



HAL
open science

Modélisation et caractérisation spectrale de métamatériaux

Hicham Belyamoun

► **To cite this version:**

Hicham Belyamoun. Modélisation et caractérisation spectrale de métamatériaux. Electronique. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT : 2010PA066363 . tel-00814856v1

HAL Id: tel-00814856

<https://theses.hal.science/tel-00814856v1>

Submitted on 17 Apr 2013 (v1), last revised 30 May 2018 (v2)

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

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

**Thèse de doctorat
de l'Université Pierre et Marie Curie**

Spécialité : Électronique

Ecole doctorale : Sciences mécaniques, acoustique et électronique de Paris

présentée par :

M. Mohamed Hicham BELYAMOUN

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Modélisation et caractérisation spectrale de métamatériaux

Soutenue le 1^{er} décembre 2010 devant le jury composé de :

M ^{me} Florence OSSART	Professeur à l'UPMC	Directrice de thèse
M. André NICOLET	Professeur à l'université d'Aix-Marseille	Rapporteur
M. Ari SIHVOLA	Professeur à l'université d'Helsinki	Rapporteur
M. Yohann DUVAL	Ingénieur à EADS	Examineur
M. Saïd ZOUHDI	Professeur à l'université Paris XI	Examineur
M. Victor FOUAD HANNA	Professeur à l'UPMC	Examineur
M. Olivier DUBRUNFAUT	Maître de conférences à l'UPMC	Invité
M. Alain BOSSAVIT	Chercheur au LGEP	Invité

*A ma très chère Cécile,
A mes chers parents,
A ma chère soeur*

*"Mathematics, rightly viewed, possesses not only truth, but supreme
beauty - a beauty cold and austere, like that of sculpture." (Russel)*

Table des matières

Introduction	11
I Éclatement périodique dans le domaine temporel	17
État de l'art des méthodes d'homogénéisation	19
1 Formalismes d'homogénéisation analytique	21
1.1 Lois de mélange dans le domaine fréquentiel	22
1.1.1 Formalisme de Maxwell-Garnett	22
1.1.2 Formalisme de Clausius-Mossotti	22
1.1.3 Lois de puissances	23
1.1.4 Formalisme généralisé	24
1.2 Lois de mélange dans le domaine temporel	24
1.2.1 Mélange de deux matériaux dispersifs	25
1.2.2 Modèles de polarisation	26
1.3 Conclusion	28
2 Homogénéisation par éclatement périodique	29
2.1 Position du problème	29
2.2 Opérateur d'éclatement périodique	31
2.3 Éclatement du réseau	32
2.4 Formulation variationnelle du problème homogénéisé	34
3 Simulation d'une structure périodique dispersive	37
3.1 Discrétisation temporelle	37
3.2 Discrétisation spatiale de la forme variationnelle	39
3.2.1 Méthode des éléments finis	39
3.2.2 Application au calcul des paramètres effectifs	39
3.3 Prise en compte de la périodicité	40
3.4 Conclusion	42
4 Résultats des simulations	43
4.1 Impact de la géométrie de l'inclusion	43
4.2 Effet du contraste de permittivité : cas de la neige sèche	45
4.3 Homogénéisation d'un gruyère anisotrope	45
4.4 Homogénéisation dans le domaine temporel	46
4.5 Dans le domaine fréquentiel : le mélange éthanol-eau	48
4.6 Permittivité extrinsèque négative	48
Conclusion et perspectives	51

II	Homogénéisation dans le domaine fréquentiel d'un réseau d'anneaux fendus	53
	Introduction à l'homogénéisation dynamique	55
1	Formulation théorique de la perméabilité effective	57
1.1	Position du problème	57
1.2	Homogénéisation par décomposition de Floquet-Bloch	58
1.2.1	Décomposition de Floquet-Bloch	58
1.2.2	Homogénéisation des équations de Maxwell	59
1.3	Nécessité d'un second paramètre	61
1.3.1	Formulation variationnelle du problème homogénéisé	61
1.3.2	Introduction des pertes par effet Joule	63
1.4	Vers des formulations analytiques	64
1.4.1	Fréquence de résonance analytique	64
1.4.2	Cas des structures bidimensionnelles	64
1.5	Conclusion	65
2	Discrétisation du problème	67
2.1	Maillage du modèle	67
2.2	Simulation d'une boîte vide avec conditions périodiques	68
2.3	Prise en compte du potentiel multivoque	70
2.3.1	Problème discrétisé sans pertes	70
2.3.2	Problème discrétisé avec pertes	73
2.4	Conclusion	73
3	Simulation d'un réseau anneaux fendus	75
3.1	Structure du programme	75
3.2	Calcul de la perméabilité effective	76
3.3	Carte du champ électromagnétique	78
3.4	Influence de divers paramètres	78
3.4.1	Finesse du maillage	78
3.4.2	Dimensions de l'anneau	79
3.4.3	Propriétés électromagnétiques des matériaux utilisés	81
3.5	Simulation de structures bidimensionnelles	81
3.6	Conclusion	82
	Conclusions et perspectives	83
III	Caractérisation de métamatériaux en espace libre	85
	État de l'art des méthodes de caractérisation	87
1	Banc de caractérisation en espace libre	91
1.1	Architecture du banc	91
1.2	Dimensionnement des lentilles focalisantes	93
1.3	Étalonnage en transmission-réflexion	95
1.4	Filtrage temporel	98
1.5	Calcul des paramètres effectifs	100
1.5.1	Inversion de Nicholson-Ross-Weir (NRW)	101

1.5.2	Algorithme itératif NIST	101
2	Résultats expérimentaux des caractérisations	103
2.1	Corrections de la mesure	103
2.1.1	Nécessité de l'étalonnage	103
2.1.2	Effet du filtrage temporel	104
2.2	Calcul des paramètres constitutifs de diélectriques	105
2.2.1	Plaque de plexiglas	106
2.2.2	Plaque d'alumine	106
2.3	Mesure de métamatériaux	108
2.3.1	Surfaces à Haute Impédance à base de champignons	108
2.3.2	Réseau d'anneaux fendus	110
2.3.3	Réseau de fils métalliques	112
	Conclusion et perspectives	115
	Conclusion générale	119
	Annexes	123
A	Polarisabilité d'une sphère diélectrique	123
B	Preuve du théorème de Floquet	125
B.1	Représentation de la distribution de Dirac	125
B.2	Théorème de Floquet Bloch	126
C	Systèmes linéaires avec contraintes	127
D	Coordonnées barycentriques	129
E	Cornets quadri-striés	131
	Table des figures	133
	Liste des tableaux	137
	Liste des publications	139
	Bibliographie	141
		147

Introduction

Les premières études de la propagation des ondes dans les structures périodiques remontent à la fin du dix-neuvième siècle, lorsque Jagadis Chunder Bose mena la première expérience sur des matériaux chiraux dans le domaine micro-ondes [1]. Il faudra attendre les années trente pour qu'une théorie moderne des semi-conducteurs ravive l'intérêt pour les matériaux à bande d'énergie interdite. La fin des années soixante marque le réel commencement de l'étude moderne des structures artificielles périodiques. Outre l'introduction théorique en 1967 des métamatériaux et de leur comportement exotique par Veselago [2], les premières Surfaces Sélectives en Fréquence voient le jour. Ces dernières tirent leur nom de leur comportement électromagnétique : elles transmettent ou réfléchissent totalement les signaux pour certaines fréquences.

Structures à bandes interdites photoniques

Les propriétés de bandes interdites dans un réseau d'atomes de silicium n'est pas spécifique à ce matériau et aux autres semi-conducteurs. Il suffit que des interférences destructives apparaissent lorsqu'une onde se propage dans une structure périodique pour retrouver des bandes d'énergie interdites. La révolution électronique engendrée par l'utilisation du silicium dans la plupart des circuits électroniques pousse à reproduire des structures périodiques équivalentes en optique.

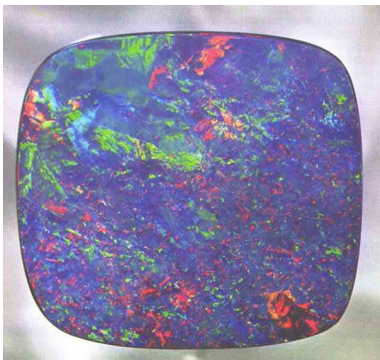


FIGURE 1 – L'opale, un cristal photonique naturel. Source¹

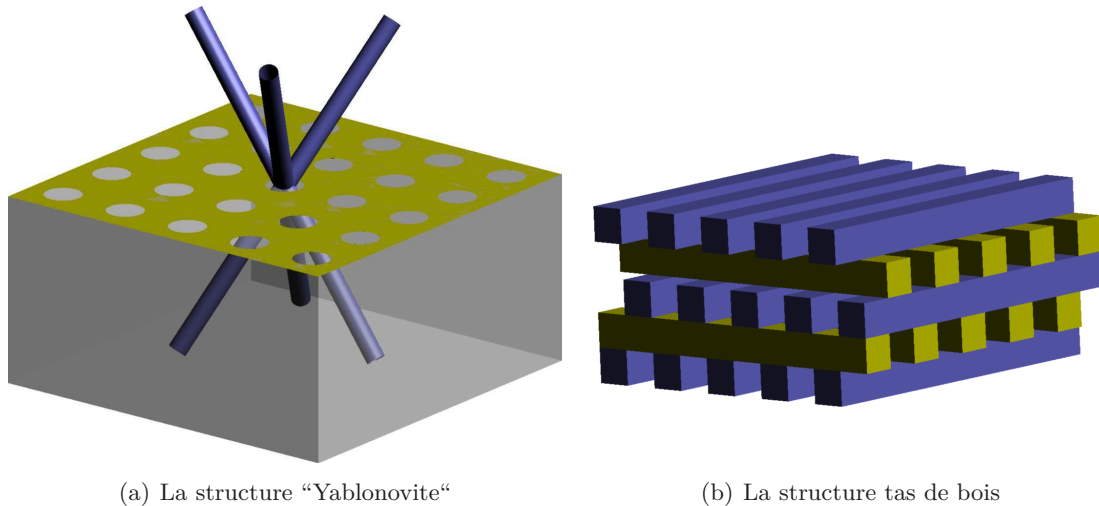
L'analogie est d'autant plus justifiée que l'équivalent de l'équation de Schrödinger dans les semi-conducteurs est une équation analogue en optique : celle de Helmholtz . La périodicité du potentiel ionique est quant à elle remplacée par une périodicité de l'indice de réfraction. Si on trouve quelques cristaux photoniques tridimensionnels dans la nature (Fig.1)¹, leur réalisation artificielle est restée inaccessible jusqu'au années quatre-vingt avec les travaux de Yablonovitch [3]. Il a imaginé des matériaux à **Bande Interdite Photonique** en essayant d'obtenir une première zone de Brillouin la plus proche possible d'une sphère. Les inclusions arrangées dans un schéma cristallin cubique face centrée, tels des réseaux 3D de diélectriques ou de sphères en alumine, sont les candidats idéaux car caractérisés par une zone de Brillouin octaédrique. Malheureusement, la

bande interdite est incomplète dans ce cas.

Le premier cristal photonique formé de billes de silicium arrangés dans une structure cristalline de diamant revient à K. Ho *et al* [4]. Yablonovitch [5] réussit lui aussi à produire une BIP à bande complète quelques années plus tard (Fig.2(a)). Elle consiste en du plexiglas perforé périodiquement avec trois tiges, inclinées de 35°, et séparées de 120°, et présente une bande interdite complète à 15 GHz.

Des cristaux photoniques similaires peuvent être produits en superposant des couches de silicium. Le résultat final est un réseau 3D Silicium/Air nommé "tas de bois" (Fig.2(b)). Une structure similaire à base d'AsGa a été réalisée par Noda *et al* [6] par fusion et élimination du substrat.

1. Comptoir national de l'or



(a) La structure "Yablonovite"

(b) La structure tas de bois

FIGURE 2 – Structures de Yablonovitch

Surfaces à haute impédance

Dans le domaine micro-ondes, nous évoquons plutôt des matériaux à Bande Électromagnétique Interdite. Leurs premières utilisations remontent à 1919, sur un brevet [7] affirmant l'intérêt de joindre à une antenne parabolique un réseau de tiges métalliques afin d'en améliorer les performances. Suivirent les surfaces sélectives en fréquences, d'abord utilisées pour réduire la surface équivalente radar avant d'être appliquées à l'amélioration d'antennes, râteaux et filtres.

Sievenpiper [8, 9] a étendu leurs applications potentielles en introduisant les surfaces électromagnétiques à haute impédance (**High Impedance Surface**). Normalement, le champ électromagnétique est nul sur un conducteur électrique. La composante tangentielle du champ devant être conservée, un déphasage se produit. Les HIS permettent précisément d'avoir une onde réfléchie en phase avec la source émettrice. La surface est caractérisée par une impédance équivalente qui peut devenir très élevée à certaines fréquences. La structure proposée par Sievenpiper est constituée de patches en forme d'alvéoles reliés à un plan métalliques avec des fils (ou via) 3. Les propriétés intéressantes d'une telle surface font qu'on la substitue au plan réflecteur situé sous les antennes afin d'en améliorer les propriétés. Et contrairement au plan de masse qui doit être positionné à $\lambda/4$ de l'antenne, la HIS peut y être accolée. Itoh [10] a pour sa part proposé un circuit planaire constitué de cristaux compacts périodiquement disposés. Cet **Unipolar Compact Photonic Band Gap** peut facilement s'intégrer dans des circuits micro-ondes [11].

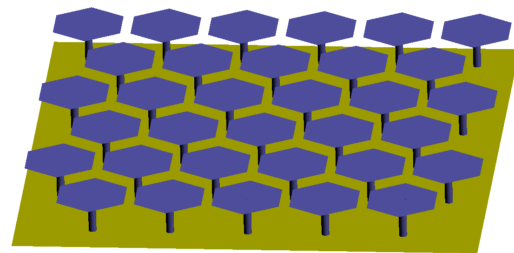


FIGURE 3 – Surface haute impédance de Sievenpiper

Métamatériaux à paramètres électromagnétiques négatifs

Les métamatériaux sont des structures périodiques dont la période est faible devant la longueur d'onde. Le préfixe “méta” indique un comportement singulier de ces matériaux artificiels. En effet, leur permittivité, perméabilité, et indice de réfraction, peuvent devenir négatifs sur certaines bandes de fréquences. Les cristaux photoniques décrits par Notomi [12] agissent comme si leur indice était négatif, bien que ce dernier soit positif. Il n'en est pas de même avec les métamatériaux théoriques de Veselago. Ces matériaux **Main Gauche**, nommés ainsi car le trièdre $\{\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}\}$ est indirect, ont bénéficié d'un large intérêt ces dernières années.

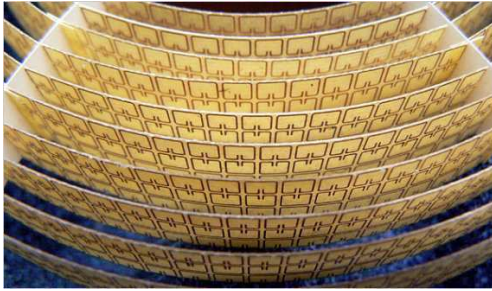


FIGURE 4 – Portion d'un cylindre d'invisibilité. Source : Duke University

Pendry put relier en 1998 les grandeurs d'un plasma aux dimensions de tiges métalliques très fines [16]. Il semblait dès lors possible d'abaisser la fréquence plasma aux fréquences micro-ondes, et obtenir une structure à permittivité négative dans cette gamme de fréquence. Une année plus tard [17], son équipe de recherche introduit un rouleau suisse (swiss roll) dont la géométrie en spirale permet la réalisation d'un matériau à perméabilité négative. Le **Résonateur à Anneau Fendu** (ou **Split-Ring Resonator**), qu'ils ont initialement substitué au rouleau suisse afin d'en limiter l'absorption, va devenir la structure phare dans le monde des métamatériaux. Ce dernier résonne à des longueurs d'onde largement supérieures à son diamètre, et concentre une très grande énergie électrique au niveau de la fente.

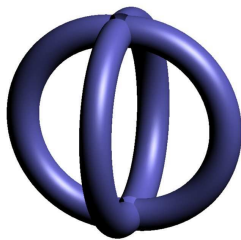


FIGURE 6 – Anneau fendu croisé

Diverses structures basées sur le RAF ont vu le jour, parmi lesquelles nous notons le résonateur à anneaux croisés, proposé par Gay-Balmaz afin de lever l'anisotropie du simple anneau fendu [18]. L'isotropie apportée n'étant que plane avec un tel modèle, il est possible de l'étendre à l'espace tridimensionnel par un positionnement judicieux de plusieurs anneaux fendus.

Les milieux à indice négatif sont obtenus en hybridant des fils métalliques et des anneaux fendus. Ces deux inclusions peuvent être disposées au sein d'une même cellule élémentaire, ou combinées dans une forme géométrique qui inclut les dipôles électrique et magnétique. Des structures en S [19] et en Ω [20] font partie des métamatériaux main gauche.

Plus que leur comportement exotique qui va de l'inversion des effets Doppler et Cerenkov à celui de la loi de Snell-Descartes, ce sont leurs applications potentielles qui justifient un tel engouement. Très tôt a été théorisée la possibilité de les utiliser pour miniaturiser les antennes [13], réaliser des lentilles haute résolution [14, 15], voire masquer entièrement un objet au rayonnement électromagnétique. Cette dernière application a récemment été réalisée avec succès dans le domaine micro-ondes (Fig.4). L'onde électromagnétique est complètement déviée avec ce cylindre, qui occulte donc ce qu'il entoure (Fig.5).

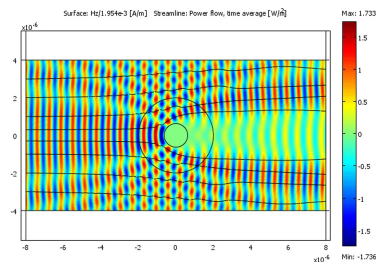


FIGURE 5 – Principe du cloaking

Contribution originale

Ces travaux sont le fruit d'une collaboration entre les équipes ICHAMS et MDMI du LGEP pour étudier les métamatériaux et structures à base de métamatériaux. A cet effet, nous avons développé aussi bien des logiciels de simulation de métamatériaux qu'un protocole expérimental de caractérisation spectrale en espace libre. Les codes implémentés se basent sur les travaux de A. Bossavit [21, 22, 23] sur l'homogénéisation. L'éclatement périodique, avait déjà été implémenté au sein du LGEP par Ouail Ouchetto [24, 25], mais ne prenait pas en compte les structures dispersives. Nous y avons pallié et implémenté en plus une homogénéisation dans le domaine temporel. La comparaison a été ici faite avec des lois analytiques disponibles dans la littérature.

L'approche par éclatement périodique ne permet malheureusement pas la prise en compte des résonances des inclusions métalliques dues à leur géométrie. Nous avons implémenté une méthode novatrice basée sur la décomposition de Floquet-Bloch. La simulation numérique repose sur la méthode des éléments finis et la discrétisation des modèles par des maillages tétraédriques. Ces travaux ont nécessité l'implémentation d'un ensemble d'outils de traitement de maillage et de visualisation tridimensionnelle des résultats.

L'autre volet de cette thèse a consisté à la mise en place d'un banc de caractérisation en espace libre (entre 6 et 18 GHz) qui autorise le calcul des paramètres effectifs expérimentalement. Nous avons convenablement choisi les antennes et lentilles convergeantes adaptées, pièces maîtresses du banc de caractérisation. L'avantage de notre banc est que la plupart des erreurs et perturbations de mesure sont filtrées dans le domaine temporel après calibrage du dispositif.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est composé de trois parties, consacrées respectivement à la méthode de l'éclatement périodique appliquée aux matériaux dispersifs, à l'homogénéisation dynamiques de réseaux d'anneaux fendus, et enfin à la caractérisations spectrale de métamatériaux.

Dans la première (I), nous revenons sur les lois de mélange analytiques, en particulier celles concernant le noyau de susceptibilité effectif. Son calcul étant délicat dans le domaine temporel, nous rappelons les bases mathématiques de la méthode d'éclatement périodique avant de la mettre en œuvre en utilisant la méthode des éléments finis. La périodicité de la structure invite à une modélisation particulière de la cellule élémentaire et du système à résoudre. Les résultats des simulations sont ensuite comparés avec les lois de mélanges présentés. On se base sur quelques exemples de mélanges à deux phases connus dans la littérature. Il n'est néanmoins possible d'obtenir une permittivité ou perméabilité effective négative avec cette méthode que lorsque ces mêmes caractéristiques du milieu hôte ou de l'inclusion dépendent de la fréquence.

La deuxième partie (II) soulève le problème rencontré lorsque seule la période de la structure est considérée comme infinitésimale. Les paramètres effectifs sont bien obtenus par homogénéisation, mais demeurent désespérément indépendants de la fréquence. Nous consacrons cette partie à l'homogénéisation des réseaux d'anneaux fendus. Nous rappelons la solution astucieuse trouvée à ce problème [22] en introduisant un second petit paramètre : la largeur de fente. Une modélisation alternative permet de clôturer l'anneau tout en prenant en compte les effets capacitifs via une surface de coupure. Cette modélisation appelle à une discrétisation délicate, que nous détaillons ensuite, avant d'aborder les résultats des diverses simulations. Nous avons porté un intérêt soutenu à l'impact des diverses

dimensions de l’anneau et de la finesse du maillage sur la fréquence de résonance calculée. Une analogie avec un résonateur LC nous permet de valider dans un premier temps cette méthode. Elle a par ailleurs été comparée dans le cas de structures bidimensionnelles à une loi analytique issue du problème variationnel.

La troisième et dernière partie (III) pose les bases expérimentales pour mesurer les métamatériaux. Nous présentons le banc de caractérisation en espace libre que nous avons monté au sein du LGEP. Le dimensionnement de la lentille, soumise à plusieurs contraintes, est le composant matériel le plus étudié dans cette partie. Les traitements logiciels consistent en un étalonnage TRL, un filtrage temporel, ainsi que le calcul des paramètres effectifs à partir des paramètres S. Les principes de ces trois procédures sont rappelés, avant d’être utilisées. Nous abordons leur efficacité, pour divers diélectriques étalons et différentes épaisseurs de plaques. Les métamatériaux sont étudiés en dernier lieu, avec un retour sur les réseaux d’anneaux fendus, une surface à haute impédance à base de “champignons”, et un réseau de fils métalliques décalés.

Première partie

Éclatement périodique dans le
domaine temporel

État de l'art des méthodes d'homogénéisation

UNE manière simple d'obtenir des caractéristiques macroscopiques d'un matériau hétérogène est d'appliquer un processus de moyenne. La masse volumique d'un mélange hétérogène est ainsi calculée en divisant la masse par le volume. On peut aussi remonter à cette masse volumique à partir de la moyenne des densités, pondérées par les fractions volumiques, des divers matériaux homogènes mélangés.

L'approche est bien plus complexe quand il s'agit de calculer les paramètres électromagnétiques équivalents d'une structure, car ce qui invite à une telle démarche est avant tout la connaissance des interactions du champ électromagnétique avec le matériau équivalent. Cette démarche nommée homogénéisation, qui n'est en aucun cas une simple prise de moyenne, consiste alors à trouver les paramètres électromagnétiques uniformes équivalents tout en conservant une propagation cohérente des ondes électromagnétiques.

