{2i+1}} U_n^{2i+1} \quad (5.6)$$

1. La référence [95] propose :

$$U_n(t) = \sum_{m=0}^{\infty} \left(U_{(2m+1),n} e^{j(2m+1)\omega t} + U_{(2m+1),n}^* e^{-j(2m+1)\omega t} \right)$$

Si l'on considère en effet $U_{(2m+1),n} = R_{(2m+1),n} + j I_{(2m+1),n}$, comme amplitude complexe d'une harmonique $(2m+1)$ du signal de la cellule n, on obtient pour chaque terme de la somme :

$$\begin{aligned} \left(U_{(2m+1),n} e^{j(2m+1)\omega t} + U_{(2m+1),n}^* e^{-j(2m+1)\omega t} \right) &= 2 \left(R_{(2m+1),n} \cos((2m+1)\omega t) - I_{(2m+1),n} \sin((2m+1)\omega t) \right) \\ &= 2 \operatorname{Re}(U_{(2m+1),n} e^{j(2m+1)\omega t}) \end{aligned}$$

Un facteur $\frac{1}{2}$ s'appliquerait donc à l'expression de [95] pour extraire la partie réelle de l'expression 5.4.

La forme 5.4 de $U_n(t)$ est cependant à considérer dans 5.3 pour une onde incidente delon +z le long de la ligne afin de pouvoir assimiler les opérateurs de dérivées temporelles première et seconde à des scalaires respectivement $j\omega$ et $-\omega^2$ dans l'équation 5.5.

En injectant l'expression 5.4 de U_n dans 5.6, on considère des variations de tensions autour de 0 V (i.e. $Q'(0) = C_0$) et on suppose que les amplitudes d'harmoniques générées supérieures à l'ordre 3 sont petites comparées à celle du fondamental ($U_{2m+1,n} \ll U_{1,n}, \forall m > 1$). On obtient alors par identification à l'expression 5.4 de Q_n :

$$\begin{cases} Q_{1,n} = Q'(0) U_{1,n} \\ Q_{3,n} = Q'(0) U_{3,n} + \frac{1}{3!} Q'''(0) U_{1,n}^3 \end{cases} \quad (5.7)$$

Les coefficients $Q_{(2m+1),n}$ peuvent ainsi être éliminés de l'expression 5.5 pour obtenir le système :

$$\begin{cases} U_{1,n+1} - 2 U_{1,n} + U_{1,n-1} - \kappa_1^2 U_{1,n} = 0 & \text{pour } m=0 \\ U_{3,n+1} - 2 U_{3,n} + U_{3,n-1} - \kappa_3^2 U_{3,n} = -\frac{Q'''(0) U_{1,n}^3}{3!(1 - \tan(\delta_3))} & \text{pour } m=1 \end{cases} \quad (5.8)$$

avec

$$\begin{cases} \kappa_{2m+1}^2 = \left(\frac{1}{R + j(2m+1)\omega L_{LH}} \right) \left(\frac{1}{G + j(2m+1)\omega Q'(0)} \right) \\ \delta_3 = \tan^{-1} \left(\frac{G}{3\omega Q'(0)} \right) \end{cases} \quad (5.9)$$

Les hypothèses suivantes sont alors introduites :

- Une solution à 5.8 pour $m=0$ est proposée sous la forme :

$$U_{1,n} = U_{1,0} e^{-\gamma_1 n} \quad (5.10)$$

avec :

$$\gamma_{2m+1} = \alpha_{2m+1} + j\beta_{2m+1} = 2 \sinh^{-1} \left(\frac{\kappa_{2m+1}}{2} \right) \quad (5.11)$$

- Les conditions aux limites sont telles que $U_{3,0} = U_{3,\infty} = 0$,
- Les pertes sont faibles avec $G \ll 3\omega Q'(0)$ et $R \ll 3\omega L_{LH}$.

En injectant 5.10 dans l'équation de 5.8 pour $m=1$, on obtient une amplitude de troisième harmonique $U_{(3,n)}$:

$$U_{(3,n)} = \frac{4 K_N U_{1,0}^3 \sinh^2\left(\frac{3\gamma_1}{2}\right) e^{-\gamma_3 n} (e^{(\gamma_3-3\gamma_1)n} - 1)}{(1 - \tan(\delta_3)) \left(\kappa_3^2 - 4 \sinh^2\left(\frac{3\gamma_1}{2}\right) \right)} \quad (5.12)$$

où :

– $K_N = \frac{Q'''(0)}{3!Q'(0)}$ est un facteur dépendant de la non-linéarité capacitive.

On définit alors dans l'expression 5.13 un rendement en puissance de la n ème cellule pour la troisième harmonique (avec $U_{m,n} = V_{m,n} - V_{m,n-1} = V_{m,n} (1 - e^{-j\beta_m})$) :

$$\nu_{LH \text{ harm}3} = \frac{|V_{3,n}|^2}{|V_{1,0}|^2} = K_N^2 |U_{1,0}|^4 F_A(\beta_1, \beta_3) F_c(\Phi) e^{-2\alpha_3 n} \quad (5.13)$$

où :

– F_A est une fonction qui dépend de la dispersion du milieu :

$$F_A^{LH}(\beta_1, \beta_3) = \frac{\sin^2\left(\frac{\beta_1}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\beta_3}{2}\right)} \left(\frac{\sin^2\left(\frac{3\beta_1}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\beta_3}{2}\right) - \sin^2\left(\frac{3\beta_1}{2}\right)} \right)^2 \quad (5.14)$$

– $F_c(\Phi)$ est définie comme une fonction dite de *cohérence* :

$$F_c(\Phi) = \sin^2\left(\frac{\Phi}{2}\right) \quad (5.15)$$

avec :

$$\Phi = (\beta_3 - 3\beta_1) N \quad \text{pour } N \text{ cellules élémentaires constituant la ligne} \quad (5.16)$$

En considérant l'expression du rendement 5.13, l'efficacité de la conversion est très sensible à l'amplitude du fondamental qui intervient aussi sur l'équation de propagation de U_3 dans 5.8. La fonction de cohérence F_c introduit des maxima locaux pour $\Phi = (2n + 1)\pi$. Ces maxima permettent de considérer des longueurs optimales de ligne N_{opt} , qui sont définies modulo une longueur de cohérence $N_c = \frac{2\pi}{\beta_3 - 3\beta_1}$, avec :

$$N_{opt} = \frac{(2k + 1)\pi}{(\beta_3 - 3\beta_1)}, \quad k \in N \quad (5.17)$$

On obtient alors un rendement de type résonant avec une alternance de maxima et de minima qui dépend de l'accord de phase entre fondamental et troisième harmonique et qui rend une multiplication de fréquences large bande difficile. Les cas particuliers pour lesquels le dénominateur de l'expression 5.14 s'annule introduisent aussi des pics de rendement. Ce dernier ne devient cependant pas infini puisque, pour ces valeurs de fréquences, l'hypothèse effectuée en amont $U_{2m+1,n} \ll U_{1,n}, \forall m > 1$ n'est plus valable.

La même démonstration peut être faite pour une cellule élémentaire main droite en utilisant le même formalisme pour extraire un rendement pour la troisième harmonique générée [95]. Le rendement est alors de la même forme que celui de l'équation 5.13 avec cependant :

$$F_A^{RH}(\beta_1, \beta_3) = \left(\frac{\sin^2\left(\frac{\beta_3}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{3\beta_1}{2}\right) - \sin^2\left(\frac{\beta_3}{2}\right)} \right)^2 \quad (5.18)$$

5.1.2 Modèle numérique

Modèle élémentaire main gauche

La cellule élémentaire est constituée de deux inductances et d'un varactor dans un circuit en π comme l'illustre la figure 5.3. Lorsqu'elles sont mises bout à bout, les inductances de $2 L_{LH}$ en parallèle équivalent à une inductance L_{LH} pour se ramener au schéma de la figure 5.2. Nous montrerons dans la partie suivante que ce modèle ne permet pas la polarisation du composant varactor compte tenu que les inductances se comportent comme des mises à la masse en régime continu. La symétrie de la caractéristique C-V de la diode étant utilisée sans tension de polarisation pour ne générer que des harmoniques impaires permet l'utilisation de ce circuit élémentaire. Ce modèle permet aussi d'extraire facilement les tensions développées aux bornes des varactors à partir des tensions à l'entrée et la sortie de la cellule pour s'assurer que celles-ci ne dépassent pas la tension de claquage du composant.

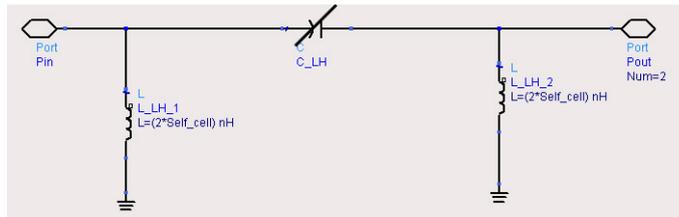


FIGURE 5.3 – Cellule élémentaire en π de la ligne de transmission non linéaire main gauche.

Une ligne main gauche constituée de cinq cellules élémentaires est terminée par des capacités de liaison de $2C_0$. Des impédances caractéristiques de 50 Ohms sont choisies pour la source de puissance et pour la charge. On considèrera aussi $Z_g = Z_L \sim 0.8Z_0$ avec $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C_0}}$ (soit $Z_0 \sim 62.5\text{Ohms}$). Le varactor de la couche InP du chapitre précédent est modélisé à partir du modèle de Chalmers.