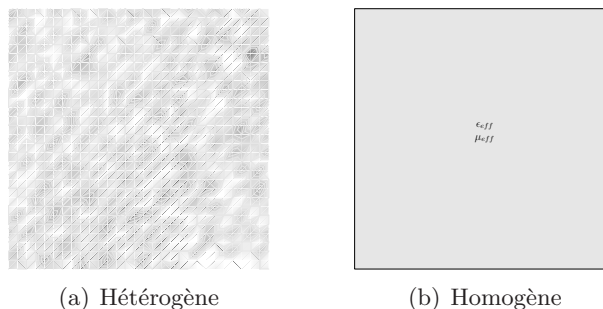


FIGURE 7 – Processus d'homogénéisation d'un matériau hétérogène

Alors qu'on est en mesure de calculer une masse volumique pour tous les matériaux et sans hypothèses restrictives, il n'en est pas de même lorsqu'on homogénéise les paramètres électromagnétiques, tels que la permittivité ϵ et perméabilité μ . Le fait même de considérer un matériau hétérogène comme homogène ne peut être valide que lorsque la longueur de l'onde éclairante est "très grande" par rapport à la taille des inhomogénéités. Comme pour les systèmes optiques au pouvoir de résolution limité, l'onde électromagnétique ne peut alors distinguer les détails d'une structure, bien que leur influence demeure notable sur sa propagation.

Le grand intérêt porté à l'interaction des ondes avec les structures périodiques a motivé la recherche de diverses approches pour déterminer la réponse électromagnétique de divers mélanges. Les premières à avoir vu le jour sont les études de Mossotti [26] puis Clausius [27] qui portèrent sur l'influence d'une inclusion diélectrique de permittivité ϵ_i sur son environnement, et amenèrent à lier la fraction volumique des inclusions f et le rapport $(\epsilon_i - 1)/(\epsilon_i + 2)$. Plus tard, les recherches de Lorenz [28] et Lorentz [29] portèrent leurs fruits

en une formulation de l'indice de réfraction équivalent, fonction de la fraction volumique des inclusions. Ils souhaitent incorporer des concepts atomiques dans les équations de Maxwell pour prendre en compte les oscillations électriques des particules. La formulation incontournable lorsqu'on s'intéresse aux lois de mélange est celle de Maxwell-Garnett [30]. Après une série d'expériences, Faraday avait bien avant conclu au fort impact de petites sphères métalliques sur la propagation de la lumière. Garnett confirma ces conclusions avec sa formule analytique. Les années trente ont vu l'émergence du formalisme de Bruggeman [31] dont l'approche est radicalement différente de ses prédécesseurs. D'autres lois de mélange existent, elles ne concernent en général que des inclusions elliptiques, petites et bien espacées.

Plus récemment se sont multipliées des techniques asymptotiques numériques basées sur le calcul par éléments finis ou la FDTD. Elles consistent à plonger le problème électromagnétique à résoudre dans une suite de problèmes indexés par la période de la structure α . On miniaturise la cellule élémentaire jusqu'à la limite $\alpha \rightarrow 0$.

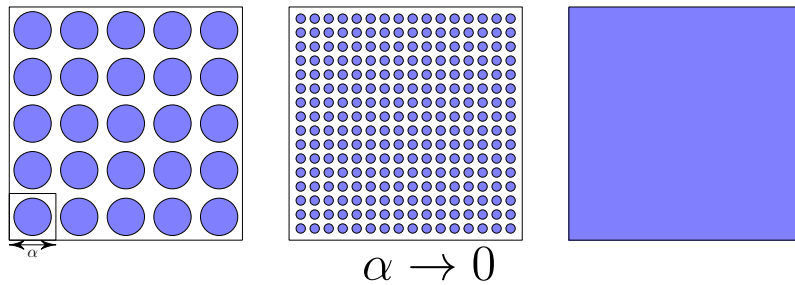


FIGURE 8 – Processus limite d'homogénéisation

Les paramètres électromagnétiques tels que la permittivité ϵ et la perméabilité μ varient rapidement au sein de la structure périodique, ce qui rend le traitement numérique des équations de Maxwell délicat. Les techniques asymptotiques telles que la convergence à deux échelles [32], le développement multi-échelles [33] et l'éclatement périodique [23] séparent les échelles microscopique (au sein d'une cellule) et macroscopique (à l'échelle du réseau), puis relèguent les fluctuations rapides à la variable microscopique. L'information sur le comportement général du matériau étant contenue à l'échelle macroscopique, on n'y parvient qu'en considérant la taille des cellules comme très petite (Fig.8) devant celle de l'échantillon.

Alors que les lois de mélange standards ne prennent pas convenablement en compte les interactions des particules, et sont limitées par la géométrie de celles-ci, les méthodes asymptotiques prennent en charge toutes sortes de géométries et de lois constitutives complexes, dont la manipulation analytique n'est pas toujours possible.

Cette première partie a pour objectif de familiariser le lecteur avec l'esprit des procédures d'homogénéisation, aussi bien analytiques que numériques. Nous présentons dans le premier chapitre les formalismes analytiques historiques qui permettent le plus souvent un calcul simple et précis des paramètres électromagnétiques équivalents. Nous porterons un intérêt soutenu sur l'homogénéisation des matériaux dispersifs² aussi bien dans le domaine temporel que fréquentiel. L'efficacité de la méthode de l'éclatement périodique en fait une candidate idéale pour illustrer les méthodes numériques. Nous rappelons dans le deuxième chapitre son principe et établissons une forme variationnelle. Le troisième chapitre détaille la discrétisation spatiale et temporelle de cette forme. Enfin, les résultats des simulations et leur confrontation aux lois analytiques sont brossés dans le quatrième chapitre.

2. Dont les paramètres électromagnétiques ($\epsilon(\omega)$, $\mu(\omega)$) dépendent de la fréquence

Chapitre 1

Formalismes d'homogénéisation analytique

Nous rappelons les différentes lois de mélange fournissant la permittivité $\epsilon_{eff}(\omega)$ effective à partir des propriétés électromagnétiques des inclusions $\epsilon_i(\omega)$ et du milieu hôte $\epsilon_h(\omega)$. Les inclusions sont supposées sphériques et occupent une fraction volumique f dans le milieu hôte, leurs interactions sont négligées. Elles sont distribuées aléatoirement dans ce dernier qui occupe alors la fraction volumique $1 - f$. Le matériau hôte ainsi que l'inclusion sont considérés dans ce qui suit isotropes, mais il est possible de généraliser les formules de mélange aux matériaux bianisotropes pour lesquels les champs électriques et magnétiques sont couplés, et les paramètres électromagnétiques des dyadiques 3×3 .

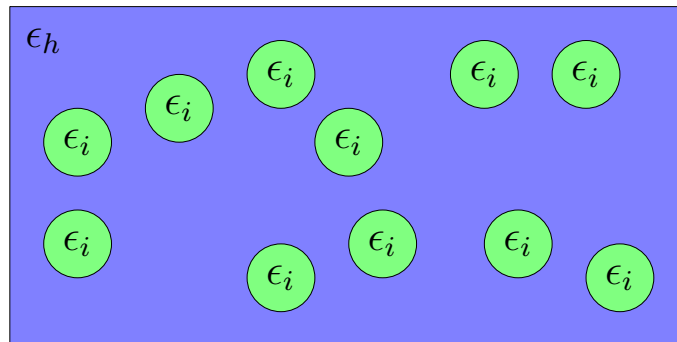


FIGURE 9 – Inclusions de permittivité ϵ_i représentant une fraction volumique f du milieu hôte

À travers divers cheminements, ces formalismes se proposent de retrouver les paramètres électromagnétiques équivalents. Ils reposent sur un principe commun : décrire les inclusions comme autant de moments dipolaires microscopiques dont la moyenne est la polarisation électrique macroscopique.

Les lois analytiques trouvées sont toutes de la forme $\epsilon_{eff} = \mathcal{F}(\epsilon_i, \epsilon_h, f)$. La permittivité effective variera en fonction de la fréquence lorsque les matériaux à homogénéiser sont isotropes et dispersifs.

1.1 Lois de mélange dans le domaine fréquentiel

1.1.1 Formalisme de Maxwell-Garnett

Nous définissons la permittivité électrique $\langle D \rangle = \epsilon_{eff} \langle E \rangle$ comme le rapport de proportionnalité entre le champ et la densité de flux électrique macroscopique. Les moyennes spatiales sont intégrées sur l'ensemble de la cellule à homogénéiser \mathcal{C} de volume $|\mathcal{C}|$.

$$\langle f \rangle = \frac{1}{|\mathcal{C}|} \int_{\mathcal{C}} f(M) dM \quad (1)$$

Ces quantités moyennes s'écrivent comme la somme des champs dans l'inclusion et le milieu hôte, pondérés par la fraction volumique :

$$\langle D \rangle = f\epsilon_i E_i + (1-f)\epsilon_h E_h \quad (2)$$

$$\langle E \rangle = fE_i + (1-f)E_h \quad (3)$$

De ces deux relations, nous déduisons que la permittivité effective est :

$$\epsilon_{eff} = \frac{f\epsilon_i A + (1-f)\epsilon_h}{fA + (1-f)} \quad (4)$$

Le calcul du rapport des champs $A = E_i/E_h$ est détaillé dans l'Annexe A. De son expression on déduit finalement que :

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_h + 3f\epsilon_h \frac{\epsilon_i - \epsilon_h}{\epsilon_i + 2\epsilon_h - f(\epsilon_i - \epsilon_h)} \quad (5)$$

Nous constatons que l'hypothèse de sphéricité de l'inclusion n'intervient que pour le calcul du rapport des champs. Le formalisme de Maxwell-Garnett (MG) n'est en toute rigueur valable que lorsque les interactions des inclusions, considérées sphériques, sont négligeables pour des inclusions sphériques. On suppose donc qu'elles sont petites et bien espacées. Il peut être rigoureusement étendu aux inclusions elliptiques, mais ne sera qu'une approximation dans le cas d'inclusions aux formes plus complexes.

1.1.2 Formalisme de Clausius-Mossotti

La démarche est ici différente puisque nous cherchons à déterminer la permittivité effective en fonction de la polarisabilité des inclusions sphériques. La permittivité effective est toujours définie de la même manière $\langle \vec{D} \rangle = \epsilon_{eff} \langle \vec{E} \rangle$, mais nous posons en plus $\langle \vec{D} \rangle = \epsilon_h \langle \vec{E} \rangle + \langle \vec{P} \rangle$.

La polarisation moyenne $\langle \vec{P} \rangle = n\vec{p}_i$ est la somme des polarisations microscopiques des n sphères présentes par unité de volume. Les polarisations microscopiques $\vec{p}_i = \alpha \vec{E}_i$ s'alignent sur le champ local. Ce dernier s'écrit avec un facteur de dépolarisation $1/3$ pour une sphère :

$$\langle \vec{E}_i \rangle = \langle \vec{E} \rangle + \frac{1}{3\epsilon_h} \langle \vec{P} \rangle \quad (6)$$

On aboutit à la relation de Clausius-Mossotti, dite aussi de Lorenz-Lorentz, en combinant les relation précédentes :

$$\frac{\epsilon_{eff} - \epsilon_h}{\epsilon_{eff} + 2\epsilon_h} = \frac{n\alpha}{3\epsilon_h} \quad (7)$$

L'utilisation de l'expression de la polarisabilité permet de trouver la formulation de Rayleigh, équivalente à la loi de Maxwell-Garnett.

$$\frac{\epsilon_{eff} - \epsilon_h}{\epsilon_{eff} + 2\epsilon_h} = f \frac{\epsilon_i - \epsilon_h}{\epsilon_i + 2\epsilon_h} \quad (8)$$

1.1.3 Lois de puissances

Un modèle largement utilisé est celui des lois de puissances où la permittivité effective s'écrit simplement en fonction des puissances des permittivités de l'inclusion et du milieu hôte, pondérées par leurs fractions volumiques :

$$\epsilon_{eff}^\beta = f\epsilon_i^\beta + (1-f)\epsilon_h^\beta \quad (9)$$

Les modèles de Silberstein [34] ($\beta = 1$), Birchak [35] ($\beta = 1/2$) et Looyenga [36] ($\beta = 1/3$) sont les cas particuliers les plus connus, mais on intègre aussi dans ces lois de puissance le modèle de Lichtenecker [37] $\epsilon_{eff} = \epsilon_i^f \epsilon_h^{1-f}$, qui n'est autre qu'une moyenne logarithmique des permittivités.

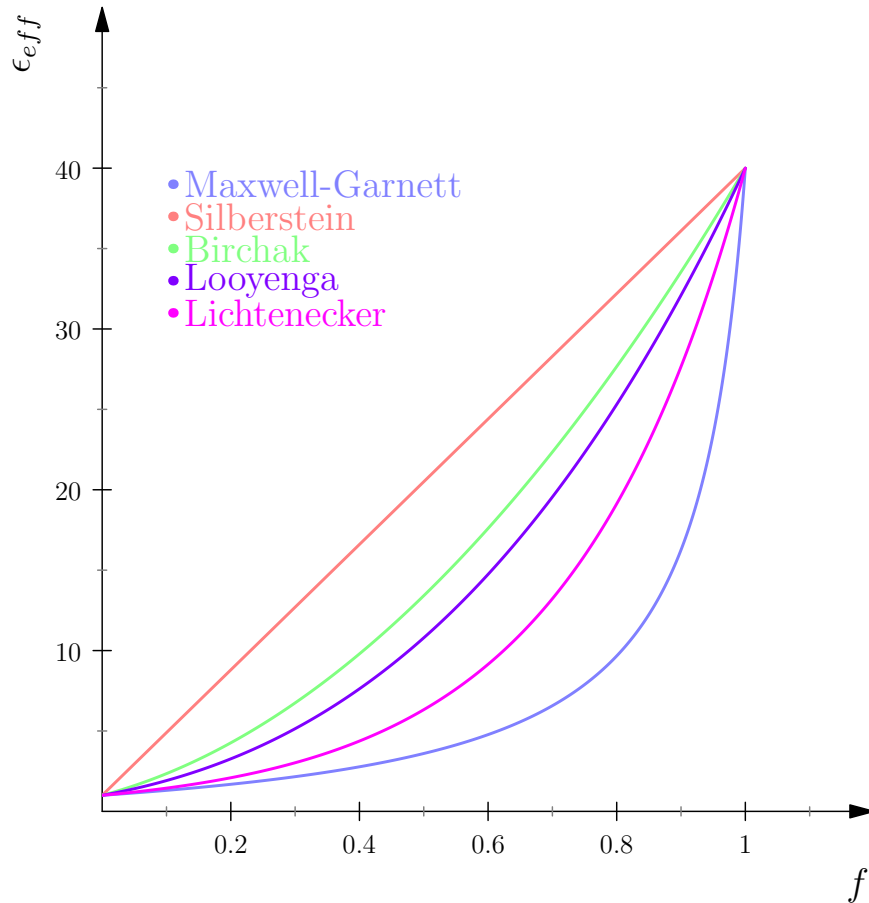


FIGURE 10 – Lois de puissance et formalisme de Maxwell-Garnett appliqués à un matériau hôte de permittivité $\epsilon_h = 1$ contenant des inclusions sphériques de permittivité $\epsilon_i = 40$

1.1.4 Formalisme généralisé

D'autres formalismes qui ne sont pas basés sur la polarisabilité d'une sphère diélectrique donnent des résultats équivalents. Nous citerons la loi de Bruggeman qui donne la permittivité effective d'un matériaux constitué de N phases de permittivité ϵ_i et de fractions volumiques f_i . Aucune distinction n'est faite entre inclusions et milieu hôte, les deux jouant un rôle équivalent :

$$\sum_{i=1}^N f_i \frac{\epsilon_i - \epsilon_{eff}}{\epsilon_i + 2\epsilon_{eff}} = 0 \quad (10)$$

Avec le modèle du potentiel cohérent [38], c'est la perturbation de l'inclusion lorsque immergée dans le milieu homogénéisé qui permet de calculer les paramètres équivalents de ce dernier. La permittivité effective est définie par une relation implicite :

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_h + 3f\epsilon_{eff} \frac{\epsilon_i - \epsilon_h}{3\epsilon_{eff} - f(1-f)(\epsilon_i - \epsilon_h)} \quad (11)$$

Tous les formalismes précédemment cités se généralisent en une unique loi :

$$\frac{\epsilon_{eff} - \epsilon_h}{\epsilon_{eff} + 2\epsilon_h - \nu(\epsilon_i - \epsilon_h)} = f \frac{\epsilon_i - \epsilon_h}{\epsilon_i + 2\epsilon_h - \nu(\epsilon_i - \epsilon_h)} \quad (12)$$

où ν est un coefficient sans dimension, valant :

- zéro pour le formalisme de Maxwell-Garnett,
- deux pour le formalisme de Bruggeman,
- trois pour le formalisme du potentiel cohérent.

Notons enfin que ces lois sont soumises à des bornes de validité dites de Hashin-Shtrikman [39] qui correspondent aux permittivités minimales et maximales correctement prévues, et qui ne sont autres que les permittivités effectives fournies par (MG) lorsqu'on inverse les rôles de l'inclusion et du milieu hôte :

$$\epsilon_{eff}^1 = \epsilon_h + 3f\epsilon_h \frac{\epsilon_i - \epsilon_h}{\epsilon_i + 2\epsilon_h - f(\epsilon_i - \epsilon_h)} \quad (13)$$

$$\epsilon_{eff}^2 = \epsilon_i + 3(1-f)\epsilon_i \frac{\epsilon_h - \epsilon_i}{\epsilon_h + 2\epsilon_i - (1-f)(\epsilon_h - \epsilon_i)} \quad (14)$$

1.2 Lois de mélange dans le domaine temporel

L'homogénéisation de deux matériaux dispersifs dans le domaine fréquentiel ne nécessite pas de traitement particulier, il suffit d'appliquer la loi de Maxwell-Bruggeman pour chaque fréquence. En revanche, leur mélange dans le domaine temporel exige un traitement algébrique particulier qu'il est intéressant d'étudier ici. Nous considérons toujours une inclusion sphérique dont la polarisation \vec{P} est régie par une forme convolutionnelle :

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (15)$$

$$= \epsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}, t) + (\chi * \vec{E})(\vec{r}, t) \quad (16)$$

où $(\chi * \vec{E})(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi(t-t')\vec{E}(t')dt'$. La fonction χ est le noyau de susceptibilité et contient toute l'information sur le caractère dispersif du matériau. De manière similaire,

nous sommes en mesure de définir le noyau de susceptibilité magnétique, voire de présenter ce noyau sous forme de dyadique 6x6 dans le cas de matériaux bianisotropes. En vue de simplifier le propos, nous nous limiterons au noyau de susceptibilité électrique de matériaux isotropes.

La causalité empêche le futur d'affecter la polarisation. La borne supérieure de l'intégrale (Eq.16) est donc t . D'autre part, il est légitime de commencer l'intégration au temps initial car on estime que le noyau de susceptibilité, contenant la mémoire de la réponse diélectrique, est nul pour $t \leq 0$.

Une transformation de Fourier donne la permittivité généralisée dans le domaine fréquentiel :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon + \int_{-\infty}^{+\infty} \chi(t)e^{-i\omega t} dt \quad (17)$$

1.2.1 Mélange de deux matériaux dispersifs

Nous considérons que l'inclusion sphérique dispersive de noyau de susceptibilité χ_i et de permittivité $\epsilon_i = \epsilon_{\infty}^i + \chi_i^*$ est immergée dans un milieu hôte de permittivité $\epsilon_h = \epsilon_{\infty}^h + \chi_h^*$. Une démarche similaire à celle utilisée dans le domaine fréquentiel permet d'aboutir à la relation de Maxwell-Garnett dans le domaine temporel :

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_h + 3f(\epsilon_i - \epsilon_h)(\epsilon_i + 2\epsilon_h - f(\epsilon_i - \epsilon_h))^{-1}\epsilon_h \quad (18)$$

Avec toutefois une différence notable : la permittivité n'est plus une valeur algébrique mais un opérateur ϵ . Ceci implique que les multiplications sont des convolutions et les divisions des inversions d'opérateurs (ou déconvolutions).

Le calcul de l'inverse d'un opérateur de convolution \mathcal{A} , s'écrivant sous la forme $\mathcal{A} = 1 + A^*$, nécessite le recours à un opérateur résolvant A_{res} et la fonction δ de Dirac :

$$\mathcal{A}^{-1} = (1 + A^*)^{-1} = 1 + A_{res}^* = (\delta + A_{res})^* \quad (19)$$

Cet opérateur résolvant vérifie l'équation intégrale linéaire de Volterra :

$$A_{res}(t) + A(t) + (A_{res} * A)(t) = 0 \quad (20)$$

dont la solution est unique et s'écrit sous forme de série [40] :

$$A_{res} = \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k (A^*)^{k-1} A \quad (21)$$

Ce résultat nous est utile car nous aurons à inverser des opérateurs permittivité de la forme $a + A^*$. En supposant que la déconvolution s'écrit sous la même forme $b + B^*$, on trouve que :

$$A * B = B * A = \delta^* = ab + (aB + bA + A * B)^* \quad (22)$$

Il suffit de prendre $b = 1/a$ pour que le résolvant B soit solution de l'équation :

$$0 = a^2 B(t) + a(A * B)(t) + A(t) \quad (23)$$

La simplification de l'équation de Maxwell-Garnett est plus délicate dans le domaine temporel puisqu'elle nécessite le calcul de cet opérateur inverse. Nous nous intéresserons par la suite aux cas où seule l'inclusion est dispersive, et nous pourrions calculer analytiquement le noyau de susceptibilité effectif [40] :

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_h + 3f\varepsilon_h(\varepsilon_i - \varepsilon_h + \chi_{i*})(\varepsilon_i + 2\varepsilon_h - f(\varepsilon_i - \varepsilon_h) + (1-f)\chi_{i*})^{-1} \quad (24)$$

1.2.2 Modèles de polarisation

La polarisation correspond à la réponse d'un matériau à l'excitation d'un champ extérieur. Cette réponse peut consister en un déplacement de charges électroniques ou ioniques, ou un changement de l'orientation des dipôles. La matière étant composée de distributions de charges, ces réponses aux excitations peuvent être distinguées [41] :

- **Polarisation électronique** : due à l'oscillation du centre de masse du nuage électronique, la fréquence de résonance est située dans l'ultraviolet.
- **Polarisation ionique et atomique** : la présence du nuage électronique fait que les atomes acquièrent aussi une charge et se déplacent sous l'effet d'un champ électrique. La fréquence de résonance est située entre l'infrarouge et le visible.
- **Polarisation orientationnelle** : ce mécanisme ne concerne que les molécules exhibant un moment dipolaire permanent. Celui-ci s'aligne sur le champ électrique excitateur, d'où la dénomination de polarisation orientationnelle. La réponse typique se situe dans les fréquences radio ou micro-ondes.
- **Polarisation interfaciale** : l'accumulation de charges sur les interfaces entre deux milieux différents peut entraîner de fortes augmentations de la polarisabilité en basse fréquence.

Si plusieurs mécanismes de polarisation peuvent caractériser un matériau, un des modèles suivants le décrira convenablement sur une certaine fenêtre fréquentielle.

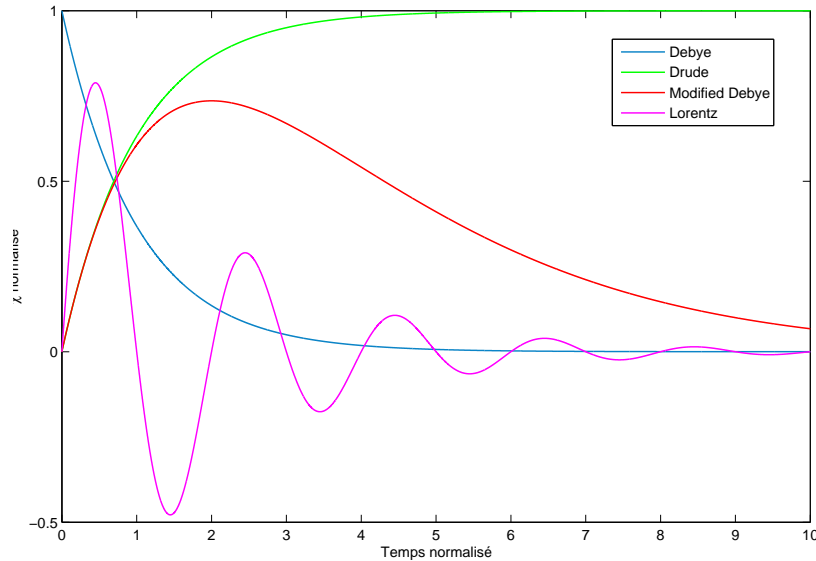


FIGURE 11 – Modèles de noyau de susceptibilité χ

Modèle de Debye

Ce modèle décrit les liquides avec un moment dipolaire permanent. Ce moment dipolaire électrique s'aligne sur le champ excitateur au bout d'un temps de relaxation τ . La polarisation est régie par l'équation différentielle :

$$\tau \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \vec{P} = \epsilon_0(\epsilon_s - \epsilon_\infty) \vec{E} \quad (25)$$

Les paramètres ϵ_s et ϵ_∞ sont respectivement les permittivités basse fréquence et optique. La solution de l'équation différentielle précédente est une convolution $\vec{P} = \chi * \vec{E}$, où χ est une exponentielle de constante de temps τ :

$$\chi(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \frac{\epsilon_s(\vec{r}) - \epsilon_\infty(\vec{r})}{\tau(\vec{r})} e^{-\frac{t}{\tau(\vec{r})}} \quad (26)$$

Le résolvant du noyau de susceptibilité de l'inclusion $\chi_i(t) = \beta e^{-\frac{t}{\tau}}$ est donné par $\chi_{res}^i(t) = \beta e^{-\frac{(1+\beta\tau)t}{\tau}}$. Le matériau équivalent est alors un matériau de Debye dont les caractéristiques sont :

$$\begin{aligned} \epsilon_\infty^{eff} &= \epsilon_h + 3f\epsilon_h \frac{\epsilon_\infty - \epsilon_h}{\epsilon_\infty + 2\epsilon_h - f(\epsilon_\infty - \epsilon_h)} \\ \epsilon_s^{eff} &= \epsilon_h + 3f\epsilon_h \frac{\epsilon_s - \epsilon_h}{\epsilon_s + 2\epsilon_h - f(\epsilon_s - \epsilon_h)} \\ \tau^{eff} &= \tau \frac{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_h}{(1-f)\epsilon_s + (2+f)\epsilon_h} \end{aligned} \quad (27)$$

Dans le domaine fréquentiel, la permittivité est :

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad (28)$$

Modèle de Lorentz

Ce modèle est utilisé en physique du solide pour décrire une polarisation électronique. Il introduit une résonance de la permittivité dans le domaine fréquentiel :

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\nu} \quad (29)$$

où ω_p est la pulsation plasma et $\omega_0^2 = \nu_0^2 - (\nu/2)^2$ la pulsation de résonance. Le noyau de susceptibilité s'écrit dans le domaine temporel :

$$\chi(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2(\vec{r})}{\nu_0(\vec{r})} \sin(\nu_0 t) e^{-\frac{\nu(\vec{r})t}{2}} \quad (30)$$

Le résolvant $\chi_{res}(t) = -\frac{\omega_p^2}{\sqrt{\nu_0^2 + \omega_p^2}} \sin(\sqrt{\nu_0^2 + \omega_p^2} t) e^{-\frac{\nu t}{2}}$ permet d'aboutir aux paramètres caractéristiques homogénéisés :

$$\begin{aligned} \epsilon_\infty^{eff} &= \epsilon_h + 3f\epsilon_h \frac{\epsilon_\infty - \epsilon_h}{\epsilon_\infty + 2\epsilon_h - f(\epsilon_\infty - \epsilon_h)} \\ \omega_p^{eff} &= \omega_p \sqrt{f} \frac{3\epsilon_h}{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_h} \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \omega_0^{eff} &= \sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2 \frac{(1-f)\epsilon_0}{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_h}} \\ \nu^{eff} &= \nu \end{aligned} \quad (32)$$

Modèle de Drude

Le modèle de Lorentz peut être représenté par un circuit RLC résonant. Si l'inductance est négligeable, on obtient un circuit RC qui constitue le modèle de Debye. Quand la fréquence de résonance est nulle, ce qui équivaut à laisser les électrons se déplacer librement, on obtient le modèle de Drude :

$$\epsilon = \epsilon_\infty - \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\omega\nu} \quad (33)$$

qui, dans le domaine temporel, revient à un noyau de susceptibilité :

$$\chi(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2(\vec{r})}{\nu(\vec{r})} (1 - e^{-\nu(\vec{r})t}) \quad (34)$$

La disposition d'une sphère de Drude dans un milieu non dispersif donne un matériau dispersif de Lorentz. Ceci est compréhensible dans la mesure où les inclusions étant disjointes, les électrons ne sont plus parfaitement libres de se déplacer. Exception faite de la fréquence de résonance, on retrouve les mêmes paramètres effectifs que dans le modèle de Lorentz :

$$\omega_0^{eff} = \omega_p \sqrt{\frac{(1-f)\epsilon_0}{(1-f)\epsilon_\infty + (2+f)\epsilon_h}} \quad (35)$$

Modèle de Debye modifié

On peut modifier le modèle de Debye afin de supprimer la discontinuité à l'instant $t = 0$. Dans ce cas, le noyau de susceptibilité s'écrit plutôt sous la forme :

$$\chi(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \omega_p^2(\vec{r}) t e^{-\frac{\nu(\vec{r})t}{2}} \quad (36)$$

De ce modèle temporel on déduit la forme fréquentielle de la permittivité :

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{(\omega_0 + j\omega)^2} \quad (37)$$

Le scénario d'homogénéisation donne un matériau effectif de Lorentz, dont toutes les caractéristiques sont identiques à celles du modèle effectif de Lorentz, exceptée la fréquence $\nu_{eff} = 2\nu$ qui est doublée.

1.3 Conclusion

Nous avons rappelé dans ce chapitre les différentes lois de mélange analytiques aussi bien dans le domaine fréquentiel que temporel. Le calcul du noyau de susceptibilité effectif dans le domaine temporel est plus délicat, et nécessite le calcul complexe du résolvant. Nous introduisons dans le chapitre suivant une méthode d'homogénéisation numérique qui simplifie grandement l'obtention du noyau de susceptibilité effectif pour divers modèles de polarisation.

Chapitre 2

Homogénéisation par éclatement périodique

Bien que l'on puisse aisément utiliser les lois de mélange analytiques que nous venons de présenter, elles restent fortement limitées par la géométrie des inclusions et leur concentration dans le milieu hôte. D'autre part, le calcul n'est pas évident lorsqu'on souhaite mélanger deux matériaux dispersifs. On préfère alors avoir recours à des méthodes d'homogénéisation numériques fondées sur un processus de limite. Nous nous intéressons ici plus particulièrement à la méthode de l'éclatement périodique, et sa mise en œuvre pour homogénéiser des matériaux périodiques. Cette technique permet d'homogénéiser aussi bien dans le domaine temporel que fréquentiel les matériaux les plus généraux qui existent : bianisotropes dispersifs et conducteurs [23]. Elle a été appliquée avec succès pour des matériaux bianisotropes non dispersifs en 3D [24] et isotropes dispersifs en 2D [42]. Nous sommes en mesure de prendre en compte l'intégralité des effets en 3D, mais en vue de simplifier l'exposé, préférons nous limiter au cas plus simple de matériaux anisotropes dispersifs conducteurs.

2.1 Position du problème

Considérons un réseau périodique dont les motifs se répètent (Fig.2.12(a)) avec une période α . Cette structure occupe le domaine Ω et est constituée de cellules cubiques \mathcal{C}^α de permittivité ϵ_h , perméabilité μ_h , dont les conductivités électrique et magnétique sont $\sigma_h^{E,H}$ et les noyaux de susceptibilité $\chi_h^{E,H}$. Chaque cellule contient une inclusion \mathcal{I} de forme quelconque ayant des caractéristiques électromagnétiques similaires au milieu hôte et indexées par i . Nous définissons une cellule de référence $\mathcal{C} = [0, 1]^3$ de dimensions unitaires. Les cellules dont est constitué le réseau étudié sont obtenues par une homothétie $\mathcal{C}^\alpha = \alpha\mathcal{C}$. La cellule élémentaire est générée par une base de vecteurs orthonormaux $\{V_x, V_y, V_z\}$, et le réseau étudié, $\mathcal{C}^\alpha = [0, \alpha]^3$ périodique, est obtenu par l'ensemble des translations $\mathcal{T}^\alpha = \{\vec{\tau} = \sum_1^3 \alpha\tau_i \vec{V}_i, \tau_i \in \mathbb{Z}\}$.

Les matériaux étant supposés anisotropes dispersifs et conducteurs, le réseau périodique est régi par les relations constitutives qui font intervenir des propriétés électromagnétiques sous forme de dyadiques 3x3 :

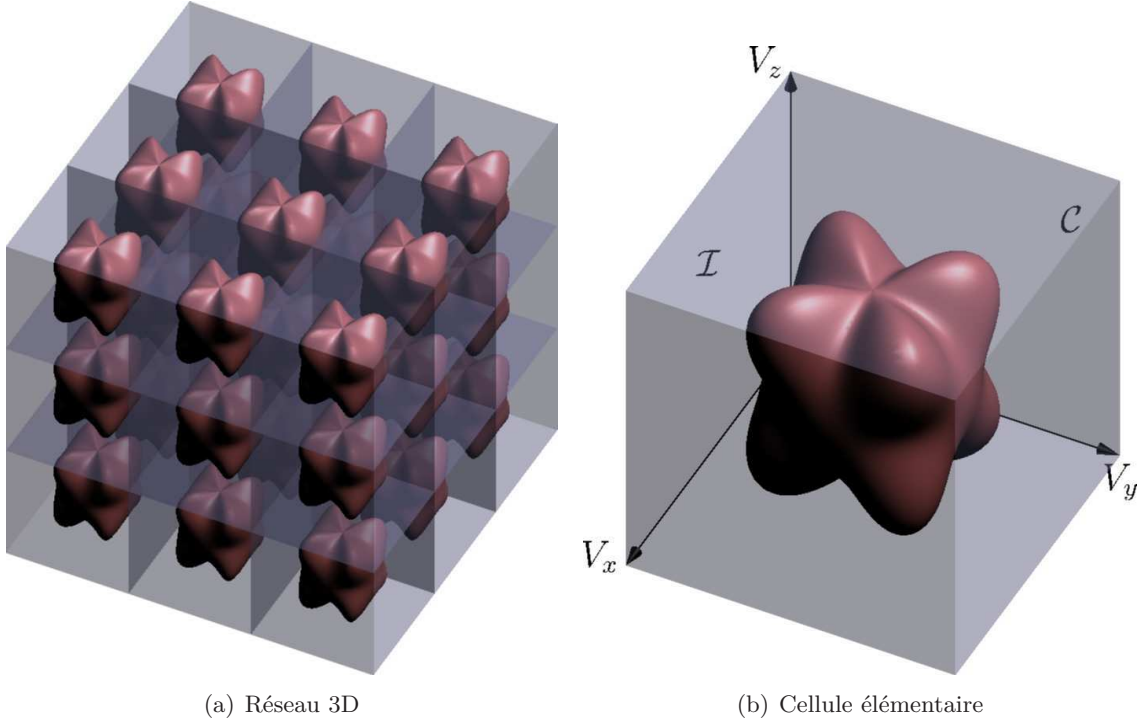


FIGURE 12 – Inclusions de permittivité ϵ_i représentant une fraction volumique f du milieu hôte

$$\vec{D}^\alpha(\vec{r}, t) = \epsilon^\alpha(\vec{r})\vec{E}^\alpha(\vec{r}, t) + \sigma_E^\alpha(\vec{r}) \int_0^t \vec{E}^\alpha(\vec{r}, t') dt' + \int_0^t \chi_E^\alpha(\vec{r}, t - t') \vec{E}^\alpha(\vec{r}, t') dt' \quad (38)$$

$$\vec{B}^\alpha(\vec{r}, t) = \mu^\alpha(\vec{r})\vec{H}^\alpha(\vec{r}, t) + \sigma_H^\alpha(\vec{r}) \int_0^t \vec{H}^\alpha(\vec{r}, t') dt' + \int_0^t \chi_H^\alpha(\vec{r}, t - t') \vec{H}^\alpha(\vec{r}, t') dt'$$

où l'exposant indique que les quantités sont α -périodiques : pour tout vecteur $\tau \in \mathcal{T}^\alpha$, elles vérifient l'égalité $f(\vec{r} + \vec{\tau}) = f(\vec{r})$. Ces relations constitutives peuvent être réécrites sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \vec{D}^\alpha(\vec{r}, t) \\ \vec{B}^\alpha(\vec{r}, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon^\alpha(\vec{r}) & 0 \\ 0 & \mu^\alpha(\vec{r}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E}^\alpha(\vec{r}, t) \\ \vec{H}^\alpha(\vec{r}, t) \end{bmatrix} + \int_0^t \left(\begin{bmatrix} \sigma_E^\alpha(\vec{r}) & 0 \\ 0 & \sigma_H^\alpha(\vec{r}) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \chi_E^\alpha(\vec{r}, t - t') & 0 \\ 0 & \chi_H^\alpha(\vec{r}, t - t') \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} \vec{E}^\alpha(\vec{r}, t') \\ \vec{H}^\alpha(\vec{r}, t') \end{bmatrix} dt' \quad (39)$$

Choisissant comme inconnue $u^\alpha = [\vec{E}^\alpha, \vec{H}^\alpha]$ et définissant l'opérateur $\mathcal{L}u^\alpha = [\vec{D}^\alpha, \vec{B}^\alpha]$, nous préférons les formuler à l'aide d'un opérateur :

$$\mathcal{L}^\alpha u^\alpha(\vec{r}, t) = A^\alpha(\vec{r})u^\alpha(\vec{r}, t) + \int_0^t (B^\alpha(\vec{r}) + C^\alpha(\vec{r}, t - t'))u^\alpha(\vec{r}, t') dt' \quad (40)$$

Les matrices A^α , B^α et C^α sont des dyadiques 6x6 dont les diagonales contiennent respectivement les informations sur la permittivité et la perméabilité, les conductivités électrique et magnétique, et le noyau de susceptibilité électrique et magnétique. Si les six relations

constitutives sont complètement découplées dans le cas d'un matériau anisotrope, elle ne le sont pas dans le cas plus général des matériaux bianisotropes étudiés en détail dans [24].

En présence d'une source $\vec{J}^\alpha = [\vec{J}_E^\alpha, \vec{J}_H^\alpha]$, les équations de Maxwell dans le domaine temporel sont :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{D}^\alpha}{\partial t} - \nabla \times \vec{H}^\alpha &= -\vec{J}_E^\alpha \\ \frac{\partial \vec{B}^\alpha}{\partial t} + \nabla \times \vec{E}^\alpha &= -\vec{J}_H^\alpha \end{aligned} \quad (41)$$

qui peuvent aussi être écrites sous forme d'opérateur si on introduit le champ électromagnétique $\vec{u} = [\vec{E}, \vec{H}]$ et le rotationnel généralisé de Maxwell $M \times \vec{u} = [\nabla \times \vec{H}, -\nabla \times \vec{E}]$

$$\frac{\partial \mathcal{L}^\alpha u^\alpha}{\partial t} = M \times u^\alpha - \vec{J}^\alpha \quad (42)$$

Si le réseau étudié est borné par des murs magnétiques, la périodicité fera qu'il en est de même pour la cellule élémentaire \mathcal{C}^α . Par ailleurs, on considère que le champ u est égal à u_0 à l'instant initial. L'énergie électromagnétique devant être finie, le champ u appartient à $L^2(\Omega_t, \mathbb{R})$, l'ensemble des fonctions de carré intégrable définies sur $\Omega_t = \Omega \times \mathbb{R}^+$ à valeurs dans \mathbb{R} . Les conditions aux limites et initiale nous permettent de définir un problème cellulaire \mathcal{P}^α à résoudre [23] :

$$\begin{aligned} &\text{Trouver } u \in L^2(\Omega_t, \mathbb{R}) \\ &\frac{\partial \mathcal{L}^\alpha u^\alpha}{\partial t} = M \times u^\alpha - \vec{J}^\alpha \\ &u^\alpha(\vec{r}, 0) = u_0^\alpha(\vec{r}) \text{ sur } \mathcal{C}^\alpha \\ &u^\alpha(\vec{r}, t) \times \vec{n}(\vec{r}) = 0 \text{ sur } \partial \mathcal{C}^\alpha \times [0, T] \end{aligned} \quad (43)$$

Les paramètres constitutifs oscillant fortement dans le réseau, nous aurons recours à l'opérateur d'éclatement périodique pour lever cette difficulté et homogénéiser le problème.

2.2 Opérateur d'éclatement périodique

Pour tout vecteur $\vec{r} \in \mathbb{R}^3$, la quantité $[\vec{r}] \in \mathbb{Z}^3$ est définie comme l'unique entier tel que $\{\vec{r}\} = \vec{r} - [\vec{r}]$ soit dans la cellule élémentaire \mathcal{C} . Ce sont des généralisations des parties entière et fractionnaire définies normalement sur \mathbb{R} . En outre, la périodicité assure l'existence de matrices A , B et C telles que $A(\{\frac{\vec{r}}{\alpha}\}) = A^\alpha(\vec{r})$, $B(\{\frac{\vec{r}}{\alpha}\}) = B^\alpha(\vec{r})$ et $C(\{\frac{\vec{r}}{\alpha}\}, t) = C^\alpha(\vec{r}, t)$ [43].

La méthode de l'éclatement périodique repose sur l'utilisation d'un opérateur Ξ^α d'éclatement [43] dépendant de la période pour introduire deux échelles d'observation : microscopique y et macroscopique x . L'idée consiste alors à reléguer les fortes fluctuations des paramètres constitutifs à l'échelle microscopique.

$$\begin{aligned} \Xi^\alpha : L^2(\Omega_t, \mathbb{R}) &\rightarrow L^2(\Omega_t \times \mathcal{C}, \mathbb{R}) \\ u &\rightarrow \Xi^\alpha(u) \\ \text{tel que : } \Xi^\alpha(u)(x, y) &= u(\alpha[\frac{x}{\alpha}] + \alpha y) \end{aligned} \quad (44)$$

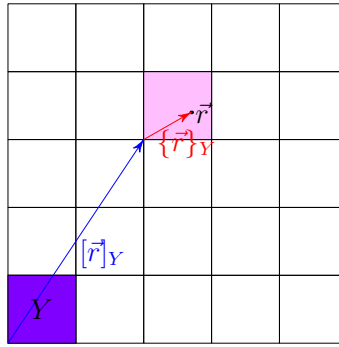


FIGURE 13 – Décomposition en partie entière et fractionnaire généralisée

La variable microscopique y n'est autre que la partie fractionnaire $\{x/\alpha\}$. Ainsi, en utilisant la bonne échelle, mais en augmentant la dimension du problème, nous sommes en mesure de transformer un comportement fluctuant en convergence faible, voire forte. L'exemple présenté (Fig.14) est éloquent puisque les oscillations de la fonction choisie ont disparu de l'échelle macroscopique.

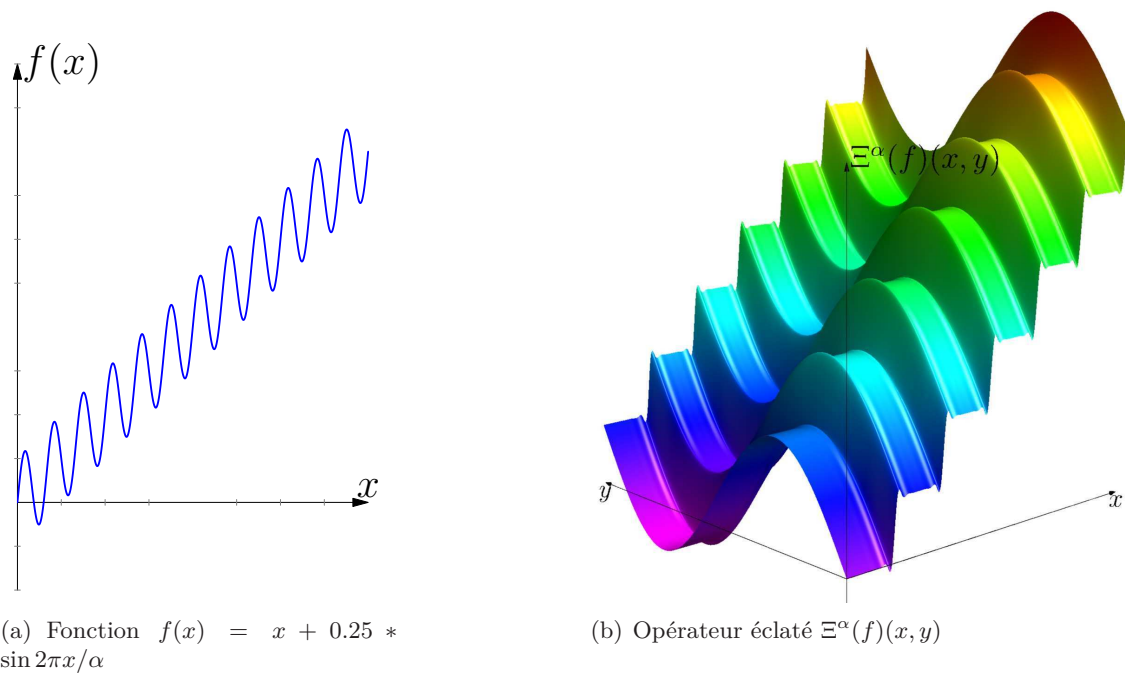


FIGURE 14 – Application de l'opérateur d'éclatement périodique à une rampe sinusoïdale

2.3 Éclatement du réseau

Nous souhaitons trouver le champ électromagnétique limite u^α lorsque $\alpha \rightarrow 0$. Le théorème établi dans [23] donne la décomposition de la solution limite en fonction d'un champ moyen u et de deux champs correcteurs v et w .

$$u^\alpha(\vec{r}) = u + \nabla_y v(\vec{r}, \frac{\vec{r}}{\alpha}) + \alpha w(\vec{r}, \frac{\vec{r}}{\alpha}) + \dots \quad (45)$$

Nous définissons les espaces suivants :

- $\mathcal{H}(rot, \Omega) = \{v \in L^2(\Omega, \mathbb{R}^3), rot(v) \in L^2(\Omega, \mathbb{R}^3)\}$ muni de la norme $\|v\|^2 = |v|^2 + |rot(v)|^2$.
- $\mathcal{H}_0(rot, \Omega) = \{v \in L^2(\Omega, \mathbb{R}^3), v \times n = 0 \in \mathcal{H}^{-\frac{1}{2}}(\partial\Omega, \mathbb{R}^3)\}$.
- \mathcal{H}_{per}^1 l'espace de Sobolev des fonctions périodiques à valeur moyenne nulle.
- $V(\Omega) = \mathcal{H}_0(rot, \Omega) \times \mathcal{H}(rot, \Omega)$.
- $\mathcal{W}^{1,p}(\Omega_t) = \{u \in L^p([0, T], \Omega), \frac{\partial u}{\partial t} \in L^p([0, T], \Omega)\}$ muni de la norme $\|u\|_{\mathcal{W}^{1,p}} = \|\frac{\partial u}{\partial t}\|_{L^p} + \|u\|_{L^p}$.