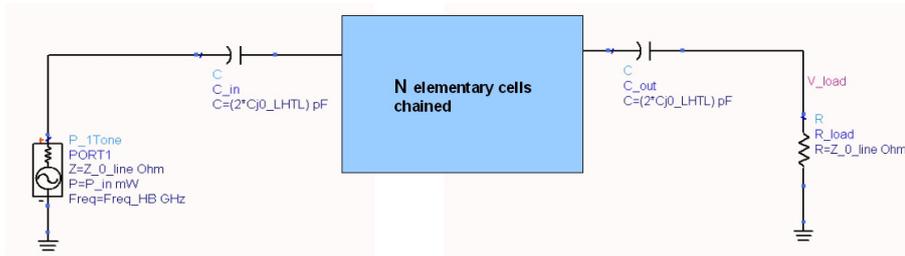


FIGURE 5.4 – Schéma de ligne de transmission non linéaire main gauche. La cellule élémentaire répétée N fois correspond à celle de la figure 5.3

On rappelle aussi dans 5.19 les relations de dispersion établies pour des cellules élémentaires main droite et main gauche dans le tableau 1.1 avec :

$$\begin{cases} \beta_{RH} = \omega \sqrt{LC_0} \\ \beta_{LH} \sim -\frac{1}{\omega \sqrt{LC(V_{bias})}} \end{cases} \quad (5.19)$$

La cellule main gauche de la figure 5.1 correspond à un filtre passe haut, à l'inverse de la cellule main droite qui se comportera comme un filtre passe-bas. La fréquence de Bragg du réseau périodique des cellules élémentaires mises en série définit alors le bord de la zone de transparence de la ligne avec une fréquence de coupure f_B telle que :

$$\begin{cases} f_B^{RH} = \frac{1}{\pi \sqrt{LC_0}} \\ f_B^{LH} = \frac{1}{4\pi \sqrt{LC_0}} \end{cases} \quad (5.20)$$

Pour une utilisation en régime grand signal de la ligne introduite dans la figure 5.4, le choix d'une impédance caractéristique et d'une fréquence de Bragg fixe les valeurs de L et C_0 avec les égalités définies dans le système 5.21. La simulation en équilibre harmonique du circuit permettra de montrer un phénomène de génération d'harmoniques pour des fréquences de pompe supérieures à la fréquence de Bragg.

$$\begin{cases} C_0 = \frac{1}{4\pi f_B^{LH} Z_0} \\ L = Z_0^2 C_0 = \frac{Z_0}{4\pi f_B^{LH}} \end{cases} \quad (5.21)$$

Génération d'harmoniques

Une analyse en équilibre harmonique permet de se placer dans l'hypothèse effectuée dans l'équation 5.4 en considérant une solution sous la forme d'une somme d'harmoniques du signal. Le simulateur divise le circuit en partie linéaire non linéaire et détermine les amplitudes et phases de chaque harmonique du signal de pompe en chaque point de la ligne. Les amplitudes du fondamental et des troisième et cinquième harmoniques sont comparées dans la figure 5.5 pour laquelle la fréquence de pompe est normalisée par rapport à la fréquence de Bragg ($f_B=10$ GHz) :

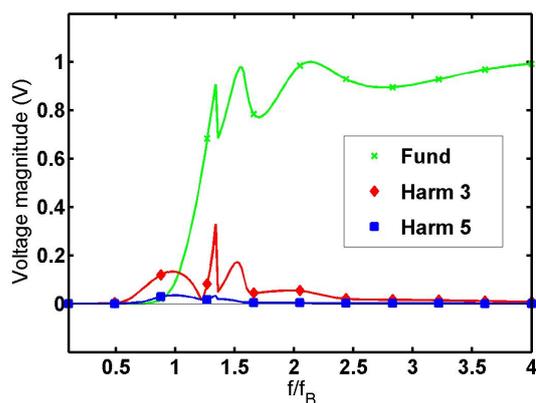


FIGURE 5.5 – Amplitudes du fondamental et des troisième et cinquième harmoniques délivrées à la charge de la ligne de transmission non linéaire.

La troisième harmonique se propage dans le circuit avant que la fréquence de pompe n'atteigne la fréquence de Bragg. Des pics de résonance de la formation d'harmoniques se situent à $f = 1.34 f_B$ et $f = 1.52 f_B$ respectivement. Une amplitude de cinquième harmonique faible mais non nulle est extraite.

Un rendement de la ligne est obtenu à partir de la puissance délivrée à la charge estimée par $\frac{V_{harm}^2}{2 Z_L}$ divisée par les 10 mW fournis par la source à l'entrée de la ligne. Les rendements obtenus dans la figure 5.6 présentent un pic de 10 % pour une résistance série de la diode HBV de $R_s = 3 \text{ Ohms}$. La faiblesse de ces valeurs s'explique par le fait que la puissance à l'entrée de la ligne est limitée à 10 mW pour veiller à ce que l'enveloppe des tensions aux bornes des varactors utilisés ne dépasse pas la tension de claquage de 5.2V estimée dans le chapitre 4. La courbe de rendement est homotétiquement étendue à des valeurs de rendement supérieures pour des valeurs de puissance de pompe croissante : Des rendements de l'ordre de 20 % ont été obtenus numériquement pour des varactors avec un contraste en capacité de 10 et une tension de claquage étendue à 10V [94].

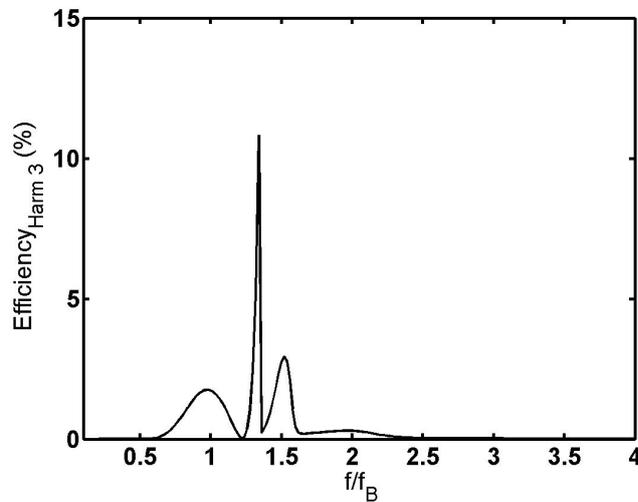


FIGURE 5.6 – Rendements de conversion en harmonique 3 pour une ligne de transmission constituée de 5 cellules élémentaires.

5.2 Génération et amplification paramétriques

Génération et amplification paramétrique dans les systèmes lasers

Nous introduirons les phénomènes de génération et d'amplification paramétriques en se ramenant brièvement à des phénomènes optiques introduits dans les années 1960 [96]. Les phénomènes paramétriques font intervenir dans un milieu non linéaire trois ondes lumineuses qui interagissent : elles correspondent respectivement aux ondes de pompe (de pulsation ω_p), de signal (de pulsation ω_s) et d'idler (ou complémentaire de pulsation ω_i). La non linéarité optique du milieu peut être par exemple d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$) pour un cristal non linéaire ou d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$) pour une fibre optique. Deux conditions de conservation s'imposent alors aux ondes lumineuses pour un phénomène paramétrique dans le milieu :

- *La conservation de l'énergie* : Sachant que $E = \hbar \omega$ et qu'une énergie de pompe (ω_p) est transférée au signal (ω_s) et à l'idler (ω_i), un signal de pompe de fréquence plus élevée impose :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (5.22)$$

- *La conservation des vecteurs d'ondes* : Celle ci est synonyme de conservation de la quantité de mouvement des photons puisque $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$ avec dans un cas unidimensionnel :

$$\begin{aligned} k_p &= k_s + k_i \\ n_p \omega_p &= n_s \omega_s + n_i \omega_i \end{aligned} \quad (5.23)$$

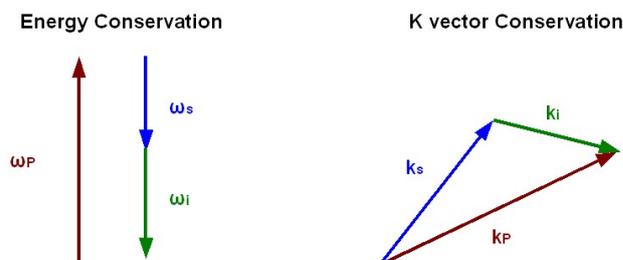


FIGURE 5.7 – Illustration des conditions de conservation de l'énergie et des vecteurs d'ondes pour l'amplification paramétrique.

Si la condition de conservation de l'énergie est automatique, l'accord de phase imposé par 5.2 dépendra de la dispersion du milieu. En optique, cet accord de phase peut être obtenu par biréfringence d'un cristal anisotrope comme le Beta Borate de Baryum ($\beta - BaB_2O_4$) : l'indice effectif du milieu de propagation dépend de la direction de propagation dans le cristal et la condition 5.2 est remplie pour certaines incidences et polarisations des ondes de pompe, de signal et idler correspondant respectivement à des valeurs d'indice ordinaires n_o et extraordinaires n_e distinctes. Les fréquences des ondes signal et complémentaire peuvent alors être accordées continûment par simple rotation du cristal non linéaire ou par changement de température. Dans le cas particulier de milieux de propagation unidimensionnels comme celui de la ligne hyperfréquence qui sera étudiée ci après, les vecteurs \mathbf{k} étant colinéaires, la conservation des vecteurs de la relation 5.2 peut s'écrire comme une simple condition sur les indices.

Les Oscillateurs Paramétriques Optiques (OPO) sont basés sur ce principe avec un signal et un idler qui sont générés dans une cavité résonante après injection d'un signal de pompe comme l'illustre la figure 5.8. A la différence des systèmes lasers, le signal non résonant est extrait de la cavité pour réinjecter le signal résonant dans le milieu non linéaire. L'accordabilité d'un OPO permet en particulier d'accéder à des longueurs d'onde inaccessibles à des sources lasers dans l'infra rouge moyen ($4 \mu\text{m}$) ou lointain ($10 \mu\text{m}$). Le même principe a aussi été mis en œuvre en hyperfréquences pour des amplificateurs utilisés dans le premier étage d'une chaîne de réception satellite pour leur caractère faible bruit [97] : Le signal reçu est amplifié grâce à l'injection d'un signal de pompe hautes fréquences et une cavité filtre le signal idler comme l'illustre le schéma de principe de la figure 5.9 accompagné de son équivalent circuit [98].

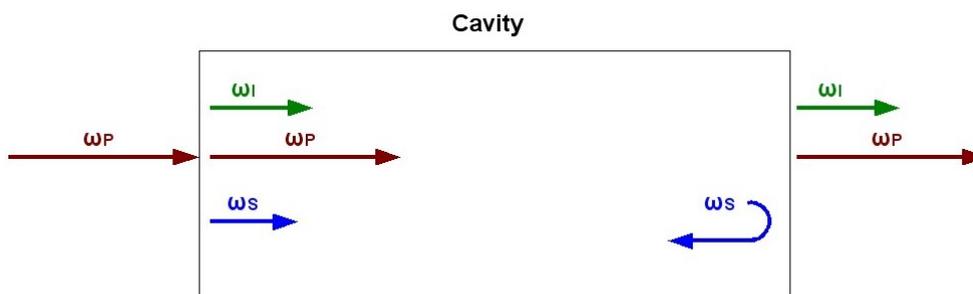


FIGURE 5.8 – Illustration du principe d'un Oscillateur Paramétrique Optique. Dans cet exemple, le signal est l'onde résonante dans la cavité et est réinjecté.

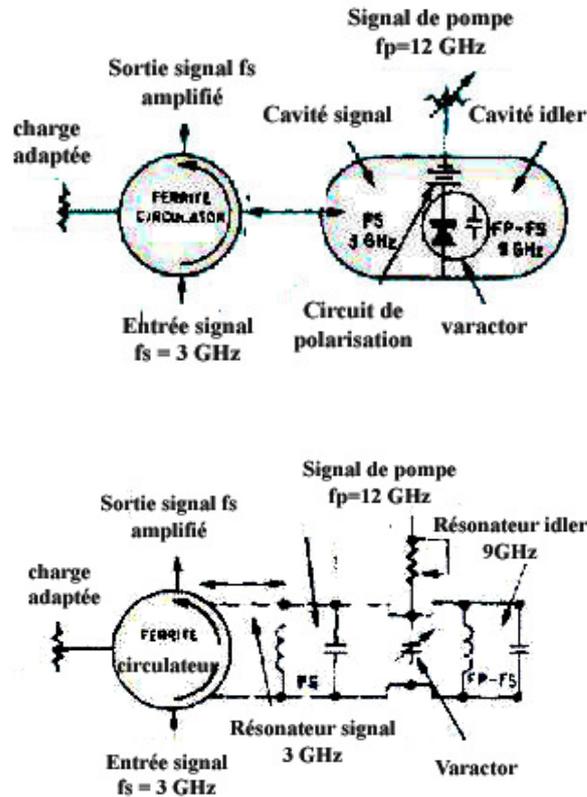


FIGURE 5.9 – Schéma de principe (en haut) et équivalent circuit (en bas) d'un amplificateur paramétrique micro onde [98].

Le circuit proposé ci-après correspond à une version distribuée de l'amplificateur de la figure 5.9. La distribution de varactors le long de la structure de propagation introduit une non linéarité dans la dispersion du milieu : la vitesse de phase $v_\varphi = \frac{1}{\sqrt{LC(V)}}$ implique que la forme d'onde sinusoïdale d'un signal se propageant le long de la ligne va subir une distorsion avec les tensions hautes du signal plus rapides que les tensions basses comme l'illustre la figure 5.10 : les points A et C vont à la même vitesse ; mais le point B avec une vitesse de phase plus élevée se rapproche du point C jusqu'à formation d'une onde de choc avec un front d'onde entre B et C qui devient vertical comme l'illustre la figure 5.11.

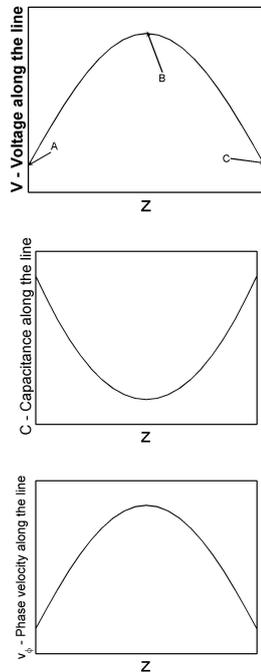


FIGURE 5.10 – Evolutions de la tension au début de la ligne non linéaire main droite et capacitance et vitesse de phase correspondantes.

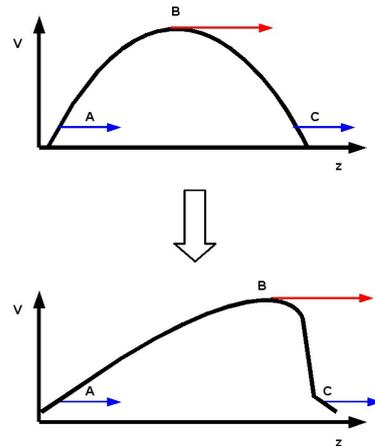


FIGURE 5.11 – Illustration du principe de la création d'ondes de chocs : La forme d'onde se déforme du fait de la variation de la vitesse de phase le long de la ligne.

Les phénomènes paramétriques discutés ci-après ne sont pas possibles dans le cas de lignes de transmissions non linéaires droitières compte tenu de la formation préalable d'ondes de choc à partir d'une longueur critique L_c [99]. Pour une variation de capacitance le long de la ligne $C = C_0 (1 + \xi \sin(\omega_P t))$ provoquée par un signal de pompe de pulsation ω_p , une longueur critique pour laquelle l'onde de choc se forme est estimée à $L_c = \frac{2}{\sqrt{L C_0} \xi \omega_p}$ [100]. Le gain maximal qui puisse être espéré pour une ligne amplificatrice avant cette longueur critique est donc de $e^{\alpha L_c} = e^{\frac{1}{2}}$ pour deux ondes ω_s et ω_i proches de $\frac{\omega_P}{2}$, avec un paramètre α qui est estimé à :

$$\alpha = \frac{1}{4} \xi \omega_p \sqrt{L C_0} \quad (5.24)$$

Nous nous proposons de montrer que dans le cas des lignes de transmission main gauche non linéaires, des phénomènes de génération et d'amplification paramétriques peuvent être mis en évidence.

5.2.1 Approche analytique

Application aux lignes de transmissions non linéaires gauchères

Comme dans le cas de l'étude analytique effectuée pour la génération d'harmoniques, on considèrera un modèle de ligne de transmission sans pertes. La prise en compte des pertes le long de la ligne influe cependant sur les niveaux de signaux que l'on peut obtenir. Le modèle se contentant de démontrer les propriétés paramétriques de la ligne dans le cadre de ce travail, l'ajout de termes R et G dans le modèle numérique développé plus loin en vue de cette démonstration permettrait d'intégrer ces phénomènes de pertes. On écrit la loi des nœuds dans la relation 5.25 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial i_{C_n}}{\partial t} &= \frac{\partial (i_{L_n} + i_{C_{n+1}})}{\partial t} \\ &= \frac{\partial^2 Q_n}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 C_n(U_n) U_n}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (5.25)$$

La relation 5.26 est obtenue en appliquant les lois de Kirchhoff au schéma de la figure 5.12 :

$$U_n = L \frac{\partial i_{L_{n-1}}}{\partial t} - L \frac{\partial i_{L_n}}{\partial t} \quad (5.26)$$

soit

$$\begin{aligned} \frac{U_n}{L} &= \frac{\partial (i_{C_{n-1}} - i_{C_n})}{\partial t} - \frac{\partial (i_{C_n} - i_{C_{n+1}})}{\partial t} \\ &= \frac{\partial^2 (C_{n+1}(U_{n+1}) U_{n+1} + C_{n-1}(U_{n-1}) U_{n-1} - 2 C_n(U_n) U_n)}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (5.27)$$

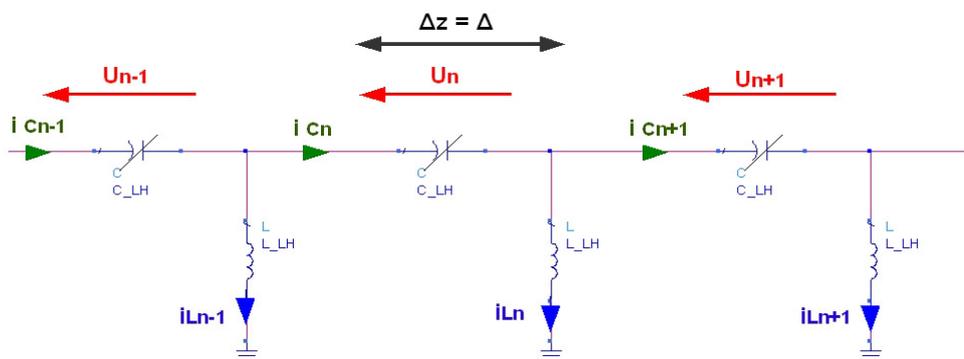


FIGURE 5.12 – Schéma d'une ligne de transmission sans pertes faisant apparaître les courants et tensions du circuit.

Dans le cas de la génération paramétrique, on ne considère cependant plus une solution sous la forme d'une somme d'harmoniques du signal de pompe pour les tensions du circuit, mais une somme des trois composantes constituées respectivement par la pompe, le signal et l'idler d'amplitudes respectives A_p , A_s et A_i [101] comme proposé dans la relation 5.28 :

$$U_{n\pm 1}(t) = A_{p,n\pm 1} \sin(\omega_p t + \phi_p) + A_{s,n\pm 1} \sin(\omega_s t + \phi_s) + A_{i,n\pm 1} \sin(\omega_i t - \phi_i) \quad (5.28)$$

avec :

$$\phi_u = -\beta_u z + \Psi_u(z), \forall u \in \{p, s, i\} \quad (5.29)$$

où $\beta_u = \frac{c}{n_u f_u}$ et $\Psi_u(z)$ est une phase variant lentement selon z . Comme introduit précédemment pour les OPA, le signal de pompe de pulsation ω_p sera tel que $\omega_s + \omega_i = \omega_p$. L'onde signal de pulsation ω_s se propage dans la même direction que le signal de pompe et le signal complémentaire de pulsation ω_i se propage dans la direction opposée.

Une décomposition en série de Taylor de la même tension $U_n(t)$ est aussi considérée dans 5.30 pour une cellule élémentaire sur un élément de longueur infinitésimale Δ (qui sera petit comparé à la longueur d'onde en régime de métamatériau avec $\frac{\lambda}{\Delta} \rightarrow \infty$) :

$$U_{n\pm 1}(t) = U_n + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(\pm 1)^m}{m!} \frac{\partial^m U_{n\pm 1}}{\partial z^m} \Delta^m \quad (5.30)$$

Le signe \pm dans les expressions 5.28 et 5.30 correspond à celui considéré dans l'indice de $U_{n\pm 1}(t)$.