Nous donnons ici l'énoncé du théorème qui établit la décomposition du champ éclaté en champ moyen corrigé par des champs correcteurs :

Théorème 2.1. *Soient A^α et B^α dans $L^\infty(\Omega, \mathbb{R}^{3 \times 6})$ et C^α dans $L^\infty(\Omega_t, \mathbb{R}^{3 \times 6})$ et u^α la solution du problème cellulaire \mathcal{P}^α 43. Il existe trois champs u, v et w :*

$$\begin{cases} u \in \mathcal{W}^{1,\infty}([0, T], L^2(\Omega, \mathcal{H}_{per}^1(\mathcal{C}, \mathbb{R}^2))) \cap L^\infty([0, T], V(\Omega)) \\ v \in \mathcal{W}^{1,\infty}([0, T], L^2(\Omega, \mathcal{H}_{per}^1(\mathcal{C}, \mathbb{R}^2))) \\ w \in L^\infty([0, T], L^2(\Omega, \mathcal{H}_{per}^1(\mathcal{C}, \mathbb{R}^2))) \operatorname{div}_y(w) = 0 \end{cases}$$

qui sont limites des suites de fonctions suivantes lorsque $\alpha \rightarrow 0$:

$$\begin{cases} u^\alpha \rightarrow u & \text{faiblement dans } L^\infty([0, T], V(\Omega)) \\ \Xi^\alpha(u^\alpha) \rightarrow u + \nabla_y v & \text{fortement dans } \mathcal{H}^1([0, T], L^2(\Omega \times \mathcal{C}, \mathbb{R}^6)) \\ \Xi^\alpha(\nabla_x u^\alpha) \rightarrow \nabla_x u + \nabla_y w & \text{fortement dans } L^2(\Omega_t \times \mathcal{C}, \mathbb{R}^6) \end{cases}$$

et, sont solution du problème éclaté :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}(y, t)(u(x, t) + \nabla_y v(y, t))}{\partial t} &= M_x \times u(x, t) + M_y \times w(x, y, t) - \vec{J}(x, t) \\ u(0) + \nabla_y v(0) &= u_0 \text{ sur } \mathcal{C} \\ u \times n &= 0 \text{ sur } [0, T] \end{aligned} \quad (46)$$

où \mathcal{L} est l'opérateur limite défini par $\mathcal{L}u = Au + \int_0^t (B + C(t-t'))u(t')dt'$.

Les champs correcteurs sont solution du problème \mathcal{P} (Eq.46) qui porte sur la cellule unitaire \mathcal{C} . Le champ électromagnétique total est somme du champ moyen u macroscopique à variations lentes, corrigé par les champs à fluctuations rapides v et w :

$$u^\alpha(\vec{r}) = u + \nabla_y v(\vec{r}, \frac{\vec{r}}{\alpha}) + \alpha w(\vec{r}, \frac{\vec{r}}{\alpha}) + \dots \quad (47)$$

La prochaine étape nous mènera vers une formulation variationnelle qui servira à la discrétisation du problème. Un processus de moyenne sur la cellule nous permettra d'homogénéiser notre réseau périodique.

2.4 Formulation variationnelle du problème homogénéisé

À présent que nous avons éclaté périodiquement le domaine, nous pouvons chercher des relations entre les champs moyens sur la cellule unitaire. Nous multiplions l'équation (Eq.46) par une fonction test $u' = \nabla_y X'(y)$ dans $\mathcal{H}^1(\mathcal{C}, \mathbb{R}^2)$ et intégrons sur la cellule unitaire \mathcal{C} :

$$\begin{aligned} \int_{\mathcal{C}} \frac{\partial \mathcal{L}(y, t)(u(x, t) + \nabla_y v(y, t))}{\partial t} \nabla_y X'(y) dy \\ = \int_{\mathcal{C}} \left(M_x \times u(x, t) + M_y \times w(x, y, t) - \vec{J}(x, t) \right) \nabla_y X'(y) dy \end{aligned} \quad (48)$$

La \mathcal{C} -périodicité de la fonction $M_x \times u + M_y \times w - \vec{J}$ et le théorème de la divergence nous permettent d'écrire :

$$\begin{aligned} \int_{\mathcal{C}} \frac{\partial \mathcal{L}(y, t)(u(x, t) + \nabla_y v(y, t))}{\partial t} \nabla_y X'(y) dy \\ = - \int_{\mathcal{C}} \nabla_y \left(M_x \times u(x, t) + M_y \times w(x, y, t) - \vec{J}(x, t) \right) X'(y) dy \end{aligned} \quad (49)$$

Cependant, le terme $M_x \times u(x, t) - \vec{J}(x, t)$ est indépendant de la variable microscopique. Sa dérivée est donc nulle. Le terme $\nabla_y M_y \times w(x, y, t)$ est la divergence d'un rotationnel, donc nul aussi. La relation se simplifie en :

$$\int_{\mathcal{C}} \frac{\partial \mathcal{L}(y, t)(u(x, t) + \nabla_y v(y, t))}{\partial t} \nabla_y X'(y) dy = 0 \quad (50)$$

Le champ électromagnétique u est un vecteur de même dimension que u^α et ne dépend que de la variable spatiale macroscopique. Si on considère la base orthonormale $\{e_k\}_{1 \leq k \leq 6}$ de \mathcal{R}^6 , on peut le décomposer sur cette dernière $u = \sum_1^6 u_k e_k$. La décomposition du champ correcteur v est plus complexe et fait intervenir la limite du champ initial u_0 . Il dépend aussi bien des variations microscopiques que macroscopiques, et on suppose qu'ils s'écrivent sous la forme suivante :

$$v(x, y, t) = \sum_1^6 \left(u_k^0(x) X_k^0(y, t) + u_k(x, t) X_k^A(y) + \int_0^t u_k(x, t') X_k(y, t - t') dt' \right) \quad (51)$$

En injectant cette expression dans l'équation 50, on trouve finalement que les sous correcteurs X_k , X_k^A et X_k^0 sont solutions d'un système de trois équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} (i) \quad \int_{\mathcal{C}} A(y) \nabla_y X_k^A(y) \cdot \nabla_y X'(y) dy = - \int_{\mathcal{C}} A(y) e_k \cdot \nabla_y X'(y) dy \\ (ii) \quad \int_{\mathcal{C}} \left(A(y) \nabla_y X_k(y) + \int_0^t (B(y) + C(y, t - t')) \nabla_y X_k(y, t') dt' \right) \cdot \nabla_y X'(y) dy \\ \quad = - \int_{\mathcal{C}} (B(y) + C(y, t)) (V_k + \nabla_y X_k^A(y)) \cdot \nabla_y X'(y) dy \\ (iii) \quad \int_{\mathcal{C}} \left(A(y) \nabla_y X_k^0(y) + \int_0^t (B(y) + C(y, t - t')) \nabla_y X_k^0(y, t') dt' \right) \cdot \nabla_y X'(y) dy \\ \quad = - \int_{\mathcal{C}} A(y) V_k \cdot \nabla_y X'(y) dy \end{array} \right. \quad (52)$$

Ces relations étant valables pour toute fonction test $X'(y) \in \mathcal{H}^1(\mathcal{C}, \mathbb{R}^2)$, on en déduit qu'il existe des matrices \hat{A} , \hat{B} et \hat{C} dont les vecteurs colonnes sont :

$$\hat{A}_k = \int_{\mathcal{C}} A(y)(e_k + \nabla_y X_k^A(y)) dy \quad (53)$$

$$\hat{B}_k = \int_{\mathcal{C}} B(y)(e_k + \nabla_y X_k^A(y)) dy \quad (54)$$

$$\begin{aligned} \hat{C}_k = \int_{\mathcal{C}} C(y, t)(V_k + \nabla_y X_k^A(y)) dy + \int_{\mathcal{C}} A(y) \nabla_y X_k(y) dy \\ + \int_{\mathcal{C}} \int_0^t (B(y) + C(y, t - t')) \nabla_y X_k(y, t') dt' dy \end{aligned} \quad (55)$$

Les matrices précédentes contiennent les paramètres homogénéisés. Le milieu hôte et l'inclusion étant anisotropes, ces matrices sont diagonales. On a par ailleurs un découplage des champs électrique et magnétique, et une indépendance des champs dans les trois directions spatiales, ce qui nous permet de complètement découpler les relations (Eq.52) et de les exprimer sous forme scalaire. L'équation 52(i) donne directement la valeur X_k^A du sous correcteur nécessaire au calcul des permittivité, perméabilité et conductivité effectives. Cette valeur doit être utilisée dans l'équation 52(ii) pour retrouver le noyau de susceptibilité effectif. La dernière équation 52(iii) n'est utile que pour évaluer le champ électromagnétique homogénéisé.

Compte tenu du découplage électro-magnétique, les sous-correcteurs $X \in \mathbb{R}^6$ peuvent être décomposés en des sous-correcteurs purement électriques $E \in \mathbb{R}^3$ et magnétique $H \in \mathbb{R}^3$ tels que $X = [E, H]$. En pratique, nous résoudrons pour les trois axes $\{V_x, V_y, V_z\}$ ces deux équations pour obtenir les équations relatives au champ électrique homogénéisé :

$$\left\{ \begin{array}{l} (i) \quad \int_{\mathcal{C}} \epsilon_r(y) \nabla_y E_k^A(y) \nabla_y E'(y) dy = - \int_{\mathcal{C}} \epsilon_r(y) V_j \cdot \nabla_y E'(y) dy \\ (ii) \quad \int_{\mathcal{C}} (\epsilon_0 \epsilon_r(y) \nabla_y E_k(y) + \int_0^t (\sigma_E(y) + \chi_E(y, t - t')) \nabla_y E_k(y, t') dt') \cdot \nabla_y E'(y) dy \\ \quad = - \int_{\mathcal{C}} (\sigma_E(y) + \chi_E(y, t)) (V_j + \nabla_y E_k^A(y)) \cdot \nabla_y E'(y) dy \end{array} \right. \quad (56)$$

et des équations similaires pour le champ magnétique. Enfin, les colonnes des dyadiques des propriétés électromagnétiques effectives sont donnés par :

$$\epsilon_{eff}^j = \int_{\mathcal{C}} \epsilon(y) (V_j + \nabla_y E^A(y)) dy \quad (57)$$

$$\mu_{eff}^j = \int_{\mathcal{C}} \mu(y) (V_j + \nabla_y H^A(y)) dy \quad (58)$$

$$\sigma_{eff}^{E,j} = \int_{\mathcal{C}} \sigma^E(y) (V_j + \nabla_y E^A(y)) dy \quad (59)$$

$$\sigma_{eff}^{H,j} = \int_{\mathcal{C}} \sigma^H(y) (V_j + \nabla_y H^A(y)) dy \quad (60)$$

$$\begin{aligned} \chi_{eff}^{E,j} = \int_{\mathcal{C}} \chi^E(y, t) (V_j + \nabla_y E^A(y)) dy + \int_{\mathcal{C}} \epsilon(y) \nabla_y E(y) dy \\ + \int_{\mathcal{C}} \int_0^t (\sigma^E(y) + \chi^E(y, t - t')) \nabla_y E(y, t') dt' dy \end{aligned} \quad (61)$$

$$\begin{aligned} \chi_{eff}^{H,j} = \int_{\mathcal{C}} \chi^H(y, t) (V_j + \nabla_y H^A(y)) dy + \int_{\mathcal{C}} \mu(y) \nabla_y H(y) dy \\ + \int_{\mathcal{C}} \int_0^t (\sigma^H(y) + \chi^H(y, t - t')) \nabla_y H(y, t') dt' dy \end{aligned} \quad (62)$$

Chapitre 3

Simulation d'une structure périodique dispersive

Le calcul numérique des paramètres effectifs nécessite de résoudre les formulations précédentes aussi bien dans le domaine temporel que spatial. Nous utiliserons la méthode des éléments finis pour discrétiser et déterminer la valeur des sous correcteurs (Eq.52) en tout point d'un maillage de la géométrie étudiée. Les équations permettant le calcul des sous-correcteurs et des paramètres effectifs sont de la même forme pour les paramètres électriques, magnétiques et magnéto-électriques, et selon les trois directions de l'espace, et nous étudierons donc la forme variationnelle générale suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} (i) \quad \int_{\mathcal{C}} \epsilon(y) \nabla_y X_A(y) \nabla_y X'(y) dy = - \int_{\mathcal{C}} \epsilon(y) V_x \cdot \nabla_y X'(y) dy \\ (ii) \quad \int_{\mathcal{C}} \left(\epsilon(y) \nabla_y X(y) + \int_0^t (\sigma(y) + \chi(y, t-s)) \nabla_y X(y, s) ds \right) \cdot \nabla_y X'(y) dy \\ \quad = - \int_{\mathcal{C}} (\sigma(y) + \chi(y, t)) (V_x + \nabla_y X_A(y)) \cdot \nabla_y X'(y) dy \end{array} \right. \quad (63)$$

où les inconnues du problème sont les sous-correcteurs X , X_0 et X_A .

3.1 Discrétisation temporelle

L'intervalle temporel $[0, T]$ sur lequel nous calculons le noyau de susceptibilité effectif est discrétisé avec un pas de temps Δt . Le noyau de susceptibilité électrique n'étant calculé qu'aux temps $t_n = n\Delta t$, il faudra s'assurer que le pas de temps est suffisamment petit pour décrire assez finement la relaxation de χ , et que l'intervalle de temps $[0, T]$ est assez long pour que cette relaxation se produise. Nous notons $X^n = X(y, t_n)$ les valeurs des sous correcteurs aux instants t_n . L'équation (Eq.63.i) ne fait pas intervenir le temps et le sous correcteur X_A est indépendant de t . En vue d'alléger els notations, les sous correcteurs seront notés sans la variable microscopique y , bien qu'ils en dépendent. C'est donc la discrétisation temporelle de l'équation (Eq.63.ii) qui nécessite ici une attention particulière :

$$\begin{aligned} \int_{\mathcal{C}} \epsilon(y) \nabla_y X^n \cdot \nabla_y X' dy + \int_{\mathcal{C}} \sum_{m=0}^{n-1} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} (\sigma(y) + \chi(y, n\Delta t - s)) \nabla_y X^m \cdot \nabla_y X'(y) ds dy \\ = - \int_{\mathcal{C}} (\sigma(y) + \chi(y, n\Delta t)) (V_x + \nabla_y X_A(y)) \cdot \nabla_y X'(y) dy \end{aligned} \quad (64)$$

Posons à présent :

$$\chi_m^n(y) = \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \chi(y, n\Delta t - t') dt' \quad (65)$$

que nous utilisons dans Eq.64 pour obtenir :

$$\begin{aligned} \int_{\mathcal{C}} (\epsilon(y) + \sigma(y)\Delta t + \chi_{n-1}^n(y)) \nabla_y X^n \cdot \nabla_y X' dy = \\ - \sum_{m=0}^{n-2} \int_{\mathcal{C}} (\sigma(y)\Delta t + \chi_m^n(y)) \nabla_y X^{m+1} \cdot \nabla_y X'(y) dy \\ - \int_{\mathcal{C}} (\sigma(y) + \chi(y, n\Delta t))(V_x + \nabla_y X_A(y)) \cdot \nabla_y X'(y) dy \quad (66) \end{aligned}$$

Le terme X^n peut être obtenu si on connaît la valeur du sous correcteur X_A (trouvée grâce à l'équation 63 (i)) ainsi que les sous correcteurs X^m aux instants antérieurs.

Les termes χ_m^n peuvent être calculés analytiquement pour les modèles de polarisation présentés dans le chapitre précédent (Sec.1.2.2) :

Modèle de Debye

$$\chi_m^n = (\epsilon_s - \epsilon_\infty) e^{-(n-m)\frac{\Delta t}{\tau}} (e^{\frac{\Delta t}{\tau}} - 1) \quad (67)$$

Modèle de Lorentz

$$\begin{aligned} \chi_m^n = \frac{\tau e^{-(n-m)\frac{\Delta t}{\tau}}}{1 + \tau^2 \nu_0^2} (-\tau \nu_0 \cos(\nu_0 \Delta t (n-m)) - \sin(\nu_0 \Delta t (n-m))) + \\ e^{\frac{\Delta t}{\tau}} [\sin(\nu_0 \Delta t (n-m-1)) + \tau \nu_0 \cos(\nu_0 \Delta t (n-m-1))] \quad (68) \end{aligned}$$

Modèle de Drude

$$\chi_m^n = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2 \Delta t}{\nu} \left(1 - \frac{e^{-(n-m)\nu \Delta t}}{\nu \Delta t} - \frac{e^{-(n-m-1)\nu \Delta t}}{\nu \Delta t} \right) \quad (69)$$

Modèle de Debye modifié

$$\chi_m^n = -\omega_p^2 \tau e^{-(n-m)\frac{\Delta t}{\tau}} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau}} \Delta t + (n\Delta t + \tau - m\Delta t)(1 - e^{\frac{\Delta t}{\tau}}) \right) \quad (70)$$

La discrétisation temporelle de la susceptibilité effective s'établit de la même manière et on retrouve pour expression de celle-ci :

$$\begin{aligned} \chi_{eff}(t_n) = \int_{\mathcal{C}} \chi(y, n\Delta t)(V_x + \nabla_y X_A(y)) dy \\ + \int_{\mathcal{C}} \epsilon(y) \nabla_y X^n(y) dy + \sum_{m=0}^{n-1} \int_{\mathcal{C}} (\sigma(y)\Delta t + \chi_m^n) \nabla_y X^n(y) dy \quad (71) \end{aligned}$$

3.2 Discrétisation spatiale de la forme variationnelle

3.2.1 Méthode des éléments finis

Supposons que nous souhaitions résoudre numériquement la formulation variationnelle suivante :

$$\text{Trouver } u \in V \text{ tel que : } m(u, v) = l(v) \quad \forall v \in V \quad (72)$$

La fonction l est continue et la forme bilinéaire m est continue et coercive. Le problème admet une solution unique en vertu du théorème de Lax-Milgram. La formulation faible discrète consiste à résoudre le problème dans un espace de dimension finie V^h contenu dans V :

$$\text{Trouver } u^h \in V^h \text{ tel que : } m(u^h, v) = l(v) \quad \forall v \in V^h \quad (73)$$

L'espace vectoriel V^h de dimension finie N a pour base $\lambda_{1 \leq i \leq N}$. Le vecteur u^h se décompose naturellement sur cette base $u^h = \sum_{i=1}^N u_i \lambda_i$. La formulation précédente appliquée aux vecteurs de cette base devient :

$$\text{Trouver } u_{1 \leq i \leq N} \text{ tel que } \sum_{i=1}^N m(\lambda_j, \lambda_i) u_i = l(\lambda_j) \quad \forall j \in [1, N] \quad (74)$$

qui est un système linéaire $MU = L$, d'inconnue $U = (u_i)$ dans \mathbb{R}^N , de matrice de rigidité $M = m(\lambda_i, \lambda_j)$ et de second membre $L = l(\lambda_i)$.

L'espace de dimension finie V^h étant contenu dans V , c'est donc un espace de Hilbert. Le théorème de Lax-Milgram assure l'existence d'une unique solution discrète. La solution numérique converge vers la solution exacte u lorsque V^h tend vers V . La méthode des éléments finis consiste à choisir un espace discret V^h composé de fonctions λ_i polynomiales par morceaux. Plusieurs types d'éléments finis sont adaptés aux problèmes rencontrés en électromagnétisme. En plus des éléments nodaux que nous utiliserons ici, on peut avoir recours aux éléments d'arêtes qui assurent la continuité tangentielle des champs et les éléments de facettes qui garantissent en plus la continuité normale du flux.

Le domaine étudié est discrétisé par un maillage \mathcal{M} , et aux sommets \mathcal{N}^i des tétraèdres \mathcal{E} sont associées des fonctions λ_i affines et continues par morceau vérifiant :

$$\lambda_i(\mathcal{N}^j) = \delta_{ij} \quad (75)$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

La solution numérique du système variationnel converge vers la solution exacte lorsque la taille des éléments tétraédriques \mathcal{E} tend vers 0. En pratique, on estimera que la solution exacte est atteinte lorsqu'on augmente la finesse du maillage \mathcal{M} .

3.2.2 Application au calcul des paramètres effectifs

En vue de calculer les paramètres effectifs, il est d'abord nécessaire de déterminer la valeur X^i des sous correcteurs en tout point du maillage \mathcal{N}^i . Les sous correcteurs sont alors définis en tout point de l'espace du maillage par les relations :

$$X_A = \sum_{i=1}^N X_A^i \lambda_i \quad (76)$$

$$X^n = \sum_{i=1}^N X_n^i \lambda_i \quad (77)$$

Il suffit de remplacer ces vecteurs par leur expression et choisir comme fonction test une fonction élémentaire λ_i pour aboutir à deux équations matricielles, la première $M_A X_A = L_A$ indépendante du temps :

$$\sum_{j=1}^N \left(\int_{\mathcal{C}} \epsilon(y) \nabla_y \lambda_i \cdot \nabla_y \lambda_j dy \right) X_A^j = - \int_{\mathcal{C}} \epsilon(y) e_x \cdot \nabla \lambda_i dy \quad (78)$$

l'autre, $M_n X^n = L_n$, devant être résolue pour chaque pas de temps.

Les intégrales portant sur la cellule unitaire \mathcal{C} sont équivalentes à la sommes des intégrations sur tous les éléments tétraédriques $\int_{\mathcal{C}} = \sum_k \int_{\mathcal{E}^k}$. Les coefficients de la matrice de rigidité globale (M_A par exemple) s'expriment alors comme suit :

$$M_A = \sum_k \int_{\mathcal{E}^k} \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \epsilon(k) \vec{\nabla}_k \lambda_i \cdot \vec{\nabla}_k \lambda_j & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} \quad (79)$$

$$L_A = \sum_k \int_{\mathcal{E}^k} \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \epsilon(k) e_x \cdot \vec{\nabla}_k \lambda_j & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} \quad (80)$$

$\epsilon(k)$ est la permittivité dans l'élément \mathcal{E}^k , et $\vec{\nabla}_k$ le gradient discret calculé sur ce même tétraèdre. Il est donc plus simple de parcourir tous les éléments tétraédriques \mathcal{E} , construire une matrice de rigidité et un second membre locaux, puis assembler la matrice globale. Cette démarche s'explique par le fait que le produit $\vec{\nabla}_k \lambda_i \cdot \vec{\nabla}_k \lambda_j$ n'est différent de zéro que lorsque les points auxquels sont associées les fonction élémentaires λ_i et λ_j sont adjacents. C'est le cas lorsque ces points sont sommets d'un même tétraèdre. Enfin, la matrice de rigidité globale conserve les propriétés de la forme variationnelle, elle est donc symétrique définie positive.

3.3 Prise en compte de la périodicité

Il est indispensable de prendre en compte la nature périodique du réseau lorsqu'on souhaite mailler la cellule unitaire. Ses faces opposées sont maillées pareillement. Un nœud interne \mathcal{N}^γ de l'une des faces $x = 0$, $y = 0$ ou $z = 0$ a nécessairement un nœud correspondant \mathcal{N}^η sur la face opposée $x = 1$, $y = 1$ ou $z = 1$. Les composantes des sous correcteurs vérifient $X_A^\gamma = X_A^\eta$ et $X_\gamma^n = X_\eta^n$.

On distingue le cas particulier des coins de \mathcal{C} et des points situés sur ses arêtes. Par périodicité 3D, on devrait retrouver la même valeur des sous correcteurs en tout sommet du cube unitaire. Un point \mathcal{N}^γ situé sur l'une des arêtes a exactement quatre correspondants situés sur les autres arêtes obtenues par translation (Fig.15).

Il devient alors nécessaire de supprimer les inconnues redondantes. Ceci consiste pour deux nœuds associés \mathcal{N}^γ et \mathcal{N}^η à supprimer la colonne C_η de la matrice de rigidité et à remplacer la colonne C_γ par la somme $C_\gamma + C_\eta$.

$$\begin{array}{|l}
 M_{1,1} \text{-----} M_{1,N} \\
 M_{\gamma,1} - M_{\eta,1} \text{-----} M_{\gamma,N} - M_{\eta,N} \\
 M_{\eta-1,1} \text{-----} M_{\eta-1,N} \\
 M_{\eta+1,1} \text{-----} M_{\eta+1,N} \\
 M_{N,1} \text{-----} M_{N,N}
 \end{array}
 \begin{array}{|l}
 X^1 \\
 \cdot \\
 X_\gamma \\
 \cdot \\
 X_{\eta-1} \\
 X_{\eta+1} \\
 \cdot \\
 X^N
 \end{array}
 =
 \begin{array}{|l}
 L_1 \\
 \cdot \\
 0 \\
 \cdot \\
 L_{\eta-1} \\
 L_{\eta+1} \\
 \cdot \\
 L_N
 \end{array}$$

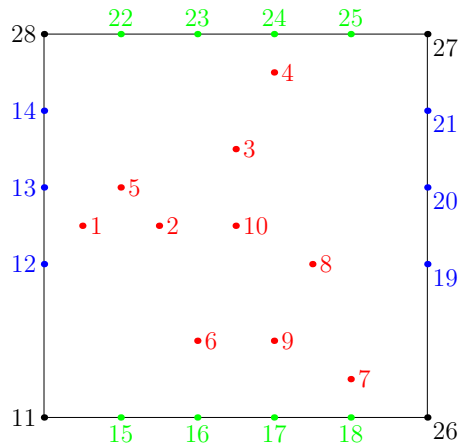
FIGURE 17 – Symétrisation du système linéaire : N équations pour N inconnues

FIGURE 18 – Changement de l'ordre des noeuds

3.4 Conclusion

Nous avons discrétisé dans ce chapitre la forme variationnelle liant les sous correcteurs à chaque pas de temps. Nous utilisons la méthode des éléments finis, et discrétisons notre modèle avec des mailles tétraédriques. La périodicité de la structure est prise en compte aussi bien sur le maillage que sur le système linéaire global. Une fois ce système résolu, les valeurs des sous-correcteurs en chaque nœud et à chaque pas de temps sont utilisées pour calculer les paramètres effectifs. Les résultats des simulations sont abordés dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Résultats des simulations

Nous présentons dans ce chapitre les résultats de simulations aussi bien dans le domaine temporel que fréquentiel. Nous comparons les résultats numériques aux résultats des formalismes analytiques et les confrontons ensuite à des scénarii de simulations glanés dans la littérature.

4.1 Impact de la géométrie de l'inclusion

Afin de vérifier l'impact de la géométrie de l'inclusion sur les résultats obtenus, nous calculons la permittivité effective d'un réseau d'inclusions de permittivité $\epsilon_r = 40$ disposés périodiquement dans de l'air ($\epsilon_r = 1$).

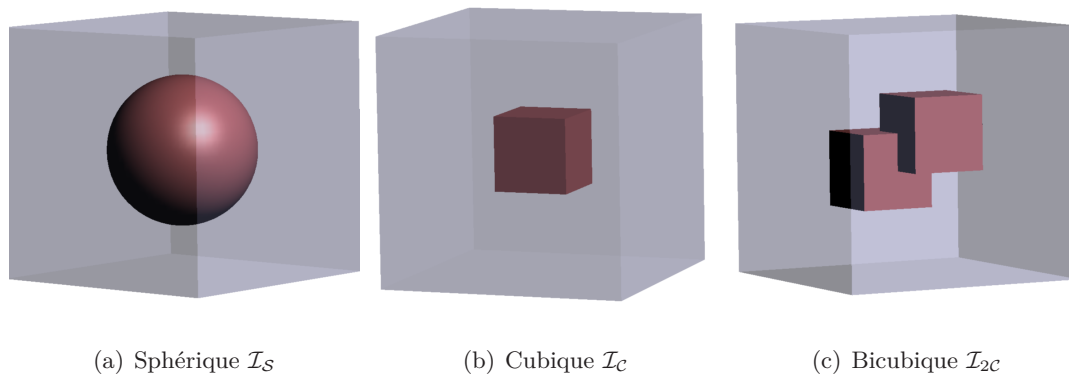


FIGURE 19 – Géométries des inclusions 3D envisagées

Nous distinguons deux classes d'inclusions :

- Les formes géométriques de la Fig.19 dont V_z n'est pas un axe de révolution privilégié.
- Des barres ayant pour sections les formes Fig.20. La forme 3D est alors obtenue sur *Comsol script* par extrusion de cette surface. Il est possible, sans changer notre code de calcul, de se ramener à des structures 2D en étendant la hauteur de ces barres à celle de la cellule unitaire.

La représentation du flocon de Koch (Fig.20.c) est une itération à l'ordre 3 de cette figure fractale. La finesse de maillage requise pour décrire des flocons d'ordre supérieur devient rapidement très élevée et il s'ensuit un temps de simulation déraisonnable. Un flocon de Koch d'ordre 3 suffit amplement pour rendre compte de l'effet de géométries ayant plusieurs coins sur la procédure d'homogénéisation.

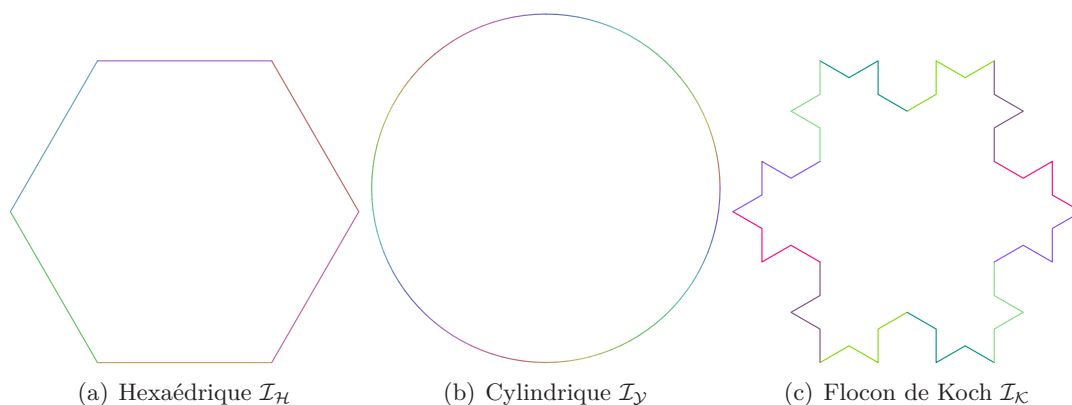
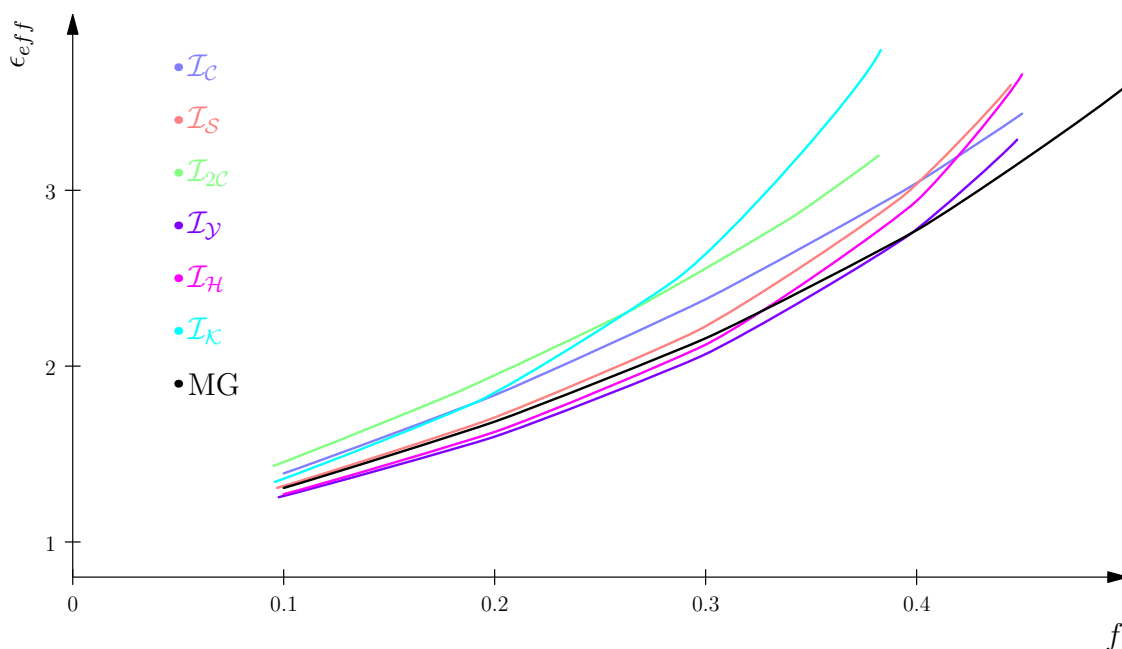


FIGURE 20 – Sections des barres simulées

FIGURE 21 – Comparaisons avec la loi de Maxwell-Garnett pour diverses fraction volumiques f

La courbe obtenue à l'aide du formalisme de Maxwell-Garnett est la première limite de Hashin-Strikman. On constate que seules les barres hexaédrique et cylindrique débordent des bornes de validité des lois analytiques, mais restent tout de même bien prédites par la loi de MG. Le flocon de Koch ainsi que l'inclusion bicubique sont celles dont les permittivités effectives sont les moins bien prédites par le formalisme analytique. Les différences proviennent dans ces deux cas de la présence de plusieurs coins. La formulation de Maxwell-Garnett ne s'applique qu'à des réseaux à base d'inclusions sphériques (bords arrondis).

Même dans ce dernier cas, la correspondance n'est pas parfaite. Les courbes obtenues par simulation et homogénéisation analytique sont parallèles, mais la loi analytique prévoit des valeurs légèrement inférieures à celles de la simulation. Il ne faut pas oublier que le maillage d'une sphère doit être particulièrement fin afin de bien modéliser sa surface. Ainsi, nous avons constaté une superposition des deux courbes précédentes pour peu que l'on

raffine le maillage.

4.2 Effet du contraste de permittivité : cas de la neige sèche

La neige peut se présenter sous forme sèche, humide ou mouillée, appellations relatives au pourcentage d'eau à l'état liquide dans la neige. L'homogénéisation d'un tel matériau est intéressante car les propriétés électromagnétiques de ses constituants sont bien connues [41]. La neige sèche par exemple est principalement caractérisée par sa densité $\rho_n = f\rho_g$, reliée à la fraction volumique et à la densité de la glace pure $\rho_g = 0.917g/cm^3$. La glace est un matériau homogène isotrope de permittivité relative $\epsilon_g = 3.19$.

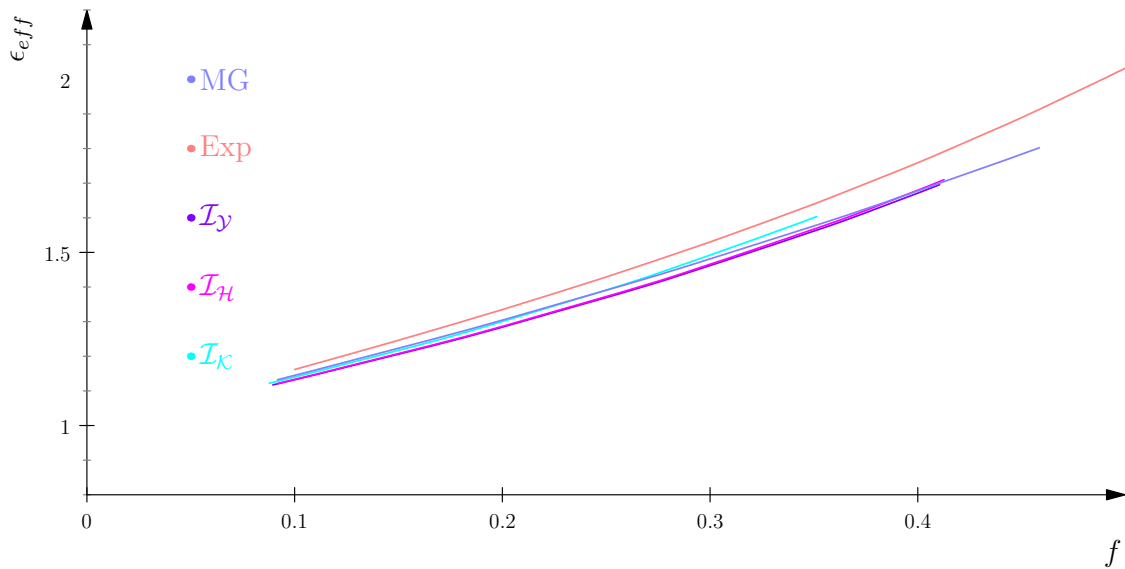


FIGURE 22 – Neige sèche

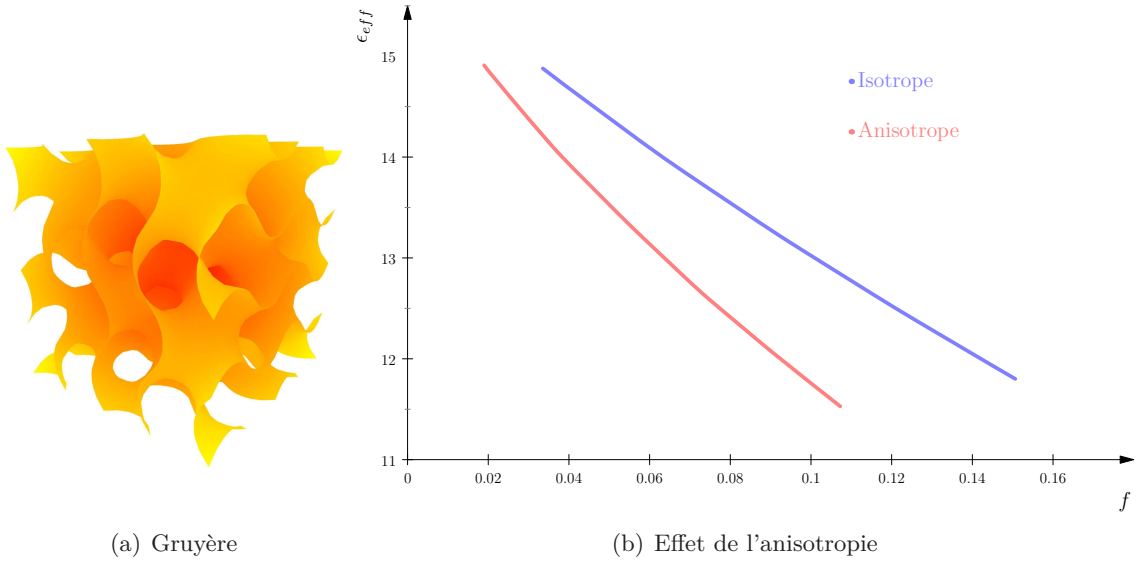
Nous simulons des inclusions de glace dans de l'air, en particulier des inclusions en forme d'aiguilles dont les sections sont représentées (Fig.20). La permittivité effective est comparée aussi bien à la loi MG qu'à des résultats expérimentaux obtenus par Mätzler [44]

$$\epsilon_{eff} = 1 + 1.59995\rho_n + 1.861\rho_n^3 \quad (81)$$

Contrairement à la différence constatée dans la section précédente (Sec.4.1), la correspondance est cette fois parfaite avec la loi MG, et satisfaisante avec le modèle expérimental [44]. Ceci est principalement dû au fait que le contraste de permittivité entre les matériaux mélangés dans ce cas $\Delta\epsilon = 3.19$ est bien moins marqué que la différence de permittivité $\Delta\epsilon = 40$ utilisée précédemment.

4.3 Homogénéisation d'un gruyère anisotrope

Nous n'avons considéré que des matériaux isotropes jusqu'à présent, nous limitant au calcul des paramètres effectifs indifféremment selon l'une des trois directions V_x , V_y ou V_z . Le cas du gruyère est doublement intéressant puisqu'il fait partie des matériaux perforés, dont l'homogénéisation par éclatement périodique est traitée en détail dans [45]. C'est

FIGURE 23 – Effet d'un doublement du rayon selon V_x des trous

aussi un cas de figure simulé par FDTD [46] et homogénéisé à l'aide des lois de mélange [41].

Le “gruyère” que nous avons simulé est un matériau anisotrope dont le dyadique de permittivité relative est $\epsilon_h = \mathbb{I}_3 + 15V_x V_x$. Il est parsemé de 8 trous distribués aléatoirement de forme sphérique et de permittivité $\epsilon_i = \mathbb{I}_3$. Dans ce cas, le dyadique de la permittivité effective calculée pour une fraction volumique de 9.6% est :

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} 13.32 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (82)$$

Si on étire les trous sphériques selon la direction V_x , on s'attend toujours à retrouver $\epsilon_{eff}^{yy} = \epsilon_{eff}^{zz} = \epsilon_0$. Toutefois, le profil de variation de la permittivité ϵ_{eff}^{xx} en fonction de la fraction volumique va être altéré (Fig.23). La nouvelle forme ellipsoïdale des trous réduit la permittivité effective.

4.4 Homogénéisation dans le domaine temporel

Nous simulons à présent des matériaux régis par les quatre modèles de dispersion (Sec.1.2.2) dans le domaine temporel. L'inclusion est sphérique et occupe 50% du volume de la cellule élémentaire. Les paramètres électromagnétiques de l'inclusion et du milieu hôte sont :

$$\begin{aligned} \epsilon_\infty^h &= 5.5 & \epsilon_s^h &= 78.2 & \tau^h &= 15.8ns & \nu_0^h &= 0.4GHz \\ \epsilon_\infty^i &= 5.5 & \epsilon_s^i &= 78.2 & \tau^i &= 31.6ns & \nu_0^i &= 0.6GHz \end{aligned} \quad (83)$$

Les permittivités optique ϵ_s et infinie ϵ_∞ sont choisies identiques dans les deux domaines car on ne s'intéresse ici qu'à l'homogénéisation des temps de relaxation et des fréquences de résonance. L'homogénéisation de deux matériaux de Debye, de Drude, ou de Debye modifié, donne un matériau du même type. En revanche, nous constatons sur la figure Fig.24(b) que le mélange de deux matériaux de Lorentz n'en donne pas un. En effet,

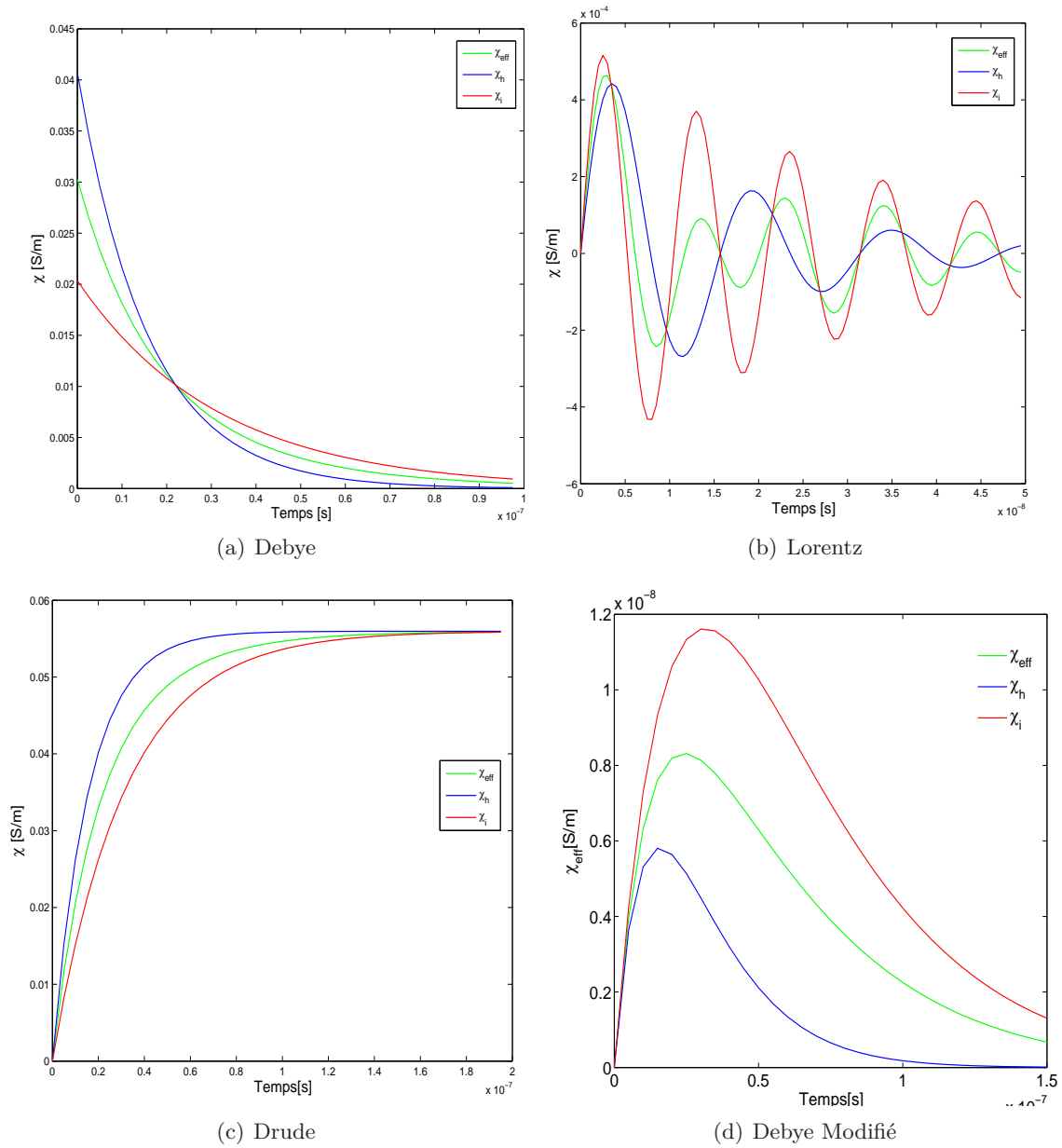


FIGURE 24 – Noyaux de susceptibilité homogénéisés dans le domaine temporel

la courbe homogénéisée devant nécessairement passer par les points où les courbes de χ_i et χ_h se croisent (et pour lesquels $\chi_i = \chi_h$), cette dernière ne pourrait vérifier une loi de Lorentz à moins que le paramètre ν_0 soit le même dans l'inclusion et le milieu hôte. Autrement, il se produit un phénomène de battements dû à la différence entre les pulsations de résonance de l'inclusion et du milieu hôte.