En injectant la série de Taylor de 5.30 dans 5.27 et en considérant au premier ordre une variation linéaire de capacitance en fonction de la tension à ses bornes $C_n(U_n) = C_0 (1 + \epsilon U_n)$, on obtient une somme que l'on peut écrire sous une forme continue dans 5.31 après renormalisation des paramètres et de la variable z par Δ ($z = \frac{z}{\Delta}$) :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(2m)!} \frac{\partial^{2m}}{\partial z^{2m}} (U_n + \epsilon U_n) \right\} - \frac{U}{2LC_0} = 0 \quad (5.31)$$

Si l'on injecte 5.28 dans 5.31, on obtient un système d'équations sur les amplitudes et les phases dans lequel les indices (u,v,w) peuvent prendre les valeurs (p,s,i) de façon circulaire :

$$\begin{cases} \frac{dA_u}{dz} = -B_u A_v A_w \cos(\phi) \\ \frac{d\Psi_u}{dz} = -B_u \frac{A_v A_w}{A_u} \sin(\phi) \end{cases} \quad (5.32)$$

avec

$$\begin{aligned}\phi &= \phi_s - \phi_i - \phi_p \\ &= Kz + \Psi_s - \Psi_i - \Psi_p \\ &\quad (K = -(k_s - k_i - k_p))\end{aligned}\quad (5.33)$$

et des coefficients de couplage B_u :

$$B_u = \epsilon \tan\left(\frac{\beta_u}{2}\right)\quad (5.34)$$

On retrouve alors des relations que l'on peut rapprocher des conditions de Manley-Rowe dans les systèmes optiques [102]. Au système différentiel de l'équation 5.32, on peut distinguer deux types de conditions aux limites qui correspondent à deux régimes de fonctionnement de la ligne. En considérant une ligne de longueur L , on impose les conditions aux limites suivantes pour un *oscillateur paramétrique* :

$$\begin{cases} A_s(0) = 0 \\ A_i(L) = 0 \\ A_p(0) \neq 0 \\ K = 0 \end{cases}\quad (5.35)$$

($K=0$) correspond à la relation introduite dans les systèmes lasers et impose un accord de phase dans la structure. La résolution analytique relativement complexe de ce système d'équations est détaillée dans [101]. Elle montre qu'il existe une solution non nulle pour les amplitudes A_i et A_s le long de la ligne lorsque l'onde de pompe atteint un certain seuil d'amplitude A_{pthr} qui dépend de la dispersion du milieu, de la longueur de la ligne et de ses pertes. Les signaux sont alors *paramétriquement générés* en fonction de l'accord de phase imposé par $K=0$.

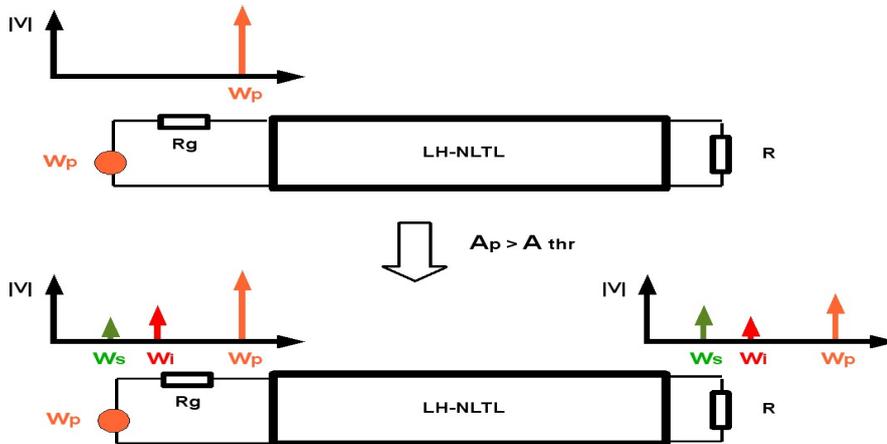


FIGURE 5.13 – Illustration des conditions aux limites de l'équation 5.35 pour la génération paramétrique

Comme il est suggéré dans l'expression 5.28, les ondes signal et idler ont des vecteurs d'onde de sens opposés avec une onde signal de même sens que l'onde de pompe et une onde complémentaire de sens opposé. On constate alors une différence d'amplitude des signaux générés paramétriquement en fonction de leurs vecteurs d'onde.

En considérant une amplitude de pompe juste inférieure au seuil de génération paramétrique et en injectant un signal correspondant à ω_s ou ω_i à l'une des extrémités de la ligne, il y a transfert d'énergie entre le signal et la pompe et le signal est amplifié le long de la ligne. Compte tenu du sens de déplacement des ondes, deux configurations peuvent être alors envisagées comme l'illustre la figure 5.14 avec :

- Le signal est injecté à la même extrémité du signal de pompe :

$$\begin{cases} A_s(0) \neq 0 \\ A_i(L) = 0 \\ A_p(0) \neq 0 \\ K = 0 \end{cases} \quad (5.36)$$

- Le complémentaire est injecté à l'extrémité opposée de celle du signal de pompe :

$$\begin{cases} A_s(0) = 0 \\ A_i(L) \neq 0 \\ A_p(0) \neq 0 \\ K = 0 \end{cases} \quad (5.37)$$

Dans les deux cas considérés, la troisième onde se crée toujours dans le circuit pour assurer l'accord de phase nécessaire.

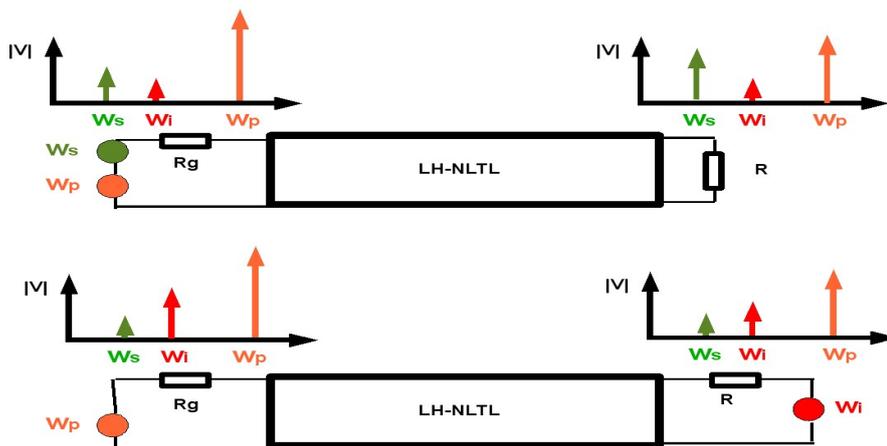


FIGURE 5.14 – Illustration des conditions aux limites des équations 5.36 et 5.37 pour l'amplification paramétrique respectivement du signal (en haut) et du complémentaire (en bas).

5.2.2 Modèle numérique

Dans l'hypothèse de variations de capacitance le long de la ligne $C(U_n) = C_0 (1 + \epsilon U_n)$, le signe de la pente ϵ ne dépend pas de la tension. Dans le cas d'une diode HBV non polarisée, la dérivée de la caractéristique C-V change de signe autour de 0V. Si la symétrie de la caractéristique nous permet de ne générer que des ordres impairs dans le cas de la génération d'harmoniques, le composant nécessiterait une polarisation pour observer des phénomènes paramétriques.

Un circuit de polarisation doit donc être prévu à travers une impédance assez forte pour amener une tension de polarisation tout en se présentant comme un circuit ouvert pour le signal hyperfréquence. La cellule du circuit en π de la figure 5.3 ne permet pas cette polarisation puisque chaque extrémité de la diode est connectée à une inductance reliée à la masse.

Une cellule élémentaire est donc proposée avec deux varactors et une inductance dans un circuit en T comme l'illustre la figure 5.15. Ce schéma permet de symétriser la structure et lorsque les cellules sont connectées entre elles, les deux capacités de $C_{DC} = 2 C(V_{bias})$ en série seront équivalentes à une seule capacité $C_{DC} = C(V_{bias})$. Le circuit de polarisation est prévu pour appliquer une tension continue aux diodes qui se comportent comme des circuits ouverts.

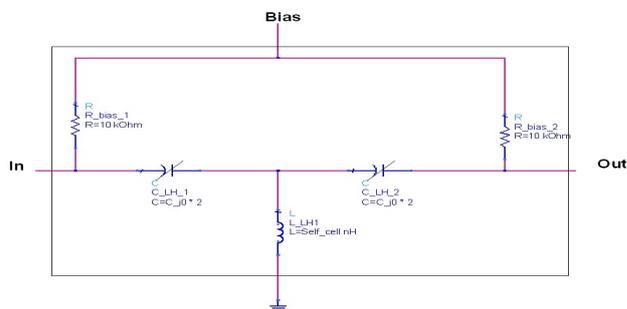


FIGURE 5.15 – Cellule élémentaire de la ligne de transmission non linéaire main gauche idéale.

Pour $\omega > \omega_B$, on peut considérer $\beta \sim -\frac{1}{\omega \sqrt{L C(V_{bias})}}$ à l'ordre 1 et en régime petit signal le long de la ligne main gauche. On peut alors obtenir une variation linéaire de la phase en fonction de la tension de polarisation V_{bias} pour $m=2$ dans l'expression 4.12 de $C(V_{bias})$. Des applications de déphaseurs accordables main gauche sont alors envisageables en considérant une tension de polarisation appliquée à la diode utilisée alors comme élément ajustable [20].

La cellule élémentaire de la figure 5.15 n'a cependant pas pu être utilisée puisque la mise en série de deux capacités variables $2 C_1$ et $2 C_2$ ne permet pas d'obtenir numériquement une capacité équivalente de $2C_1$ (pour $C_1 = C_2$). Une alternative a donc consisté à reprendre la modèle de la cellule en π sans polarisation externe mais en incluant la tension de polarisation V_{bias} appliquée au composant dans le modèle polynomial de la diode avec :

$$C(V, V_{bias}) = \frac{C_0}{\left(1 + \frac{|V + V_{bias}|}{V_{bi}}\right)^m} \quad (5.38)$$

Il n'y a plus de polarisation externe dans le circuit simulé, mais une variation de tension autour de 0V pour une tension $V_{bias} = 2V$ correspondra à cette même variation autour de 2V amené par un circuit de polarisation externe pour $V_{bias} = 0V$ dans le modèle de la diode.

L'analyse du circuit se fait dans le domaine temporel Le modèle de ligne à cinq cellules de la figure 5.4 est donc considéré à nouveau et est simulé dans le domaine temporel avec un instant initial t_0 supérieur à 0 pour ne pas prendre en compte les phénomènes transitoires qui ont lieu à l'allumage de la source. Ces phénomènes transitoires pourraient avoir un impact dans le calcul des transformées de Fourier qui permettent d'extraire un spectre listant les composantes du signal. A titre d'illustration, la ligne est simulée dans le régime de génération d'harmonique étudié précédemment avec $V_{bias} = 0V$ et une fréquence de pompe de $1.340 f_B$ correspondant à la résonance isolée par analyse harmonique.