Les résultats de l'éclatement périodique correspondent bien dans ces cas aux lois de puissance. Remarquons la superposition des courbes de la méthode numérique et du modèle linéaire de Silberstein Fig.25. Les modèles de Birchak et de Looyenga ne prévoient pas la bonne amplitude des oscillations mais demeurent satisfaisants pour décrire l'allure du noyau de susceptibilité homogénéisé.

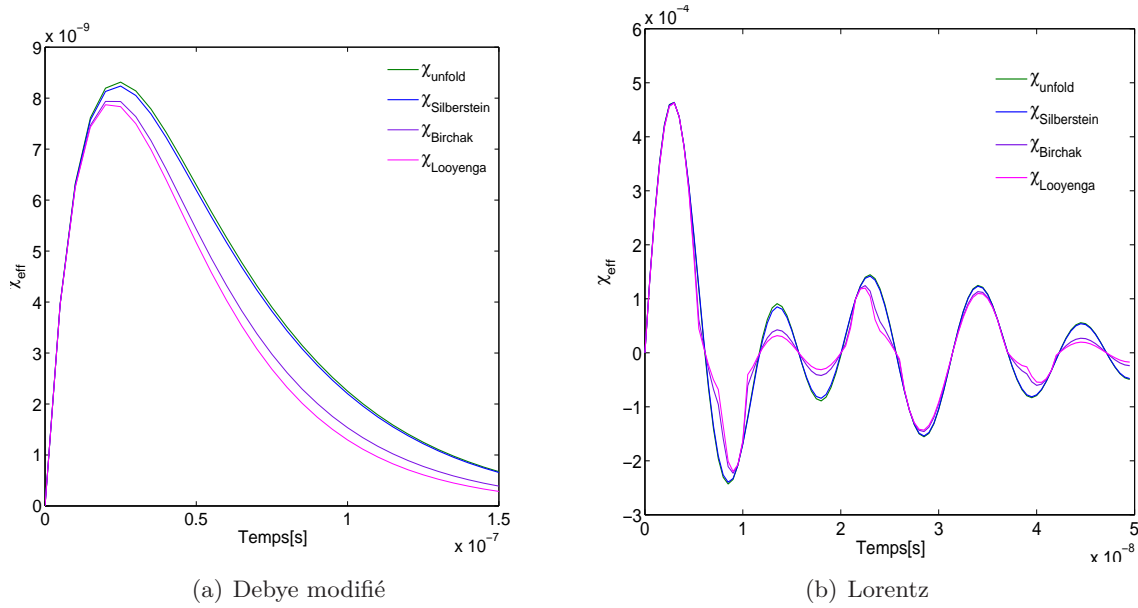


FIGURE 25 – Éclatement périodique comparé aux lois de puissance

4.5 Dans le domaine fréquentiel : le mélange éthanol-eau

Nous levons l'hypothèse simplificatrice de la section précédente en mélangeant deux matériaux de Debye avec des permittivités optique et infinie différentes. Nous considérons à présent des simulations dans le domaine fréquentiel. Elles sont plus simples à mettre en oeuvre dans la mesure où on n'utilise que l'équation (63(i)). La permittivité $\epsilon(\omega)$ dépendant de la fréquence, le problème est résolu pour chaque fréquence souhaitée.

Des gouttes sphériques d'éthanol sont disposées périodiquement dans de l'eau. A 20 ° C, les propriétés électromagnétiques de ces deux liquides, à proportions égales dans le mélange, sont :

$$\begin{aligned} \text{eau :} \quad & \epsilon_{\infty}^h = 4.9 & \epsilon_s^h = 80.1 & \tau^h = 10.1ps \\ \text{ethanol :} & \epsilon_{\infty}^i = 4.4 & \epsilon_s^i = 25.1 & \tau^i = 120ps \end{aligned} \quad (84)$$

Le diagramme de Cole-Cole d'un liquide de Debye est un demi-cercle. La méthode numérique, tout comme les formalismes analytiques, fournit un matériau homogénéisé qui est loin de correspondre à un liquide de Debye Fig.26, puisqu'une "bosse" vient déformer la courbe représentative au voisinage de la fréquence de relaxation $f = 1/\tau_{eff}$. Dans le cas général, il est possible de prouver analytiquement que le noyau de susceptibilité effectif de deux matériaux de Debye est la somme de quatre noyaux de susceptibilité de Debye [40].

4.6 Permittivité extrinsèque négative

Lorsqu'un métal est soumis à un champ électrique, les charges positives se déplacent à une extrémité du métal alors que les charges négatives se dirigent vers l'extrémité opposée. Les excès de charge ainsi générés induisent une force de rappel qui tend à ramener le centre de masse des charges libres vers son origine. Les métaux sont ainsi le siège d'oscillations plasma quantifiées, nommées plasmons. La pulsation plasma $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}}$ à laquelle se produisent ces oscillations dépend de la densité de charge n , de la masse m_e et de la

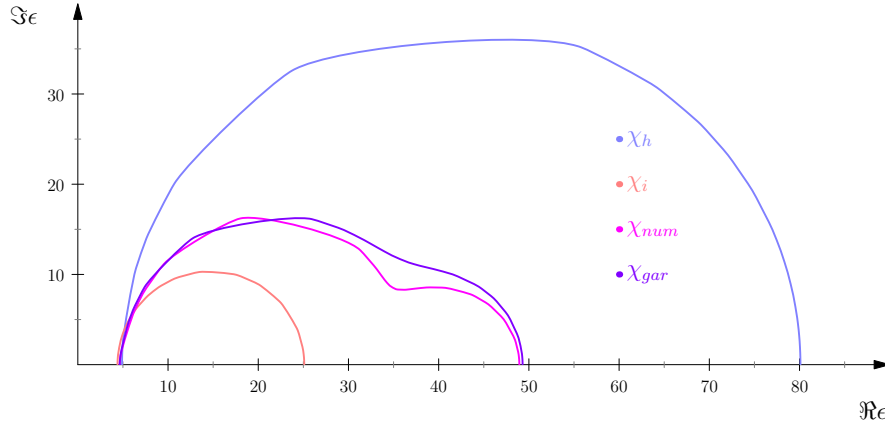


FIGURE 26 – Gouttes d'éthanol dans de l'eau. Les inclusions sont sphériques et occupent 50% de la cellule unitaire

charge e des électrons. Ce comportement a un profond impact sur l'interaction des ondes électromagnétiques avec les métaux. La partie réelle de la permittivité devient négative pour les fréquences en dessous de la fréquence plasma ν_p .

$$\epsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \quad (85)$$

Nous avons simulé un réseau de billes métalliques en aluminium ($\nu_p = 241.8THz$) constituant 10% du milieu hôte. Ce dernier est considéré comme non dispersif de permittivité $\epsilon = \epsilon_0$. Le mélange de ces deux matériaux n'obéit pas au modèle de Drude mais à celui de Lorentz Fig.27(a). L'équation (Eq.31) implique que la fréquence plasma prédite par le formalisme de Maxwell-Garnett est $\omega_p^{eff} = \sqrt{f}\omega_p$. Les simulations montrent que la fréquence plasma obtenue numériquement décroît en fait plus vite que la racine carrée de la fraction volumique.

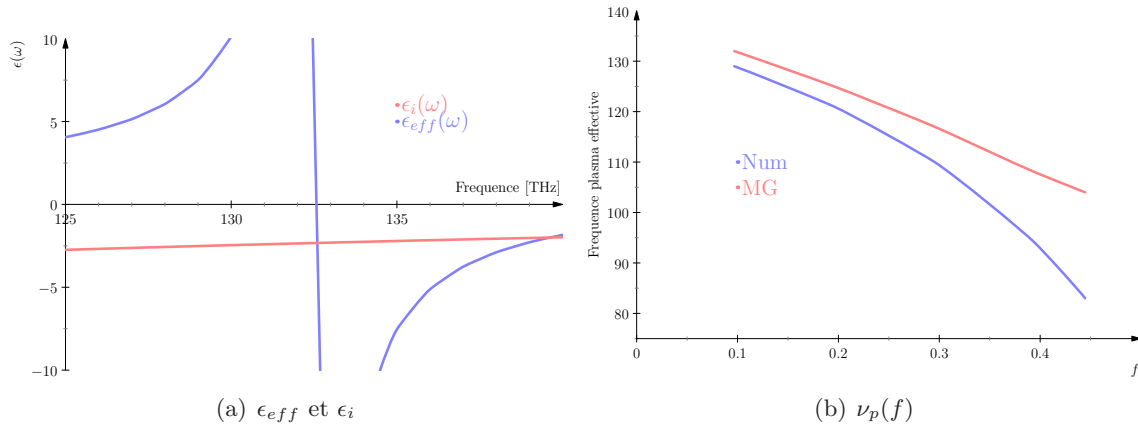


FIGURE 27 – Mélanges de billes métalliques de Drude suspendues dans un milieu hôte non dispersif. La fraction volumique est $f = 0.1$.

Il est possible d'obtenir des résonances électriques à des fréquences plus basses en remplaçant notre métal de Drude par des diélectriques de permittivités négatives [47] ou par un simple fil métallique [16]. Dans ces cas, c'est une homogénéisation intrinsèque qui a été

effectuée, les résonances n'étant dues qu'à la géométrie du réseau. Notre méthode d'homogénéisation statique ne permettrait pas de modéliser ces résonances et la dépendance fréquentielle de ϵ_{eff} que l'on devrait retrouver même lorsque ϵ_i et ϵ_h sont constants.

Conclusion et perspectives

La méthode de l'éclatement périodique s'avère conforme aux lois de mélange analytiques pour des géométries simples tout en révélant ses avantages lorsque les géométries des inclusions sont plus complexes. Les paramètres effectifs sont calculés aussi bien dans le domaine temporel que fréquentiel, ce qui permet d'étudier le comportement d'une structure sous toutes ses facettes. L'éclatement périodique permet en particulier d'homogénéiser dans le domaine temporel, ce qu'il n'est pas toujours possible de faire analytiquement. Par ailleurs, nous n'avons émis aucune hypothèse sur le noyau de susceptibilité ce qui ouvre la voie à la simulation de modèles de polarisation plus complexes.

La première et certainement plus importante amélioration du code serait le calcul du champ électromagnétique dans le réseau périodique. Une procédure de calcul existe pour les structures bianisotropes dispersives dans le domaine fréquentiel, mais le calcul du champ dans le domaine temporel fait intervenir des intégrales et se révèle plus délicat.

La nature des structures simulées pourrait aussi être l'objet de développements futurs. Nous avons traité le flocon de Koch comme une structure particulière de par son nombre de coins, mais il serait tout aussi important d'aborder l'impact de la dimension fractale des inclusions sur les paramètres constitutifs. Nous envisageons de simuler des inclusions en forme de pyramide Fig.28 et d'éponge Fig.29 de Sierpinski, étude menée en 2D [48], mais jamais en 3D à notre connaissance.

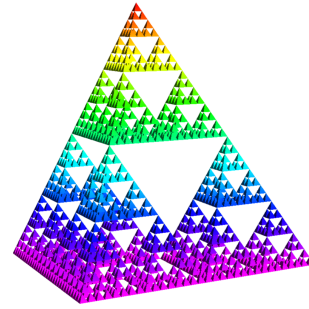


FIGURE 28 – Pyramide de Sierpinski

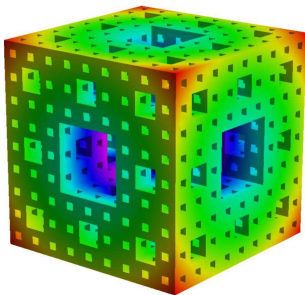


FIGURE 29 – Eponge de Sierpinski

Bien que modélisant convenablement les effets d'hysteresis du champ électromagnétique, les pertes par effet Joule, et la bianisotropie, cette méthode numérique ne permet malheureusement pas de prendre en compte les résonances intrinsèques produites par les inclusions. Nous avons certes obtenu une permittivité négative en modélisant un réseau de fils métalliques, mais cette résonance est extrinsèque, car dépendant des propriétés électromagnétiques des matériaux homogénéisés.

Nous présentons dans la partie suivante une méthode d'homogénéisation dynamique, reposant sur la décomposition de Floquet-Bloch. Cette variante de l'analyse de Fourier permet de modéliser correctement la première résonance intrinsèque d'un réseau d'anneaux conducteurs fendus.

Deuxième partie

Homogénéisation dans le domaine fréquentiel d'un réseau d'anneaux fendus

Introduction à l'homogénéisation dynamique

UNE structure périodique à base d'inclusions métalliques baignant dans un diélectrique peut être considérée, au moins pour les grandes longueurs d'onde, comme un matériau homogène exhibant des propriétés électromagnétiques effectives. Ainsi, un arrangement périodique de fils métalliques peut avoir une fréquence plasma, et donc une permittivité négative, dans le domaine micro-ondes [16]. Un matériau à perméabilité négative est réalisé en disposant périodiquement des anneaux fendus métalliques. Ce résonateur à anneaux fendus, ou *Split Ring Resonator* a été initialement proposé par Pendry[17] pour limiter l'absorption des métamatériaux à base de rouleaux Suisses, une autre structure ayant un comportement magnétique exotique. Le SRR est désormais la structure phare des métamatériaux, utilisée très fréquemment lorsqu'on souhaite réaliser des métamatériaux à indice négatif. Ce résonateur bénéficie de ce fait de multiples études allant de la détermination de sa fréquence de résonance [49, 50] à la distribution du champ électromagnétique en son sein [51, 52].

Déterminer ces paramètres effectifs passe le plus souvent par une simulation complète du champ rayonné par ces structures, suivie de l'utilisation de l'inversion NRW (Nicholson-Ross-Weir [53, 54] pour retrouver ϵ_{eff} et μ_{eff} à partir des paramètres S. Ces informations sur la transmission et la réflexion globales ne permettent pas une approche plus détaillée sur la nature du matériau étudié, et sont parfois difficiles à mettre en œuvre, donnant des solutions multiples à un jeu unique de paramètres S.

Les métamatériaux, de par leur nature périodique, sont les sujets désignés pour les méthodes d'homogénéisation. Les méthodes utilisées se fondent souvent sur les modèles dispersifs que nous avons évoqués précédemment (Sec.1.2.2). Belov et Simovski [55] proposent une généralisation de la formule de Clausius-Mossotti tout en discutant les limites de l'homogénéisation. Silveirinha préfère utiliser des équations intégrales [56] en partant de la polarisabilité de l'inclusion [57].

Avec les célèbres méthodes de "moyenne des champs" [58] et "sommation des champs" [59], les champs macroscopiques (dans le matériau homogénéisé) sont calculés en moyennant les champs électromagnétiques locaux issus de simulations ou de formules analytiques sur une cellule de symétrie. Ces méthodes sont particulièrement adaptées aux métamatériaux dont l'indice de réfraction a un gradient constant [60].

Une alternative mélangeant méthode asymptotique et spectrale est l'objet d'un vif intérêt dans le monde des mathématiques appliquées [61, 62]. La décomposition de Floquet-Bloch a été utilisée avec succès pour homogénéiser les équations de Maxwell [63] pourtant plus délicates que les équations elliptiques auxquelles elle est habituellement appliquée [64]. La difficulté a été levée en analysant les vecteur propres plutôt que le spectre, mais la conductivité et dispersion des structures étudiées n'ont pu être intégrées. La transformation de Floquet-Bloch a aussi été utilisée [22] pour obtenir une perméabilité effective

dépendant de la fréquence dans le cas d'un anneau fendu à conductivité connue. La modélisation ayant mené à ce résultat repose sur l'introduction d'un second petit paramètre, la largeur d'entrefer.

Nous nous proposons dans cette partie de calculer la perméabilité effective d'un réseau d'anneaux fendus. Contrairement aux paramètres effectifs obtenus par éclatement périodique, la dépendance fréquentielle est une caractéristique due à la résonance de l'anneau métallique fendu. Nous ne ferons aucune hypothèse sur le comportement fréquentiel du métal dont est constitué l'élément résonant. Nous fondons notre démarche sur la méthode de A. Bossavit[22, 21] que nous implémentons avec des éléments finis nodaux.

Dans le premier chapitre de cette partie, nous utiliserons la décomposition de Floquet-Bloch pour homogénéiser les équations de Maxwell. Cette technique s'avère décevante si on ne considère que la période de la structure comme petit paramètre. A partir de la formulation variationnelle qui intègre les pertes par effet Joule, nous sommes en mesure de donner une expression analytique de la perméabilité effective. L'utilisation de cette forme analytique s'avère grandement simplifiée dans le cas de structures bidimensionnelles.

Dans le second chapitre, nous discrétisons le modèle. Le troisième chapitre sera l'occasion d'analyser la cohérence des résultats à l'aune de simples lois physiques. Une première validation de cette méthode d'homogénéisation est obtenue dans le cas de structures bidimensionnelles.

Chapitre 1

Formulation théorique de la perméabilité effective

1.1 Position du problème

Considérons un réseau tridimensionnel infini d'anneaux fendus métalliques de conductivité σ immergés dans un diélectrique ayant pour paramètres constitutifs ϵ_r et μ_r .

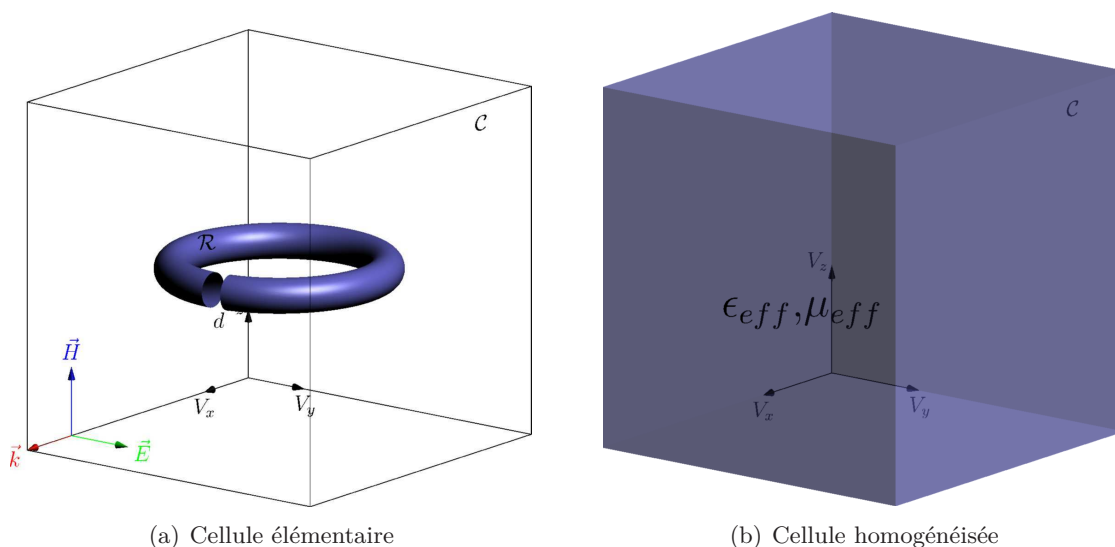


FIGURE 30 – La cellule élémentaire cubique \mathcal{C} , générée par les vecteurs orthonormaux $\{V_x, V_y, V_z\}$ (hypothèse d'orthotropie), contient un unique anneau métallique \mathcal{R} de section Σ et d'entrefer d . L'air qui entoure l'anneau est noté $\mathcal{A} = \mathcal{C} - \mathcal{R}$. La cellule équivalente homogène de paramètres constitutifs ϵ_{eff} et μ_{eff}

On considère que ce réseau est éclairé par une onde plane se propageant selon la direction V_x . Il réagit comme un matériau homogène pour peu que la longueur d'onde soit très supérieure aux dimensions des cellules élémentaires $a \ll \lambda$. Avec cette hypothèse d'homogénéisation, nous sommes non seulement en mesure d'attribuer une permittivité ϵ_{eff} et perméabilité μ_{eff} effectives à ce matériau, mais nous pouvons en plus considérer l'onde plane incidente comme deux champs électrique et magnétique $\{E\vec{V}_y, H\vec{V}_z\}e^{i\omega t}$ périodiques uniformes. En effet, les champs d'une onde plane se propageant dans la direction \vec{z} s'écrivent sous la forme $u(z, t) = u_0 e^{i(\omega t - kz)}$. Or, comme nous travaillons avec de grandes

longueurs d'ondes ($a \ll \lambda$), le champ électromagnétique moyen peut être développé au premier ordre à l'intérieur du matériau en $u(z, t) = u_0 e^{i\omega t}$.

Le champ magnétique périodique $H \vec{V}_z e^{i\omega t}$ induit un flux Φ dans l'anneau. Par ailleurs, le champ électrique $E \vec{V}_y e^{i\omega t}$ crée une force électromotrice $V = E/d$ dans la fente, assurant ainsi une continuité électrique. Le condensateur ainsi créé de capacité $C = \epsilon \Sigma / d$, autorise le courant induit $\mathcal{I} = i\omega CV$ à circuler dans l'anneau. On réalise que l'anneau fendu se comporte comme un résonateur LC dont les comportements inductif et capacitif sont reliés par la loi de Faraday : $i\omega \Phi + V = 0$. Ce comportement suppose que la conductivité de l'anneau est infinie, autrement, il réagirait comme un résonateur RLC. Toutefois, les pertes n'ayant que peu d'incidence sur la fréquence de résonance du circuit équivalent, nous les négligerons dans un premier temps.