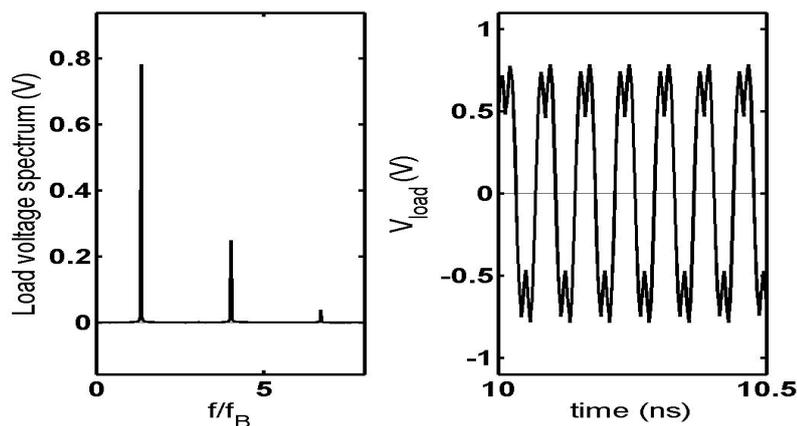


FIGURE 5.16 – Illustration dans le domaine temporel de la génération d'harmoniques étudiée précédemment. La fréquence de pompe correspond à la résonance du rendement $f = 1.340 f_B$. Le spectre (à gauche) de la forme d'onde (à droite) est normalisé par la fréquence de Bragg $f_B = 10GHz$.

La génération paramétrique faisant intervenir une pompe haute fréquence f_P et deux ondes de fréquence f_1 et f_2 telles que $f_P = f_1 + f_2$. L'excitation du circuit doit donc se faire à plus haute fréquence de pompe pour permettre aux signaux f_1 et f_2 de se propager en se situant au dessus de la fréquence de Bragg f_B imposant au minimum $f_P > 2 f_B$. Trois spectres sont comparés dans la figure 5.17 pour trois conditions distinctes d'excitation de la ligne à $f_P = 3 f_B$ avec respectivement de haut en bas :

- Une tension de polarisation de 2V et une puissance de pompe de 8 dBm : la polarisation du composant est à l'origine d'harmoniques de rang pair.
- Une tension de polarisation de 2V et une puissance de pompe de 10 dBm : le seuil de puissance pour la génération paramétrique est franchi avec deux ondes générées à $f_1 = 1.32 f_B$ et $f_2 = 1.68 f_B$. Les harmoniques générées sont elles mêmes à l'origine d'un phénomène paramétrique.
- Une tension de polarisation nulle et une puissance de pompe de 10 dBm : la polarisation du composant est nécessaire au phénomène de génération paramétrique ; la seconde harmonique disparaît et nous nous ramenons au régime étudié précédemment.

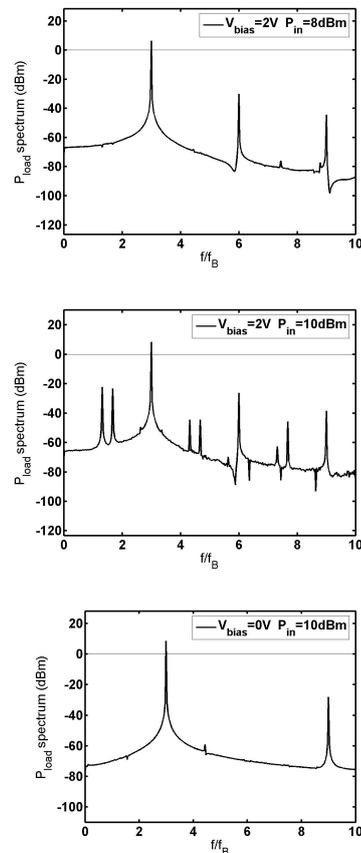


FIGURE 5.17 – Spectres obtenus à la sortie d'une ligne de transmission main gauche non linéaire en fonction de différentes conditions d'excitation et de polarisation.

Les fréquences f_1 et f_2 pour lesquelles il y a génération paramétrique étant repérées, un signal de fréquence f_2 est injecté à l'extrémité de la ligne opposée à celle du signal de pompe conformément au schéma du bas de la figure 5.14. Le niveau de signal récupéré à l'entrée de la ligne est alors comparé dans la figure 5.18 sans (en haut) ou avec (en bas) signal de pompe de 9dBm. Sans la pompe une perte de 3.5 dB est constatée. Avec la pompe, cette perte est compensée et un gain de 8dB est simulé entre la sortie et l'entrée de la ligne.

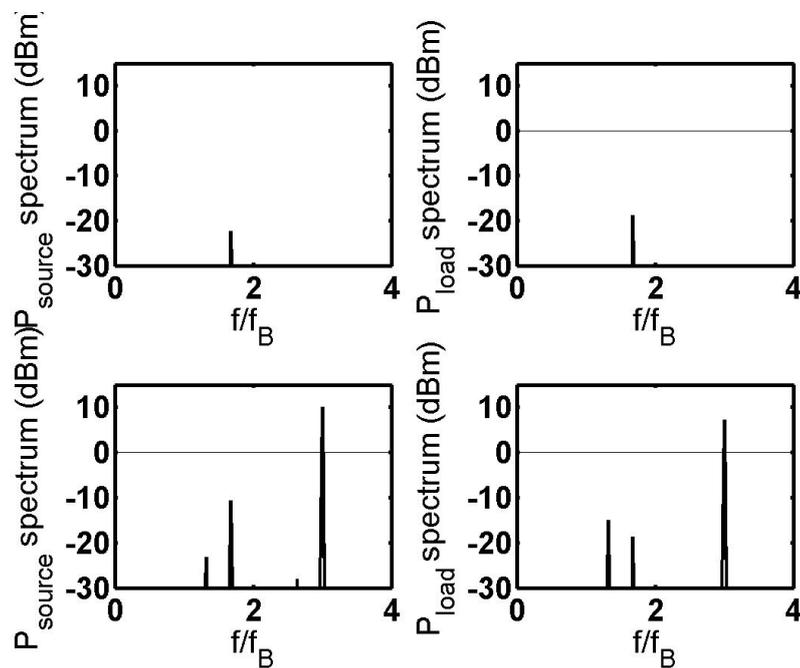


FIGURE 5.18 – Spectres obtenus à la sortie d'une ligne de transmission main gauche non linéaire pour un signal injecté à -20 dBm dans le plan de la charge (à droite) à une extrémité de la ligne et avec (en bas) ou sans (en haut) une pompe à 9dBm à l'autre extrémité dans le plan de la source (à gauche). Un effet d'amplification paramétrique est démontré.

5.3 Conclusion

Un élément Heterostructure Barrier Varactor a été introduit le long d'une ligne de transmission main gauche pour lui conférer des propriétés non linéaires avec :

- Une génération d'harmonique pour un signal de pompe supérieur à la fréquence de Bragg de la ligne de type passe-haut : la symétrie de la caractéristique C-V de la diode HBV permet alors de ne considérer que des harmoniques impaires du signal de pompe. La nature résonante du rendement, due à un accord de phase dans le circuit entre fondamental et harmonique, empêche cependant d'envisager une exploitation large bande d'un éventuel tripleur.
- Un phénomène de génération paramétrique qui a été mis en évidence pour un signal de pompe à plus hautes fréquences et avec une polarisation des diodes nécessaire : l'injection d'un signal correspondant aux fréquences paramétriquement générées permet de constater une amplification paramétrique dû à un transfert de puissance entre une onde de pompe et le signal. Cette amplification paramétrique compenserait non seulement les pertes subies par le signal le long de la ligne, mais pourrait aussi permettre d'envisager un gain dans des structures de propagation main gauche.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Ce travail de thèse a consisté dans un premier temps à étudier des structures de métamatériaux unidimensionnelles en mettant en évidence leur caractère gaucher à partir d'une information de phase. Une avance de phase permet par la suite de considérer un indice effectif de la structure qui est montré négatif.

Deux prototypes opérant dans une bande de fréquence TeraHertz ont été étudiés avec respectivement :

- Un prototype en espace libre constitué de fils et d'anneaux résonants modélisés d'abord séparément comme éléments constitutifs d'un milieu respectivement à permittivité et à perméabilité négative. Ces deux milieux combinés sont à l'origine de la création d'une bande de transmission à 100 GHz nécessairement gauchère. Des modèles numériques HFSS du prototype ont permis de montrer une bande main gauche à partir de l'extraction d'un diagramme de dispersion; l'information de phase a été obtenue expérimentalement à partir de paramètres en transmission d'un analyseur de réseau vectoriel pour corroborer l'existence de cette bande gauchère.
- Un prototype de ligne de transmission duale non équilibrée avec une bande main gauche entre 200 et 400 GHz. Des modèles HFSS ont permis d'estimer la valeur des éléments discrets chargeant la ligne à partir de leurs dimensions sur le masque. Un équivalent circuit de la ligne a alors permis d'extraire un diagramme de dispersion et de modéliser la ligne dans le domaine temporel. La caractérisation de cette ligne s'est faite grâce à un banc de mesure électro-optique permettant la génération et la mesure cohérentes de signaux ultra rapides de l'ordre de la picoseconde. L'information de phase a été obtenue expérimentalement à partir des transformées de Fourier des formes d'onde dans le domaine temporel.

La diode HBV a été introduite dans un second temps comme composant varactor. La réalisation technologique de motifs coaxiaux et coplanaires de tests à partir des couches épitaxiales de l'IEMN sur substrat GaAs et InP est détaillée. La caractérisation sous pointes des couches épitaxiées a conclu à un sur-dopage pour la couche InP et des courants de fuite attribués à des effets de cross-over pour la couche sur substrat GaAs. La caractérisation électro-optique de la diode, menée pour la première fois à notre connaissance pour ce type de composant, a nécessité le développement de modèles de chaque élément constitutif du dispositif de mesure dans lequel la diode est intégrée en parallèle avec respectivement la ligne CPS, la ligne patchée et les capacités séries isolant la zone active de la tension de polarisation des patches. Une estimation du courant traversant la diode a été possible à amplitude variable ainsi qu'une extraction de la valeur de capacitance en fonction du temps. La non reproductibilité des mesures à polarisation variable ne nous a pas permis de faire cette extraction.

Ce composant HBV a enfin été considéré comme élément varactor dans une ligne de transmission main gauche qui devient non linéaire. Les modèles numériques permettent d'illustrer une approche analytique des propriétés d'une telle ligne en montrant qu'une génération d'harmoniques est possible comme dans le cas main droite. De même, et contrairement au cas main droite pour lequel des ondes de chocs se créent, des phénomènes de génération et d'amplification paramétrique ont été introduits numériquement pour des ondes de pompe, de signal et d'idler présentes le long de la ligne.

L'ingénierie de la permittivité et de la perméabilité rendue possible grâce aux développements récents des métamatériaux ouvre de nouveaux horizons : l'approche proposée dans ce travail permet de déduire une valeur d'indice effectif à partir des modèles numériques et du traitement de mesures effectuées sur les prototypes étudiés. L'adjonction d'un élément variable dans les dispositifs étudiés précédemment permettrait alors une certaine accordabilité de cet indice ou des propriétés non linéaires pouvant aller jusqu'à l'amplification d'un signal. Entre accordabilité et compensation des pertes, qui constituent une des principales limitations des champs d'application des métamatériaux, nombre d'applications de ces modèles équivalents pourraient alors être envisagées du domaine de l'imagerie à celui de l'invisibilité.

Simulation de la séquence épitaxiale HBV

Processus de simulation

La simulation des caractéristiques I-V et C-V de la séquence épitaxiale de la diode Heterostructure Barrier Varactor se fait selon le processus suivant :

- Pour une tension de polaisation appliquée V_{bias} , le potentiel électrostatique $V(z, V_{bias})$ de la bande de conduction est calculé par résolution de l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial \left(\frac{\epsilon(z) \partial V(z, V_{bias})}{\partial z} \right)}{\partial z} = q (N_d(z) - n(z)) \quad (\text{A - 1 - 1})$$

dans laquelle :

- o N_d (cm^{-3}) est le niveau de dopage,
- o $n(z, V_{bias})$ est la densité de porteurs libres dans la structure modélisée par la distribution de Fermi dans l'approximation statique de Thomas-Fermi pour laquelle aucun courant n'est censé traverser la structure avec :

$$n(z, V_{bias}) = N_c \int_0^\infty \frac{\sqrt{E - E_c(z)}}{1 + e^{\frac{E - E_F}{k_B T}}} dE \quad (\text{A - 1 - 2})$$

où :

- Le potentiel $V(z, V_{bias})$ étant connu, l'équation de Shrödinger est ensuite résolue dans un cas unidimensionnel en assimilant les différents matériaux à des milieux homogènes de masse effective m_e^* constante et en adressant le problème pour toutes les énergies dans ce cas de système ouvert :

$$\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \varphi(z, V_{bias})}{\partial z^2} + V(z, V_{bias}) \varphi(z, V_{bias}) = E \varphi(z, V_{bias}) \quad (\text{A - 1 - 3})$$

Un coefficient de réflexion et de transmission de la structure est alors obtenu à partir du quotient du module au carré des fonction d'ondes $\varphi(z)$ décomposées respectivement en ondes planes incidentes, réfléchies et transmises.

Les caractéristiques I-V et C-V sont alors estimées à partir des différentes quantités précédemment calculées avec :

- $I(V_{bias}) = \frac{q m_e^* k_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty T(E, V_{bias}) F(E, V_{bias}) dE$

où :

- o $T(E, V_{bias})$ est le coefficient de transmission à travers la barrière obtenu précédemment,
- o $F(E, V_{bias})$ est une *fonction d'alimentation* qui modélise l'occupation des niveaux d'énergie en bande de conduction dans l'émetteur et le collecteur.

$$F(E, V_{bias}) = \ln \left(\frac{1 + e^{\frac{E_F - E}{k_B T}}}{1 + e^{\frac{E_F - E - q \cdot V_{bias}}{k_B T}}} \right) \quad (\text{A - 1 - 4})$$

- $C(V_{bias}) = q \frac{\partial n_s(V_{bias})}{\partial V}$

où $n_s(V_{bias}) = \int_0^{z_b} n(z, V_{bias}) dz$ est la densité de charges intégrée en amont de la première barrière.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. Maxwell : On Physical Lines of forces. *The London, Edinburgh and Dublin Philosophical magazine and journal of Science* (March 1861).
- [2] M. A. Ordal, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, R. W. J. Alexander and C. A. Ward : Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared. *Applied Optics*, vol. 22(7) : 1099–1119 (1983).
- [3] V. G. Veselago : The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of μ and ϵ . *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 10(4) : 508–513 (February 1968).
- [4] J. B. Pendry : Negative Refraction Makes a Perfect Lens. *Physical Review Letters*, vol. 85(18) : 3966–3969 (Oct 2000).
- [5] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Netmat-Nasser and S. Schultz : Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Physical Review Letters*, vol. 84 : 4184–4187 (2000).
- [6] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. Stewart and I. Youngs : Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. *Physical Review Letters*, vol. 76(25) : 4773–4776 (June 1996).
- [7] J. Pendry, A. Holden, D. Robbins and W. Stewart : Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47(11) : 2075–2084 (1999).
- [8] J. Pendry, A. Holden, D. J. Robbins and S. W. J. : Low frequency plasmons in thin-wire structures. *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 10 : 4785–4809 (1998).
- [9] T. J. Yen, W. J. Padilla, N. Fang, D. C. Vier, D. R. Smith, J. B. Pendry, D. N. Basov and X. Zhang : TeraHertz magnetic response from artificial materials. *Science*, vol. 303 : 1494–1496 (2004).
- [10] S. Linden, C. Enkrich, M. Wegener, J. Zhou, T. Koschny and C. M. Soukoulis : Magnetic response of metamaterials at 100 TeraHertz. *Science*, vol. 306 : 1351–1353 (November 2004).
- [11] J. Huangfu, L. Ran, H. Chen, X. min Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorzczuk and J. A. Kong : Experimental confirmation of negative refractive index of

- a metamaterial composed of Omega-like metallic patterns. *Applied Physics Letters*, vol. 84(9) : 1537–1539 (2004).
- [12] F. Zhang, G. Houzet, E. Lheurette, D. Lippens, M. Chaubet and X. Zhao : Negative-zero-positive metamaterial with omega-type metal inclusions. *Journal of Applied Physics*, vol. 103(8) : 084312 (2008).
- [13] T. Koschny, M. Kafesaki, E. N. Economou and C. M. Soukoulis : Effective Medium Theory of Left-Handed Materials. *Physical Review Letters*, vol. 93(10) : 107402 (2004).
- [14] W. Weir : Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies. *Proceedings of the IEEE*, vol. 62 : 33–36 (January 1974).
- [15] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš and C. M. Soukoulis : Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients. *Physical Review B*, vol. 65(19) : 195104 (April 2002).
- [16] D. R. Smith and J. B. Pendry : Homogenization of metamaterials by field averaging (invited paper). *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 23(3) : 391–403 (2006).
- [17] J.-M. Lerat, N. Mallejac and O. Acher : Determination of the effective parameters of a metamaterial by field summation method. *Journal of Applied Physics*, vol. 100(8) : 084908 (2006).
- [18] C. Croënne, M. F. Foulon, E. Lheurette, X. Mélique, M. Gheudin and D. Lippens : Negative index metamaterial at 100 GHz. *Journal of the European Microwave Association*, vol. 4 : 95–101 (2008).
- [19] M. Antoniadis and G. Eleftheriades : Compact linear lead/lag metamaterial phase shifters for broadband applications. *Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 2 : 103–106 (2003).
- [20] H. Kim, A. Kozyrev, A. Karbassi and D. van der Weide : Linear tunable phase shifter using a left-handed transmission line. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 15 : 366–368 (2005).
- [21] I.-H. Lin, M. DeVincentis, C. Caloz and T. Itoh : Arbitrary dual-band components using composite right/left-handed transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52 : 1142–1149 (2004).
- [22] C. Caloz, A. Sanada and T. Itoh : A novel composite right-/left-handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52 : 980–992 (2004).
- [23] F. Martin, F. Falcone, J. Bonache, R. Marques and M. Sorolla : Miniaturized coplanar waveguide stop band filters based on multiple tuned split ring resonators. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 13 : 511–513 (2003).
- [24] I. Gil, J. Garcia-Garcia, J. Bonache, F. Martin, M. Sorolla and R. Marques : Varactor-loaded split ring resonators for tunable notch filters at microwave frequencies. *Electronics Letters*, vol. 40(21) : 1347–1348 (2004).
- [25] A. Sanada, M. Kimura, I. Awai, C. Caloz and T. Itoh : A planar zeroth-order resonator antenna using a left-handed transmission line. In *34th European Microwave Conference*, vol. 3, pages 1341–1344 (2004).

- [26] C. Caloz and T. Itoh : Array factor approach of leaky-wave antennas and application to 1-D/2-D composite right/left-handed (CRLH) structures. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 14(6) : 274–276 (2004).
- [27] A. Lai, T. Itoh and C. Caloz : Composite right/left-handed transmission line metamaterials. *IEEE Microwave Magazine*, vol. 5 : 34–50 (2004).
- [28] S. Lim, C. Caloz and T. Itoh : Metamaterial-based electronically controlled transmission-line structure as a novel leaky-wave antenna with tunable radiation angle and beamwidth. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53 : 161–173 (2004).
- [29] H. Chen, B.-I. Wu, L. Ran, T. M. Grzegorzczuk and J. A. Kong : Controllable left-handed metamaterial and its application to a steerable antenna. *Applied Physics Letters*, vol. 89(5) : 053509 (2006).
- [30] R. A. Shelby, D. R. Smith and S. Schultz : Experimental Verification of a Negative Index of Refraction. *Science*, vol. 292(5514) : 77–79 (2001).
- [31] C. G. Parazzoli, R. B. Greegor, K. Li, B. E. C. Koltenbah and M. Tanielian : Experimental Verification and Simulation of Negative Index of Refraction Using Snell’s Law. *Physical Review Letters*, vol. 90(10) : 107401 (2003).
- [32] A. Grbic and G. V. Eleftheriades : Overcoming the Diffraction Limit with a Planar Left-Handed Transmission-Line Lens. *Physical Review Letters*, vol. 92(11) : 117403 (March 2004).
- [33] D. Sievenpiper, L. Zhang, R. Broas, N. Alexopolous and E. Yablonovitch : High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequencyband. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47 : 2059–2074 (1999).
- [34] A. Sanada, C. Caloz and T. Itoh : Planar distributed structures with negative refractive index. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, vol. 52 : 1252–1263 (2004).
- [35] F. Yang and Y. Rahmat-Samii : Microstrip antennas integrated with electromagnetic band-gap (EBG) structures : a low mutual coupling design for array applications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51 : 2936–2946 (2003).
- [36] F. Yang and Y. Rahmat-Samii : Reflection phase characterizations of the EBG ground plane for low profile wire antenna applications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 51 : 2691–2703 (2003).
- [37] H. O. Moser, B. D. F. Casse, O. Wilhelmi and B. T. Saw : TeraHertz response of a microfabricated rod split ring resonator electromagnetic metamaterial. *Physical Review Letters*, vol. 94(6) : 063901 (2005).
- [38] C. Rockstuhl, T. Zentgraf, H. Guo, N. Liu, C. Etrich, I. Loa, K. Syassen, F. Kuhl, J. and Lederer and H. Giessen : Resonances of split-ring resonator metamaterials in the near infrared. *Applied Physics B*, vol. 84 : 219 – 227 (2006).
- [39] H.-K. Yuan, U. K. Chettiar, W. Cai, A. V. Kildishev, A. Boltasseva, V. P. Drachev and V. M. Shalaev : A negative permeability material at red light. *Optics Express*, vol. 15(3) : 1076–1083 (2007).
- [40] V. M. Shalaev, W. Cai, U. K. Chettiar, H.-K. Yuan, A. K. Sarychev, V. P. Drachev and A. V. Kildishev : Negative index of refraction in optical metamaterials. *Optics Letters*, vol. 30(24) : 3356–3358 (2005).