Au sein de la cellule de symétrie, les champs électromagnétiques sont reliés par les équations de Maxwell et les relations constitutives locales. Notons que la définition de la permittivité $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r - i/(\sigma\omega)$ inclut la conductivité, nous permettant par la suite de prendre aisément en compte les pertes :

$$\begin{aligned} -i\omega d + \text{rot } h &= j && \text{Maxwell-Ampère} \\ i\omega b + \text{rot } e &= 0 && \text{Maxwell-Faraday} \\ \text{div } d &= q && \text{Maxwell-Gauss} \\ \text{div } b &= 0 && \text{Maxwell-Thomson} \\ d &= \epsilon e \quad b = \mu h && \text{Relations constitutives} \end{aligned} \quad (86)$$

Le problème \mathcal{P} que nous souhaitons résoudre consiste à trouver une relation linéaire $B = \mu_{eff} H$ entre les champs moyens sur la cellule $B = \langle b \rangle$ et $H = \langle h \rangle$. Par ailleurs, le processus d'homogénéisation doit conserver l'énergie, et donc l'énergie de la cellule homogénéisée devrait être égale à l'énergie du matériau étudié, ce qui se traduit par la relation suivante :

$$|\mathcal{C}| \mu_{eff} H.H = \int_{\mathcal{C}} (\mu |h^2| - \epsilon |e^2|) \quad (87)$$

Compte tenu des relations liant le flux induit et la force électromotrice, la formulation précédente peut être réécrite sous la forme :

$$|\mathcal{C}| \mu_{eff} H.H = \int_{\mathcal{C}} \mu |h^2| - \frac{I^2}{\omega^2 C} \quad (88)$$

A la résonance, le courant électrique traversant l'anneau devient très grand, et la perméabilité effective prend alors des valeurs négatives. Notre objectif est de calculer cette fréquence de résonance, et de déterminer une allure de la perméabilité effective. Notre méthode d'homogénéisation doit retranscrire le comportement physique de ce métamatériau, à savoir une perméabilité variant en fonction de la fréquence et prenant des valeurs négatives au delà de la résonance. Une étude similaire peut être menée sur la permittivité, que nous n'aborderons pas.

1.2 Homogénéisation par décomposition de Floquet-Bloch

1.2.1 Décomposition de Floquet-Bloch

Étant donnée la périodicité du métamatériau étudié, les paramètres électromagnétiques et le champ magnétique sont C-périodiques. Ainsi, pour tout vecteur τ dans le groupe de translations $\mathcal{T} = \{\sum_{i=1}^3 \tau_i V_i, \tau_i \in Z\}$, la perméabilité est invariante : $\mu(M + \tau) = \mu(M)$.

Le réseau de Bravais \mathcal{T} est un groupe de translations de \mathcal{V}^3 (isomorphe à \mathbb{Z}^3) vers lui-même. A la cellule élémentaire \mathcal{C} générée par les trois vecteurs $V_{1 \leq i \leq 3}$, on associe une cellule duale \mathcal{C}^* , en fait la zone de Brillouin, générée par les vecteurs W^i duaux de V_i , tels que $W^i V_j = 2\pi\delta_{ij}$. Les volumes de la cellule élémentaire et de sa duale sont reliés par $|\mathcal{C}||\mathcal{C}^*| = (2\pi)^3$.

L'homogénéisation des équations de Maxwell (Eq.86) nécessite l'utilisation du théorème de Floquet-Bloch. D'abord démontré par Floquet dans un cas monodimensionnel [65] avant d'être revu par Bloch [66], il permet de décomposer une fonction périodique φ sur un sous-groupe \mathcal{C}^* de V_3 . La preuve de ce théorème est fournie dans l'Annexe B.

Théorème 1.1. *Toute fonction $\varphi \in L^2(\mathbb{R}^3, \mathbb{C})$ peut être décomposée en :*

$$\varphi(x) = \int_{\mathcal{C}^*} e^{i\kappa \cdot x} \hat{\varphi}_\kappa(x) d\kappa \quad (89)$$

où les amplitudes de Bloch $\hat{\varphi}_\kappa(x)$ sont C-périodiques et se mettent sous la forme :

$$\hat{\varphi}_\kappa(x) = \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} \check{\varphi}(\kappa + \kappa_n) e^{i\kappa_n \cdot (x + x_n)} = \frac{|\mathcal{C}|}{(2\pi)^3} \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} \varphi(x + x_n) e^{-i\kappa \cdot (x + x_n)} \quad (90)$$

où $\check{\varphi}$ la transformée de Fourier de φ , κ le vecteur d'onde.

On utilise ce théorème en remplaçant les fonctions par leur transformée de Floquet-Bloch (90) dans les équations différentielles à résoudre. Une telle transformation modifiera aussi les opérateurs de dérivation spatiale $\frac{\partial}{\partial x}(e^{i\kappa \cdot x} \hat{\varphi}_\kappa(x)) = e^{i\kappa \cdot x} (\frac{\partial}{\partial x} + i\kappa) \hat{\varphi}_\kappa(x)$. Il faudra donc remplacer les opérateurs rotationnel et divergence par leurs nouvelles expressions $(\text{rot} + i\kappa \times)$ et $(\text{div} + i\kappa \cdot)$. Compte tenu de la C-périodicité des champs et des paramètres constitutifs, nous obtenons alors une famille de problèmes \mathcal{P}_κ du même type indexés par κ .

$$\begin{aligned} -i\omega \hat{d}_\kappa + (\text{rot} + i\kappa \times) \hat{h}_\kappa &= \hat{j}_\kappa \\ i\omega \hat{b}_\kappa + (\text{rot} + i\kappa \times) \hat{e}_\kappa &= 0 \\ (\text{div} + i\kappa \cdot) \hat{d}_\kappa &= \hat{q}_\kappa \quad (\text{div} + i\kappa \cdot) \hat{b}_\kappa = 0 \\ \hat{b}_\kappa &= \mu \hat{h}_\kappa \quad \hat{d}_\kappa = \epsilon \hat{e}_\kappa \end{aligned} \quad (91)$$

Il semble étrange de transformer une unique équation aux dérivées partielles définie sur tout l'espace, par une infinité d'équations dépendantes du vecteur d'onde et définies seulement sur la cellule élémentaire \mathcal{C} . Ceci aurait un intérêt manifeste pour les problèmes de diffusion où l'on ne s'intéresse qu'à un seul vecteur d'onde, mais ne fait apparemment que compliquer le calcul dans notre cas. Nous verrons que la procédure d'homogénéisation permettra de résoudre tous ces sous-problèmes simultanément.

1.2.2 Homogénéisation des équations de Maxwell

Pour effectuer le passage à la limite propre à la procédure d'homogénéisation, nous considérons une famille de réseaux de Bravais \mathcal{T}_α générés par les vecteurs $\{\alpha V_x, \alpha V_y, \alpha V_z\}$ et nous étudions leur comportement lorsque $\alpha \rightarrow 0$. La cellule élémentaire d'un tel réseau $\mathcal{C}_\alpha = \alpha \mathcal{C}$ a pour cellule duale $\mathcal{C}_\alpha^* = \alpha^{-1} \mathcal{C}^*$. La convergence faible des moyennes des fonctions \mathcal{C}_α -périodiques est assurée par le lemme [22] suivant :

Lemme 1.2. *Soit une famille de fonctions $\varphi^\alpha, \alpha \geq 0$ de carré intégrable.*

Si pour tout vecteur d'onde κ on a : $\langle \hat{\varphi}_\kappa^\alpha \rangle \rightarrow \hat{\varphi}_\kappa$ lorsque $\alpha \rightarrow 0$

alors la fonction φ^α converge faiblement vers φ .

L'objectif de l'homogénéisation étant justement de caractériser les champs en moyenne sur la cellule élémentaire, cette convergence faible suffit pour aboutir au cas limite souhaité. Pour ce faire, nous allons plonger le problème \mathcal{P}_κ à résoudre dans une suite de problèmes $\mathcal{P}_\kappa^\alpha$ indexés par α . Les paramètres et les champs électromagnétiques sont donc considérés \mathcal{C}^α -périodiques. Le problème \mathcal{P}_κ est inclus dans les problèmes $\mathcal{P}_\kappa^\alpha$ et obtenu lorsque $\alpha = 1$. Toutefois, pour un vecteur d'onde donné, les problèmes $\mathcal{P}_\kappa^\alpha$ ne sont plus comparables entre eux puisque la cellule étudiée n'est plus \mathcal{C} , mais \mathcal{C}^α . Appliquons dès lors une homothétie $h_\kappa^\alpha(\alpha x) = \hat{h}_\kappa^\alpha(\alpha x)$ aux champs pour les ramener à la cellule initiale \mathcal{C} (Fig.31). Les nouveaux opérateurs de différentiation utilisés ($\text{rot} + i\alpha\kappa \times$) et ($\text{div} + i\alpha\kappa \cdot$) se déduisent de la relation de mise à l'échelle.

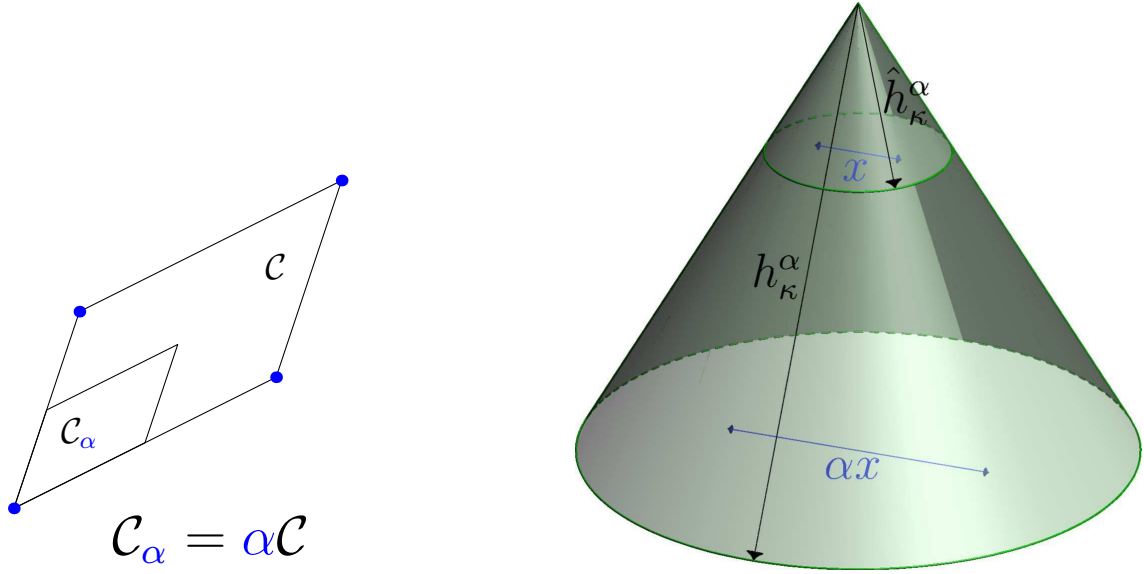


FIGURE 31 – Opération de mise à l'échelle

Les équations de Maxwell, après transformation de Floquet-Bloch et mise à l'échelle deviennent :

$$\begin{aligned}
 -i\omega\alpha d_\kappa^\alpha + (\text{rot} + i\kappa\alpha \times)h_\kappa^\alpha &= \alpha j_\kappa^\alpha \\
 i\omega\alpha b_\kappa^\alpha + (\text{rot} + i\alpha\kappa \times)e_\kappa^\alpha &= 0 \\
 (\text{div} + i\alpha\kappa \cdot)d_\kappa^\alpha &= \alpha q_\kappa^\alpha \quad (\text{div} + i\alpha\kappa \cdot)b_\kappa^\alpha = 0 \\
 b_\kappa^\alpha &= \mu h_\kappa^\alpha \quad d_\kappa^\alpha = \epsilon e_\kappa^\alpha
 \end{aligned} \tag{92}$$

Le passage à la limite $\alpha \rightarrow 0$ réduit la cellule \mathcal{C} à un point et étend sa zone de Brillouin à tout l'espace. Le lemme de convergence assure que les champs convergent vers les quantités liées par les équations homogénéisées :

$$\begin{aligned}
 -i\omega\hat{d}_\kappa + i\kappa \times \hat{h}_\kappa &= \alpha \hat{j}_\kappa \\
 i\omega\hat{b}_\kappa + i\kappa \times \hat{e}_\kappa &= 0 \\
 \text{div}\hat{b}_\kappa &= 0 \quad \text{rot}\hat{h}_\kappa = 0 \\
 \hat{b}_\kappa &= \mu_{eff}\hat{h}_\kappa \quad \hat{d}_\kappa = \epsilon_{eff}\hat{e}_\kappa
 \end{aligned} \tag{93}$$

Malheureusement, les paramètres effectifs trouvés ne dépendent pas de la fréquence. Le modèle équivalent ne s'applique donc pas dans ces conditions aux métamatériaux étudiés, ne pouvant reproduire les valeurs négatives prises par la perméabilité. La physique du

problème voudrait tout de même que l'on retrouve des paramètres effectifs dépendant de la fréquence.

1.3 Nécessité d'un second paramètre

1.3.1 Formulation variationnelle du problème homogénéisé

C'est le choix des problèmes \mathcal{P}_α dans lesquels nous immergeons \mathcal{P}_1 qu'il faut remettre en question. Ces problèmes ne sauraient être les mêmes que dans le cas statique et il faut explicitement tenir compte de la présence d'autres infiniment petits, telles l'épaisseur de peau et la largeur d'entrefer. Autrement, le cas limite $\alpha \rightarrow 0$ occulterait la présence de la fente, et donc la résonance recherchée. Il est donc nécessaire de considérer l'épaisseur de l'entrefer comme un deuxième infiniment petit $d \ll a \ll \lambda$ qui devient nul plus rapidement que la largeur de la cellule virtuelle.

Nous avons précédemment vu que l'anneau fendu se comporte comme un résonateur LC . La pulsation de résonance ω telle que $\omega^2 \sim LC^{-1}$ devrait être une constante de tous les problèmes \mathcal{P}_α dès lors que l'impédance et la capacité équivalente se comportent en $\sim \alpha$ lorsque la cellule virtuelle est contractée. Il suffit alors de s'arranger [22] pour que la capacité se comporte en $C \sim \alpha^{-1}$. Il s'ensuit un entrefer ayant une dépendance en $d \sim \alpha^3$. Les implications du choix particulier du problème \mathcal{P}^α sont discutées dans [21].

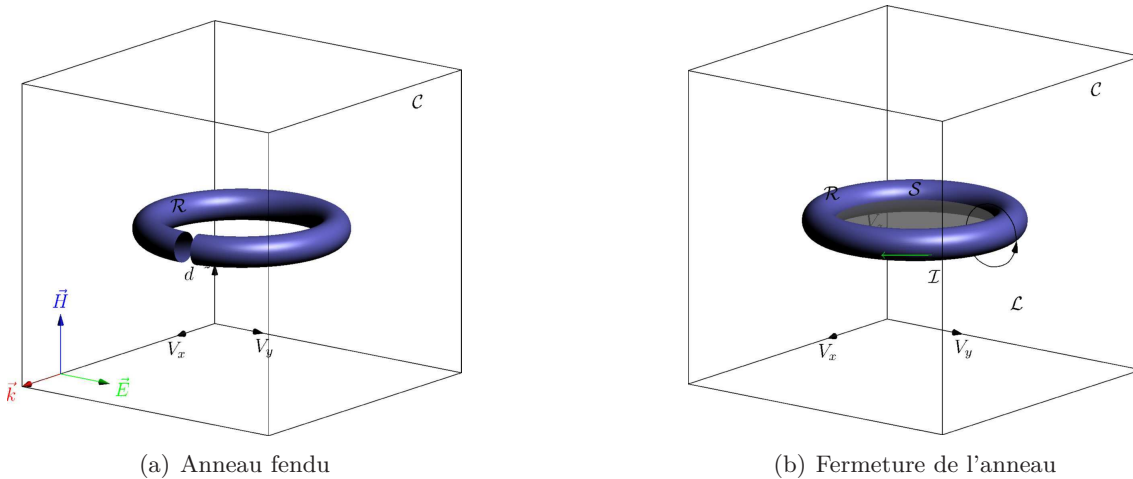


FIGURE 32 – Clôture de l'anneau et introduction de la coupure \mathcal{S}

Un travail de modélisation supplémentaire permet de simplifier encore le problème. L'entrefer étant très petit, on préfère clore l'anneau (Fig.32) et introduire une surface capacitive Σ . L'idée est de réduire le nombre de mailles nécessaires pour décrire la région de l'entrefer. S'ensuit une baisse notable du coût du calcul numérique¹. La nouvelle formulation faible des équations de Maxwell est [21] :

$$\int_{\mathcal{A}} i\omega h \cdot h' + \int_{\mathcal{A}} \frac{1}{i\omega\epsilon} (\text{rot } h - j) \cdot \text{rot } h' + \int_{\Sigma} \frac{d}{i\omega\epsilon} (\vec{n} \cdot \text{rot } h)(\vec{n} \cdot \text{rot } h') = 0 \quad (94)$$

Il suffit alors de plonger la formulation précédente dans les problèmes choisis \mathcal{P}^α :

1. La clôture de l'anneau élimine toute influence de la position de la fente sur les résultats. Dans le cas auquel nous nous intéressons, avec un seul anneau fendu par cellule élémentaire, une telle perte d'information est sans conséquences.

$$\int_{\mathcal{A}^\alpha} i\omega h^\alpha \cdot h' + \int_{\mathcal{A}^\alpha} \frac{1}{i\omega\epsilon} (\text{rot } h^\alpha - j) \cdot \text{rot } h' + \int_{\Sigma^\alpha} \frac{\alpha^3 d}{i\omega\epsilon} (\vec{n} \cdot \text{rot } h^\alpha) (\vec{n} \cdot \text{rot } h') = 0 \quad (95)$$

On applique la transformation de Bloch et la mise à l'échelle pour trouver finalement :

$$\begin{aligned} \alpha^3 \left(\int_{\mathcal{A}} i\omega h^\alpha \cdot h' + \int_{\Sigma} \frac{d}{i\omega\epsilon} (\vec{n} \cdot (\text{rot} + i\alpha\kappa) h^\alpha) \cdot (\vec{n} \cdot (\text{rot} + i\alpha\kappa) h') \right) \\ + \alpha \int_{\mathcal{A}} \frac{1}{i\omega\epsilon} ((\text{rot} + i\alpha\kappa) h^\alpha - \alpha j) \cdot (\text{rot} + i\alpha\kappa) h' = 0 \end{aligned} \quad (96)$$

Il apparaît donc que l'introduction du second terme en α^3 permet de maintenir un équilibre entre les effets inductifs et capacitifs, condition nécessaire pour la résonance du modèle homogénéisé. Le troisième terme en α dans l'équation (96) implique que le rotationnel du champ magnétique \vec{h} est nul dans \mathcal{A} . L'anneau étant un métal parfait, les champs y sont nuls, et l'égalité $\text{rot } h = 0$ est valable partout.

Ceci nous permet dès lors d'introduire un potentiel magnétique φ tel que $\vec{h} = \vec{\nabla}(\varphi)$. Ce potentiel magnétique est multivoque, subissant un saut à la traversée de la surface de coupure S . Selon la loi d'Ampère, la circulation du champ magnétique sur un contour entourant l'anneau devrait être égale au courant \mathcal{I} qui y est induit. Le saut de potentiel $[\varphi] = \mathcal{I}$ n'est donc autre que le courant \mathcal{I} .

$$\mathcal{I} = \int_{\mathcal{L}} h = \int_{\mathcal{L}} \nabla\varphi = \varphi_{s+} - \varphi_{s-} \quad (97)$$

Le passage à la limite $\alpha \rightarrow 0$ et l'utilisation du potentiel magnétique φ mène à la formulation variationnelle que nous utiliserons dans la résolution numérique :

$$i\omega \int_{\mathcal{A}} \mu \nabla\varphi \cdot \nabla\varphi' + \frac{1}{i\omega C} [\varphi][\varphi'] = i\omega \int_{\mathcal{A}} \mu \vec{H} \cdot \nabla\varphi' \quad \forall \varphi' \quad (98)$$

L'information sur la largeur d'entrefer est contenue dans la capacité $C = \epsilon\Sigma/d$. Reste à analyser toutes les conditions aux limites que doit vérifier le potentiel φ ainsi que les fonctions test φ' . Avant tout, le potentiel défini en tout point de la région \mathcal{A} est à valeurs réelles. L'énergie magnétique dans la cellule $\int_{\mathcal{A}} \mu |\nabla\varphi|^2$ devant être finie, le potentiel et le champ magnétique sont de carré intégrable. Nous travaillerons donc sur l'espace de Sobolev :

$$H^1(\mathcal{C} - \mathcal{S}) = \{\varphi \in L^2(\mathcal{C} - \mathcal{S}), \nabla\varphi \in L^2(\mathcal{C} - \mathcal{S})\} \quad (99)$$

La périodicité du réseau étudié implique que le champ magnétique h doit prendre les mêmes valeurs sur les faces opposées de la cellule élémentaire. Or, puisque $\vec{h} = \vec{\nabla}(\varphi)$, les différences de potentiel entre les faces opposées sont constantes. Ces valeurs sont connues par avance puisqu'elles correspondent à la circulation du champ magnétique exciteur H sur un chemin reliant deux faces en vis-à-vis. Notons $\Phi_H = \{\varphi, \varphi(x + V_i) - \varphi(x) = H \cdot V_i\}$ l'ensemble des potentiels vérifiant cette condition. Rien ne nous empêche par ailleurs de n'émettre aucune hypothèse sur la valeur de ces constantes et résoudre le système en les considérant comme des inconnues supplémentaires.

$$\Phi_p = \{\varphi \in H^1(\mathcal{C} - \mathcal{S}), \varphi(x + V_i) - \varphi(x) = C_i\} \quad (100)$$

Il est en revanche indispensable que le potentiel magnétique subisse un saut $[\varphi] = \mathcal{I}$ à la traversée de la surface de coupure \mathcal{S} , ce que l'on formalise en nous plaçant dans l'ensemble :

$$\Phi_{\mathcal{I}} = \{\varphi \in H^1(\mathcal{C}), \lim_{\xi \rightarrow 0} \varphi(x + \xi \vec{\mathcal{S}}) - \varphi(x - \xi \vec{\mathcal{S}}) = \mathcal{I}\} \quad (101)$$

Le champ magnétique est nul à l'intérieur de l'anneau, mais seule sa composante normale s'annule à sa surface $\partial\mathcal{R}$. La composante tangentielle $\partial\varphi/\partial\vec{n}$ est justement à l'origine des courants superficiels sur l'anneau. Ceux-ci donnent la valeur qu'il faut au courant induit \mathcal{I} pour s'opposer au flux de B .