- [41] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, J. Zhou, C. M. Soukoulis and S. Linden : Cut-wire pairs and plate pairs as magnetic atoms for optical metamaterials. *Optics Letters*, vol. 30 : 3198–3200 (2005).
- [42] G. Dolling, M. Wegener, C. M. Soukoulis and S. Linden : Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength. *Optics Letters*, vol. 32(1) : 53–55 (2007).
- [43] J. Valentine, S. Zhang, T. Zentgraf, E. Ulin-Avila, D. A. Genov, G. Bartal and X. Zhang : Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index. *Nature*, page 07247 (August 2008).
- [44] N. Fang, H. Lee, C. Sun and X. Zhang : Sub-Diffraction-Limited Optical Imaging with a Silver Superlens. *Science*, vol. 308(5721) : 534 – 537 (2005).
- [45] S. A. Ramakrishna, J. B. Pendry, M. C. K. Wiltshire and W. J. Stewart : Imaging the near field. *Journal of Modern Optics*, vol. 50(9) : 1419–1430 (2003).
- [46] Z. Liu, H. Lee, Y. Xiong, C. Sun and X. Zhang : Far-Field Optical Hyperlens Magnifying Sub-Diffraction-Limited Objects. *Science*, vol. 315(5819) : 1686 (March 2007).
- [47] M. Notomi : Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap. *Physical Review B*, vol. 62(16) : 10 696–10 705 (Oct 2000).
- [48] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato and S. Kawakami : Superprism phenomena in photonic crystals. *Physical Review B*, vol. 58(16) : 10 096–10 099 (Oct 1998).
- [49] N. Fabre, X. Melique, D. Lippensa and O. Vanbesien : Optimized focusing properties of photonic crystal slabs. *Optics communication*, vol. 281 : 3571–3577 (March 2008).
- [50] P. V. Parimi, W. T. Lu, P. Vodo and S. Sridhar : Photonic crystals : Imaging by flat lens using negative refraction. *Nature*, vol. 426(6965) : 404 (Nov 2003).
- [51] M. Gorkunov, M. Lapine, E. Shamonina and K. Ringhofer : Effective magnetic properties of a composite material with circular conductive elements. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, vol. 28 : 263–269 (2002).
- [52] M. Gorkunov and M. Lapine : Tuning of a nonlinear metamaterial band gap by an external magnetic field. *Physical Review B*, vol. 70(23) : 235 109 (Dec 2004).
- [53] M. Lapine, M. Gorkunov and K. H. Ringhofer : Nonlinearity of a metamaterial arising from diode insertions into resonant conductive elements. *Physical Review E*, vol. 67(6) : 065 601 (June 2003).
- [54] M. Lapine and M. Gorkunov : Three-wave coupling of microwaves in metamaterial with nonlinear resonant conductive elements. *Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics)*, vol. 70(6) : 066601 (2004).
- [55] I. V. Shadrivov, A. A. Zharov and Y. S. Kivshar : Second-harmonic generation in nonlinear left-handed metamaterials. *Journal Optical Society of America B*, vol. 23(3) : 529–534 (2006).
- [56] A. A. Zharov, N. A. Zharova, I. V. Shadrivov and Y. S. Kivshar : Subwavelength imaging with opaque nonlinear left-handed lenses. *Applied Physics Letters*, vol. 87(9) : 091104 (2005).

- [57] R. Penciu, M. Kafesakia, T. Gundogdua, E. Economou and C. Soukoulis : Theoretical study of left-handed behavior of composite metamaterials. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, vol. 4 : 12–16 (2006).
- [58] M. Gokkavas, K. Guven, I. Bulu, K. Aydin, R. S. Penciu, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis and E. Ozbay : Experimental demonstration of a left-handed metamaterial operating at 100 GHz. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, vol. 73(19) : 193103 (2006).
- [59] D. Ghodgaonkar, V. Varadan and V. Varadan : Free-space measurement of complex permittivity and complex permeability of magnetic materials at microwave frequencies. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 39 : 387–394 (1990).
- [60] K. Li, S. J. McLean, R. B. Gregor, C. G. Parazzoli and M. H. Tanielian : Free-space focused-beam characterization of left-handed materials. *Applied Physics Letters*, vol. 82(15) : 2535–2537 (2003).
- [61] M. Afsar and K. Button : Millimeter-wave dielectric measurement of materials. *Proceedings of the IEEE*, vol. 73(1) : 131–153 (Jan 1985).
- [62] G. Velu, K. Blary, L. Burgnies, A. Marteau, G. Houzet, D. Lippens and J.-C. Carru : A 360° BST Phase Shifter With Moderate Bias Voltage at 30 GHz. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 55 : 438–444 (2007).
- [63] E. Yamashita, K. Atsuki and T. Hirahata : Microstrip Dispersion in a Wide-Frequency Range. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 29(6) : 610–611 (Jun 1981).
- [64] M. Kirschning and R. Jansen : Accurate model for effective dielectric constant of microstrip with validity up to millimetre-wave frequencies. *Electronics Letters*, vol. 18(6) : 272–273 (18 1982).
- [65] G. Ghione and C. Naldi : Analytical formulas for coplanar lines in hybrid and monolithic MICs. *Electronics Letters*, vol. 20(4) : 179–181 (16 1984).
- [66] L. Desplanque : *Caractérisation électro-optique de composants TeraHertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde*. Ph.D. thesis, Université de Lille 1 (2003).
- [67] H.-J. Cheng, J. Whitaker, T. Weller and L. Katehi : Terahertz-bandwidth characteristics of coplanar transmission lines on low permittivity substrates. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 42(12) : 2399–2406 (1994).
- [68] T. Decoopman, O. Vanbesien and D. Lippens : Demonstration of a Backward Wave in a Single Split Ring Resonator and Wire Loaded Finline. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 14(11) : 507–509 (2004).
- [69] T. Crepin, J. F. Lampin, T. Decoopman, X. Melique, L. Desplanque and D. Lippens : Experimental evidence of backward waves on terahertz left-handed transmission lines. *Applied Physics Letters*, vol. 87(10) : 104105 (2005).
- [70] D. Grischkowsky : Optoelectronic characterization of transmission lines and waveguides by terahertz time-domain spectroscopy. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6 : 1122–1135 (2000).
- [71] J. F. Lampin, L. Desplanque and F. Molot : Detection of picosecond electrical pulses using the intrinsic Franz–Keldysh effect. *Applied Physics Letters*, vol. 78(26) : 4103–4105 (2001).

- [72] E. Kollberg and A. Rydberg : Quantum-barrier-varactor diodes for high-efficiency millimetre-wave multipliers. *Electronics Letters*, vol. 25 : 1696–1698 (1989).
- [73] S. M. Sze and G. Gibbons : Avalanche breakdown analysis of abrupt and linearly graded p-n junctions in Ge, Si, GaAs, and GaP. *Applied Physics Letters*, vol. 8(5) : 111–113 (1966).
- [74] S. M. Sze : *Physics of Semi conductors*. John Wiley and Sons (1981).
- [75] J. Stake, S. Jones, L. Dillner, S. Hollung and E. Kollberg : Heterostructure-barrier-varactor design. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 48(4) : 677–682 (2000).
- [76] X. Melique, A. Maestrini, R. Farre, P. Mounaix, M. Favreau, O. Vanbesien, J.-M. Goutoule, F. Mollot, G. Beaudin, T. Narhi and D. Lippens : Fabrication and performance of InP-based heterostructure barrier varactors in a 250-GHz waveguide tripler. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 48(6) : 1000–1006 (2000).
- [77] A. Olsen, M. Ingvarson, B. Alderman and J. Stake : A 100-GHz HBV frequency quintupler using microstrip elements. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 14(10) : 493–495 (2004).
- [78] G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. Ward, J. Gill, H. Javadi, F. Maiwald and I. Mehdi : An all-solid-state broad-band frequency multiplier chain at 1500 GHz. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52 : 1538–1547 (2004).
- [79] P. Penfield and R. P. Rafuse. : *Varactor applications*. MIT Press (1962).
- [80] Y. Fu, J. Stake, L. Dillner, M. Willander and E. L. Kollberg : AlGaAs/GaAs and InAlAs/InGaAs heterostructure barrier varactors. *Journal of Applied Physics*, vol. 82(11) : 5568–5572 (Dec 1997).
- [81] R. Havart, E. Lheurette, O. Vanbesien, P. Mounaix, F. Mollot and D. Lippens : Step-like heterostructure barrier varactor. *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 45(11) : 2291–2297 (1998).
- [82] M. Behet, K. van der Zanden, G. Borghs and A. Behres : Metamorphic InGaAs/InAlAs quantum well structures grown on GaAs substrates for high electron mobility transistor applications. *Applied Physics Letters*, vol. 73(19) : 2760–2762 (1998).
- [83] V. Duez, X. Melique, O. Vanbesien, P. Mounaix, F. Mollot and D. Lippens : High capacitance ratio with GaAs/InGaAs/AlAs heterostructure quantum well-barrier varactors. *Electronics Letters*, vol. 34(19) : 1860–1861 (1998).
- [84] P. Mounaix, J. M. Libberecht and D. Lippens : Electron transfer between two coupled quantum wells in a resonant tunneling diode structure. *Solid-State Electronics*, vol. 38 : 1899–1904 (1995).
- [85] K. Krishnamurthi, R. Harrison, H. Liu, M. Buchanan, Z. Wasilewski and J. Thompson : Chair-barrier varactors on GaAs for frequency triplers. In *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 1, pages 313–316 (1994).
- [86] J. Batey and S. L. Wright : Energy band alignment in GaAs :(Al,Ga)As heterostructures : The dependence on alloy composition. *Journal of Applied Physics*, vol. 59(1) : 200–209 (Jan 1986).

- [87] D. Landheer, H. C. Liu, M. Buchanan and R. Stoner : Tunneling through AIAs barriers : Gamma-X transfer current. *Applied Physics Letters*, vol. 54(18) : 1784–1786 (May 1989).
- [88] E. Lheurette, P. Mounaix, P. Salzenstein, F. Mollot and D. Lippens : High performance InP-based heterostructure barrier varactors in single and stack configuration. *Electronics Letters*, vol. 32(15) : 1417–1418 (1996).
- [89] S. Arscott, P. Mounaix and D. Lippens : Transferred InP-based HBVs on glass substrate. *Electronics Letters*, vol. 35(17) : 1493–1494 (1999).
- [90] H. Salehi, A. Majedi and R. Mansour : Nonlinear left-handed transmission line incorporating arrays of unbiased Josephson junctions. In *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 1A, pages 660–663 (2005).
- [91] M. Li, K. Krishnamurthi and R. Harrison : A fully distributed heterostructure-barrier varactor nonlinear transmission-line frequency multiplier and pulse sharpener. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 46(12) : 2295–2301 (1998).
- [92] J.-M. Duchamp, P. Ferrari, M. Fernandez, A. Jrad, X. Melique, J. Tao, S. Arscott, D. Lippens and R. Harrison : Comparison of fully distributed and periodically loaded nonlinear transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 51(4) : 1105–1116 (2003).
- [93] M. Fernandez, E. Delos, X. Melique, S. Arscott and D. Lippens : Monolithic coplanar transmission lines loaded by heterostructure barrier varactors for a 60 GHz tripler. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 11(12) : 498–500 (2001).
- [94] A. Kozyrev and D. van der Weide : Nonlinear wave propagation phenomena in left-handed transmission-line media. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53(1) : 238–245 (2005).
- [95] K. S. Champlin and D. R. Singh : Small-signal second-harmonic generation by a nonlinear transmission line. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 34 : 351–353 (1986).
- [96] S. E. Harris : Proposed backward wave oscillation in the infrared. *Applied Physics Letters*, vol. 9(3) : 114–116 (1966).
- [97] Y. Kinoshita and M. Maeda : An 18-GHz double-tuned parametric amplifier. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 18 : 1114–1119 (1970).
- [98] <http://www.fnrf.science.cmu.ac.th/theory/microwave/Microwave%2013.html>.
- [99] R. Landauer : Parametric amplification along nonlinear transmission lines. *Journal of Applied Physics*, vol. 31(3) : 479–484 (1960).
- [100] R. Landauer : Shock waves in nonlinear transmission lines and their effect on parametric amplification. *IBM Journal of Research and Development*, vol. 4(4) : 391 (1960).
- [101] A. Gorshkov, G. Lyakhov and L. Voliak, K.I. and Yarovoi : Parametric generation in anomalously dispersive media. *Physica D*, vol. 122(1) : 161–177 (November 1998).
- [102] A. Popov and V. Shalaev : Negative-index metamaterials : second-harmonic generation, Manley–Rowe relations and parametric amplification. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 84(1-2) : 131–137 (July 2006).

PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

Publications

1. *Negative index metamaterial at 100 GHz*
C. Croenne, M.-F. Foulon, E. Leurhette, X. Mélique, M. Gheudin, D. Lippens
Journal of the Microwave Association, Vol 4, Issue 2, p95-101, Juin 2008.
2. *Left Handed Transmission Lines at millimetre and sub-millimetre wavelengths*
M.-F. Foulon, T. Crépin, X. Mélique and D. Lippens
IEE Special issue on Metamaterials, Vol 1, Issue 1, p23-28, Février 2007.

Communications orales et conférences

1. *Echantillonnage électro-optique de composants varactors à hétérostructure*
M.-F. Foulon, X. Mélique, D. Yarekha, L.Desplanque, J.F. Lampin, D. Lippens
Journées Nationales Micro Ondes,
Toulouse, 10-12 mai 2007.
2. *Métamatériau à indice négatif à 100 GHz*
C. Croenne, MF .Foulon, E. Leurhette, X. Mélique, M. Gheudin, D. Lippens
Journées Nationales Micro Ondes,
Toulouse, 10-12 mai 2007.
3. *TeraHertz Nonlinear Metamaterial*
M.-F. Foulon, J.-M. Duchamp, P. Ferrari, D. Lippens
International Symposium on Space TeraHertz Technology,
Paris, 10-12 mai 2006.
4. *Non Linear Behaviour in Left Handed Transmission Lines*
M.-F. Foulon, J.M. Duchamp, X. Mélique, P. Ferrari and D. Lippens
Metamaterials and special materials for electromagnetic applications,

- Rome, Italie, 30-31 Mars 2006.
5. *Ligne de transmission main gauche en régime non linéaire : Application à la multiplication de fréquences*
M.-F. Foulon, J.-M. Duchamp, P. Ferrari et D. Lippens
Rencontres du Non linéaire,
Paris, 8-10 Mars 2006.
 6. *Retournement de la vitesse de phase sur des lignes de transmission TeraHertz main gauche*
M.-F. Foulon, T. Crépin, J.-F. Lampin, X. Mélique, L. Desplanques et D. Lippens,
Journées des Phénomènes Ultra-rapides,
Villeneuve d'Ascq, Décembre 2005.
 7. *TeraHertz Left Handed Transmission Lines : Non Linearity and Tunability*
M.-F. Foulon, T. Crépin, D. A. Yarekha, X. Mélique, E. Lheurette, O. Vanbésien and D. Lippens
International Student Seminar on Microwave Applications of Novel Physical Phenomena
St Petersburg, Russie, 17-19 octobre 2005.
 8. *Left Handed CPS Transmission Lines at TeraHertz Frequency*
T. Crépin, J.-F. Lampin, M.-F. Foulon, L. Desplanque, X. Mélique and D. Lippens
European Microwave Week
Paris, 3-7 octobre 2004.
 9. *Metamaterial-based Transmission Line : the finline approach*
A. Marteau, T. Decoopman, M.-F. Foulon, E. Lheurette and D. Lippens
European Microwave Week
Paris, 3-7 octobre 2004.

Posters

1. *Génération et amplification paramétrique sur des lignes de transmission main gauche*
M.-F. Foulon, D.A. Yareka, X. Mélique and D. Lippens,
Journées sources paramétriques pour l'infra rouge de l'ONERA,
Paris, France, février 2007.
2. *Monolithic approach of TeraHertz HBV-based Multipliers*
M.-F. Foulon, D.A. Yareka, X. Mélique and D. Lippens,
International Symposium on Space TeraHertz Technology,
Göteborg, Sweden, 2-4 mai 2005.

3. *Multiplication de fréquences en gamme sub-millimétrique : La diode Hétéro Structure Barrier Varactor*
M. Foulon, T. Decoopman, X. Mélique, O. Vanbésien et D. Lippens,
GDR Nanoélectronique,
Aussois, 10-12 mai 2004.

Résumé

Des circuits dits métamatériaux sont étudiés théoriquement et caractérisés à des fréquences de l'ordre de la centaine de gigaHertz. Des méthodes de caractérisation fréquentielle et temporelle (électro-optique) sont utilisées pour mettre en évidence leur caractère gaucher. Pour ces études, deux approches de métamatériaux ont été considérées :

- la première est basée sur la fabrication de réseaux de micro résonateurs et de fils métalliques visant un fonctionnement à 100 gigaHertz et démontre expérimentalement la présence d'une bande de dispersion main gauche par mesure vectorielle.
- la seconde approche exploite les effets d'avance de phase qu'il est possible de mettre en évidence pour une ligne de transmission chargée périodiquement d'une capacité série et d'une inductance en parallèle. La spécificité de cette étude est une approche temporelle cohérente. Dans ces conditions, il est possible de visualiser directement une avance de phase, et donc le caractère main gauche, dans le domaine temporel. Ces résultats sont confirmés dans le domaine fréquentiel par transformées de Fourier calculées jusque 1 TeraHertz.

Les propriétés non linéaires de ces circuits sont ensuite étudiées en introduisant une non linéarité en régime guidé par l'intermédiaire d'un composant dit HBV en régime varactor. L'extension de cette dernière étude au cas d'un régime non linéaire est abordée par le biais de la caractérisation dynamique d'un composant HBV. Nous terminons ce travail en proposant deux types de régime non linéaire pour une ligne gauchère dans laquelle un composant varactor est introduit. Il s'agit respectivement de la génération d'harmoniques et de l'amplification paramétrique.

Abstract

Artificial materials so called «metamaterials » are studied theoretically and characterized at few hundred of GigaHertz frequencies. Frequential and temporal (electro-optic) characterization methods are used to prove their left-handed behaviour. For this study, two approaches have been considered :

- the first one is based on the fabrication of micro-resonators and metallic wires arrays aiming at operating at 100 GHz. An experimental evidence of a left handed dispersion branch is then made from vectorial analysis.
- the second approach takes profit of phase advance effects that can be obtained from a transmission line periodically loaded with a series capacitance and a parallel inductance. The specificity of this study is a coherent time domain approach that allows us to directly visualize a phase advance and the corresponding left handed behaviour. Those results are confirmed by the calculations of Fourier transforms up to 1 TeraHertz.

Non linear properties of those circuits are then studied by introducing a non linearity by the mean of a Heterostructure Barrier Varactor component. The extension of this study to the non linear regime is treated via the dynamic characterization of this component. Finally, two types of non linear regimes are studied for a left handed transmission line loaded with HBV diodes with respectively harmonic generation and parametric amplification.