La formulation variationnelle formalisée correctement devient :

$$\int_{\mathcal{A}} \mu \nabla \varphi \cdot \nabla \varphi' - \frac{1}{\omega^2 \mathcal{C}} [\varphi][\varphi'] = \int_{\mathcal{A}} \mu \vec{H} \cdot \nabla \varphi' \quad \forall \varphi' \in \Phi_{\mathcal{I}}^p = \Phi_p \cap \Phi_{\mathcal{I}} \quad (102)$$

En choisissant $\varphi' = \varphi$ dans (Eq.102), on a :

$$\int_{\mathcal{A}} \mu \nabla \varphi^2 - \frac{1}{C\omega^2} \mathcal{I}^2 = \vec{H} \cdot \int_{\mathcal{A}} \mu \nabla \varphi \quad (103)$$

Or, la perméabilité effective est définie comme le coefficient liant linéairement l'induction macroscopique $B = \int_{\mathcal{C}} b/|\mathcal{C}|$ au champ H . On retrouve donc l'expression de l'énergie (Eq.88) déterminée par des arguments purement physiques, et qui traduit simplement le fait que la procédure d'homogénéisation doit conserver l'énergie moyenne sur la cellule élémentaire :

$$|\mathcal{C}| H \mu_{eff} H = \int_{\mathcal{A}} \mu |\nabla \varphi|^2 - \frac{1}{C\omega^2} \mathcal{I}^2 \quad (104)$$

La perméabilité effective obtenue est une matrice 3x3. La symétrie de la cellule élémentaire amène à une matrice de perméabilité diagonale $\mu_{eff} = \text{diag}(\mu_{xx}, \mu_{yy}, \mu_{zz})$ dans la base orthonormale $\{V_x, V_y, V_z\}$. Il suffit de calculer la perméabilité selon les trois axes pour définir complètement le matériau équivalent :

$$|\mathcal{C}| \mu_{eff}^{ii} = \int_{\mathcal{A}} \mu |\nabla \varphi_i|^2 - \frac{1}{C\omega^2} \mathcal{I}^2 \quad (105)$$

1.3.2 Introduction des pertes par effet Joule

La prise en compte des pertes par effet Joule se fait très aisément. Il est néanmoins nécessaire que l'on conserve des champs électromagnétiques nuls à l'intérieur de l'anneau, ce qui exclut une modélisation sur toute l'épaisseur de peau. Tout comme ce fut le cas avec la surface capacitive Σ , nous considérerons une surface résistive $\partial\mathcal{R}$ caractérisée par une épaisseur de peau δ . Il suffit d'ajouter une impédance surfacique à la formulation variationnelle initiale :

$$\int_{\mathcal{A}} i\omega h \cdot h' + \int_{\partial\mathcal{R}} \frac{1+i}{\sigma\delta} h \cdot h' + \int_{\mathcal{A}} \frac{1}{i\omega\epsilon} (\text{roth} - j) \cdot \text{roth}' + \int_{\Sigma} \frac{d}{i\omega\epsilon} (\vec{n} \cdot \text{roth}) (\vec{n} \cdot \text{roth}') = 0 \quad (106)$$

La procédure jusqu'à l'obtention de l'équation à résoudre est la même, il vient :

$$\int_{\mathcal{A}} \mu \nabla \varphi \cdot \nabla \varphi' + \int_{\partial\mathcal{R}} \frac{1-i}{\sigma\omega\delta} \nabla_S \varphi \cdot \nabla_S \varphi' - \frac{1}{C\omega^2} [\varphi][\varphi'] = \int_{\mathcal{A}} \mu \vec{H} \cdot \nabla \varphi' \quad (107)$$

Le potentiel magnétique est à présent à valeurs complexes. Il convient de choisir $\varphi' = \bar{\varphi}$ pour obtenir l'expression de la perméabilité effective complexe.

$$|\mathcal{C}|H\bar{\mu}_{eff}\bar{H} = \int_{\mathcal{A}} \mu |\nabla\varphi|^2 + \int_{\partial\mathcal{R}} \frac{1-i}{\sigma\omega\delta} |\nabla_S\varphi|^2 - \frac{1}{C\omega^2} I^2 \quad (108)$$

La partie imaginaire est clairement négative, tandis que la partie réelle devient négative lorsque les effets capacitifs l'emportent sur l'énergie magnétique de la cellule. La validité de cette formulation plus générale est limitée dans les hautes fréquences par les courants de déplacement (non modélisés), et dans les basses fréquences par la croissance en $\omega^{-1/2}$ de l'épaisseur de peau. Cette dernière doit rester négligeable rapportée à l'entrefer d .

1.4 Vers des formulations analytiques

1.4.1 Fréquence de résonance analytique

Au lieu de résoudre le problème directement sur l'espace $\Phi_{\mathcal{I}}^H$, nous décomposons l'équation en deux sous-problèmes pour lesquels le champ extérieur H et le courant induit \mathcal{I} seront fixés. Le premier scénario consiste à considérer un champ $H = V_z$ et l'ensemble des potentiels φ_H périodiques dont le saut à travers \mathcal{S} est nul. Dans le deuxième scénario le potentiel $\varphi_{\mathcal{I}}$ est obtenu lorsque seul le courant est imposé, égal à l'unité, tandis que le champ magnétique excitateur est nul.

La matrice des inductances est définie positive :

$$L = \begin{bmatrix} \int_{\mathcal{A}} \mu |\nabla\varphi_H|^2 & \int_{\mathcal{A}} \mu |\nabla\varphi_H| |\nabla\varphi_{\mathcal{I}}| \\ \int_{\mathcal{A}} \mu |\nabla\varphi_H| |\nabla\varphi_{\mathcal{I}}| & \int_{\mathcal{A}} \mu |\nabla\varphi_{\mathcal{I}}|^2 \end{bmatrix} \quad (109)$$

Par linéarité, le potentiel $\varphi_{\mathcal{I}}^H = H\varphi_H + \mathcal{I}\varphi_{\mathcal{I}}$ pour lequel on résout le problème complet est une combinaison linéaire des potentiels trouvés précédemment.

$$\int_{\mathcal{A}} \mu |\nabla(H\varphi_H + \mathcal{I}\varphi_{\mathcal{I}})|^2 = L_{11}H^2 + 2L_{12}\mathcal{I} + (L_{22} - (\omega^2 C)^{-1})\mathcal{I}^2 \quad (110)$$

S'ensuivent les expressions du courant induit et de la perméabilité :

$$\mathcal{I} = \frac{-L_{12}}{L_{22} - (\omega^2 C)^{-1}} \quad (111)$$

$$\mu_{eff}(\omega) = \frac{L_{11} \left(\frac{\omega}{\omega_2} \right)^2 - 1}{|\mathcal{C}| \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right)^2 - 1} \quad (112)$$

La perméabilité croît à partir de sa limite en basse fréquence $\mu_{eff}(0) = L_{11}/|\mathcal{C}|$, devient infinie à la fréquence de résonance $\omega_1 = \sqrt{L_{22}C}$, est ensuite négative et ne redevient positive qu'à la fréquence :

$$\omega_2 = \sqrt{L_{22}C \left(1 - \frac{L_{12}L_{21}}{L_{11}L_{22}} \right)} \quad (113)$$

1.4.2 Cas des structures bidimensionnelles

Dans le cas des structures bidimensionnelles (Fig.1.33(a)), il est possible de calculer explicitement la matrice d'inductances (109). L'anneau sépare la cellule élémentaire en deux régions, A_1 et A_2 , au sein desquelles on suppose que le champ magnétique est constant et prend respectivement les valeurs h_1 et h_2 .

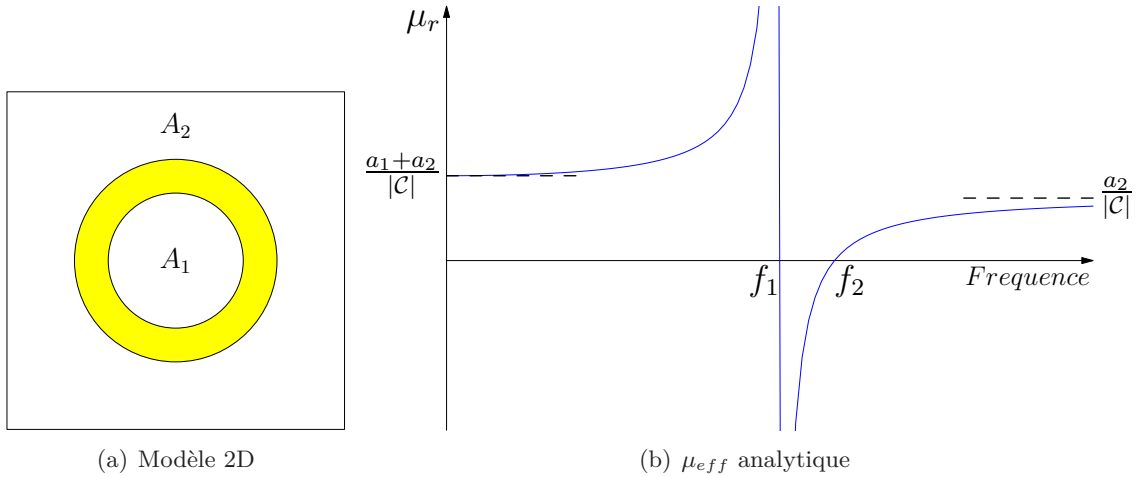


FIGURE 33 – Cellule élémentaire et perméabilité effective d'un réseau plan

Le théorème de Faraday relie le flux à travers l'anneau à la force électromotrice créée dans l'entrefer $i\omega\Phi + V = 0$, tandis que le théorème d'Ampère donne sur le courant induit dans l'anneau $\mathcal{I} = h_1 - h_2$.

Le flux du champ magnétique à travers la surface de coupure S, ici confondue avec la région A_1 , est $\Phi = \mu h_1 a_1$. D'autre part, l'entrefer se comportant comme un condensateur, on obtient une relation entre le potentiel $V = \frac{\mathcal{I}}{i\omega C}$ et le courant \mathcal{I} .

Il ne faut plus qu'une seule équation pour pouvoir résoudre le problème. Elle est obtenue en calculant le flux du champ à travers la cellule élémentaire. Ce dernier doit nécessairement être le même pour la cellule étudiée et homogénéisée :

$$|\mathcal{C}|B = \mu (ah_1 + a'h_2) \quad (114)$$

En substituant ce qui précède dans l'équation de Faraday, on trouve :

$$\mu_{eff} = \mu \frac{a_1 + a_2}{|\mathcal{C}|} \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_2}\right)^2 - 1}{\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2 - 1} \quad (115)$$

La perméabilité s'écrit sous la forme d'une loi polaritonique. Elle est négative entre $\omega a_1 = (\mu C a_1)^{-1/2}$ et $\omega_2 = \sqrt{1 + a_1/a_2} \omega_1$. Aux basses et hautes fréquences, la perméabilité effective tend respectivement vers $\mu_{eff}(0) = \mu(a_1 + a_2)/|\mathcal{C}|$ et $\mu_{eff}(\infty) = \mu a_2/|\mathcal{C}|$. Le réseau est donc globalement diamagnétique puisque $\mu_{eff} \leq \mu_0$. Un résultat prévisible étant donné que l'anneau agit comme un obstacle pour le flux magnétique, ce dernier est alors plus faible que ce qu'il aurait été dans une boîte vide.

1.5 Conclusion

Nous nous sommes penchés dans ce chapitre sur l'homogénéisation des métamatériaux à base d'anneaux fendus. Nous avons montré que la seule hypothèse d'une petite période devant la longueur d'onde ne suffit pas pour l'homogénéisation dynamique des réseaux d'anneaux fendus. Nous avons introduit un second petit paramètre, la largeur de fente, qui en demeurant petit devant la période, maintient le caractère résonnant de l'anneau. Nous avons obtenu une formulation variationnelle, que nous avons pu résoudre analytiquement

dans un mettrons en œuvre la méthode des éléments finis afin de résoudre le problème sur une cellule élémentaire, et montrerons comment la coupure S et la périodicité sont prises en compte.

Chapitre 2

Discrétisation du problème

On souhaite résoudre la formulation faible obtenue dans le chapitre précédent. La résolution analytique n'étant possible que pour des géométries bidimensionnelles, et en émettant de surcroît des hypothèses simplificatrices, il est nécessaire de discrétiser le problème afin de le simuler numériquement.

2.1 Maillage du modèle

La cellule élémentaire est maillée à l'aide d'éléments tétraédriques. Le maillage non structuré prend en compte des conditions de périodicité sur les faces de la cellule unitaire. La géométrie se compose systématiquement d'un cube unitaire, d'un anneau fermé dont le centre est confondu avec celui du cube, et d'une surface de coupe orientée de la même manière que lui (Fig.34).

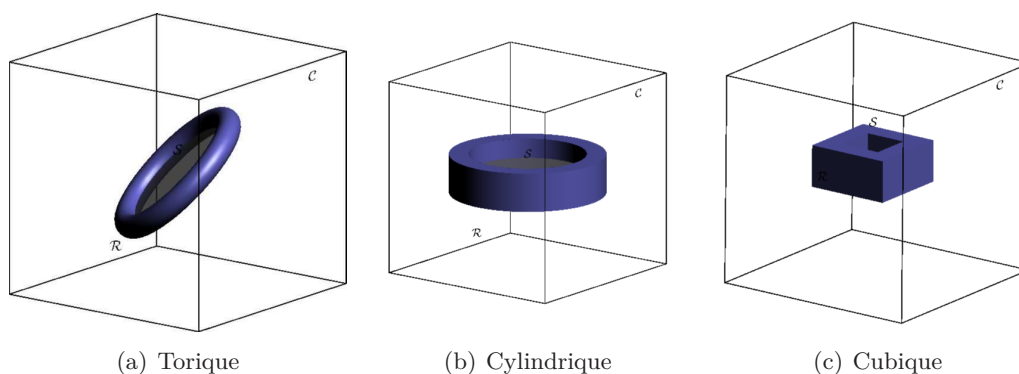


FIGURE 34 – Géométries des modèles simulés : un anneau fermé et une surface de coupe dans une cellule unitaire

Un traitement spécifique du maillage est requis lorsque la hauteur d'un anneau cubique ou cylindrique coïncide avec celle de la cellule élémentaire. La réalisation d'une telle structure tridimensionnelle permet de se ramener lors des simulations à un cas bidimensionnel.

Seules la région \mathcal{A} et la frontière de l'anneau $\partial\mathcal{R}$ sont maillées. Le champ magnétique étant nul à l'intérieur de l'anneau \mathcal{R} , il est inutile de discrétiser ce dernier. Par ailleurs, on constate que la fermeture de l'anneau permet de réduire le nombre de mailles utilisées. Une centaine de milliers de mailles peuvent être nécessaires à la modélisation d'un entrefer fin, tandis que l'on n'a guère besoin que d'un millier d'éléments pour discrétiser le reste de la cellule.

On considère lors de la réalisation de la géométrie que l'arête de la cellule de symétrie est de longueur 1. Une opération de mise à l'échelle est un prérequis préalable à la réalisation de structures aux dimensions connues. Les dimensions réelles de la cellule élémentaire ne sont définies que lors de la simulation, une homothétie est alors appliquée aux coordonnées des nœuds du maillage pour revenir aux dimensions réelles souhaitées.

Une fois la géométrie créée et maillée, les coordonnées des sommets des tétraèdres et la matrice de connectivité des éléments sur les noeuds sont exportées sous la forme d'un fichier texte.

2.2 Simulation d'une boîte vide avec conditions périodiques

Nous simulons dans cette partie en régime harmonique la perméabilité effective et la distribution du champ à l'intérieur d'une boîte vide immergée dans un champ uniforme \vec{H} . Les résultats sont aussi bien une validation préliminaire de notre code qu'une présentation de la manière dont la périodicité de la structure est gérée lors de la simulation.

On a $\text{div}(\mu\nabla\varphi) = 0$. La formulation variationnelle se réduit à :

$$\int_C \mu \vec{\nabla}\varphi \cdot \vec{\nabla}\varphi' = \int_C \mu \vec{H} \cdot \vec{\nabla}\varphi' \quad \forall \varphi' \in \Phi_0^H \quad (116)$$

Le potentiel magnétique étant une inconnue scalaire définie en tout point, nous aurons recours aux éléments finis nodaux. En appliquant la méthode de discrétisation par éléments finis (3.2.1), on aboutit au système matriciel suivant :

$$\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \int_C \mu \vec{\nabla}\lambda_i \cdot \vec{\nabla}\lambda_j & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cdot \\ \varphi_i \\ \cdot \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cdot \\ \int_C \mu \vec{H} \cdot \vec{\nabla}\lambda_i \\ \cdot \end{pmatrix} \quad (117)$$

L'inconnue φ_i , valeur du potentiel magnétique au noeud \mathcal{N}^i , est la $i^{\text{ème}}$ des composantes du vecteur solution φ . Ce vecteur est par ailleurs soumis à un ensemble de contraintes périodiques :

$$\forall i \quad \begin{cases} \varphi_{x+V_x}^i - \varphi_x^i = C_x \\ \varphi_{y+V_y}^i - \varphi_y^i = C_y \\ \varphi_{z+V_z}^i - \varphi_z^i = C_z \end{cases} \quad (118)$$

Il est donc nécessaire de détecter les correspondances des noeuds du maillage. Les sommets et les nœuds sur les arrêtes pouvant êtres associés à différentes faces, nous choisissons de traiter prioritairement les correspondances dans la direction V_x , ensuite celles selon V_y , avant de détecter finalement la périodicité selon V_z .

Des différences de potentiel constantes C_x , C_y et C_z lient les faces opposées de la boîte cubique. Le système à résoudre est donc :

$$\begin{aligned} & M\varphi = L \\ \text{trouver } \varphi \text{ tel que : } & \begin{cases} \varphi_{x+V_x}^i - \varphi_x^i = C_x \\ \varphi_{y+V_y}^i - \varphi_y^i = C_y \\ \varphi_{z+V_z}^i - \varphi_z^i = C_z \end{cases} \end{aligned} \quad (119)$$

Pour faciliter la résolution de ce problème en se ramenant au cas simple de l'Annexe C, il est nécessaire de réordonner les noeuds. Les noeuds n'appartenant pas aux bords sont numérotés en premier et sont suivis par les noeuds situés sur les faces $x = 0$, $y = 0$ et $z = 0$. Enfin arrivent les noeuds sur les faces $x = a$, $y = a$ et $z = a$ de la cellule élémentaire.

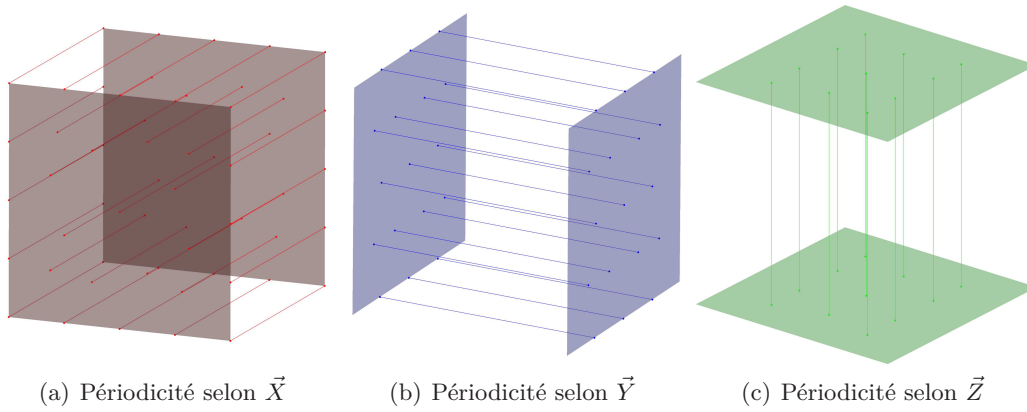


FIGURE 35 – Correspondances des noeuds situés sur les faces opposées de la cellule de symétrie

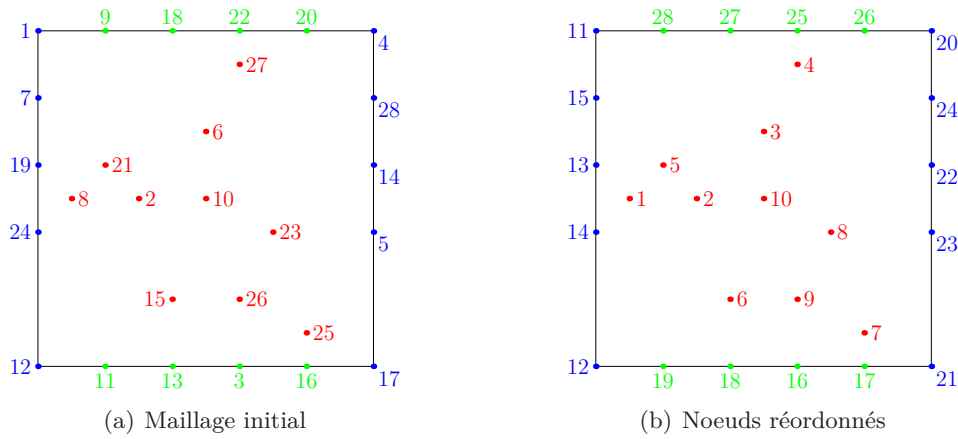


FIGURE 36 – Changement de l'ordre des noeuds

Il est à noter que les noeuds sur les bords sont eux mêmes numérotés de manière que leurs correspondants se succèdent dans le même ordre :

$$\begin{aligned}\mathcal{N}_i^{x+V_x} &= \mathcal{N}_i^x + a\vec{V}_x \\ \mathcal{N}_i^{y+V_y} &= \mathcal{N}_i^y + a\vec{V}_y \\ \mathcal{N}_i^{z+V_z} &= \mathcal{N}_i^z + a\vec{V}_z\end{aligned}\quad (120)$$

Le vecteur solution se décompose ainsi en 7 blocs d'inconnues :

$$\varphi = \{\varphi_r, \varphi_{x=0}, \varphi_{y=0}, \varphi_{z=0}, \varphi_{x=a}, \varphi_{y=a}, \varphi_{z=a}\} \quad (121)$$

La matrice de rigidité $M_{7 \times 7} = (M_{ij})$ ainsi que le second membre $L_{7 \times 1} = (L_i)$ doivent être décomposés en autant de blocs. Le système après transformation et intégration des contraintes est équivalent à l'équation matricielle $M^c \varphi^c = L^c$ dont les nouvelles inconnues sont arrangées par blocs dans $\varphi = \{\varphi_r, \varphi_{x=0}, \varphi_{y=0}, \varphi_{z=0}, [C_x], [C_y], [C_z]\}$. Les vecteurs $[C_i]$ ont pour composantes C_i et ont la même taille que $\varphi_{i=0}$.

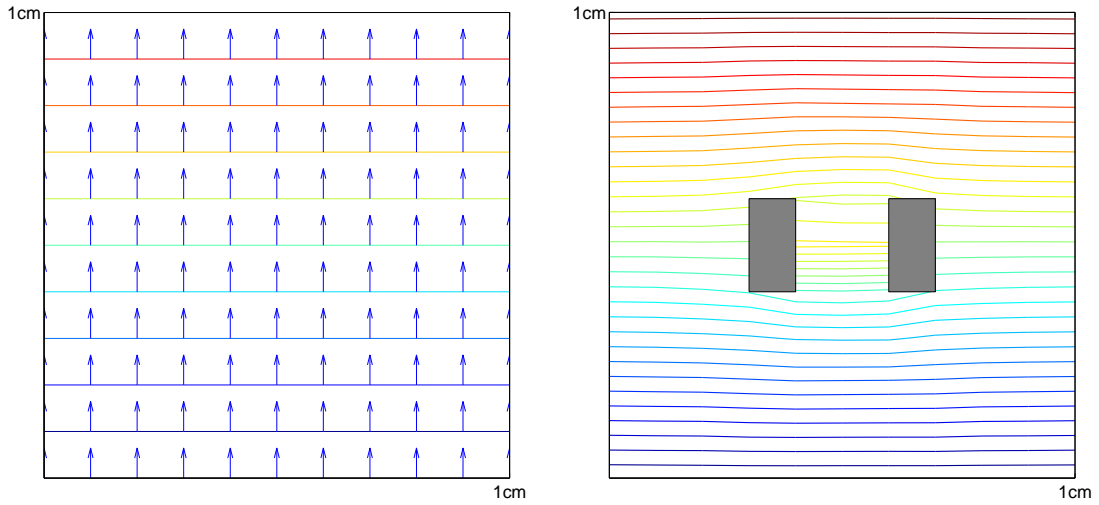
Nous aurions pu par ailleurs fixer les valeurs des trois constantes égales à la circulation du champ magnétique dans la direction correspondante et simplifier le système en conséquence. En considérant ces constantes comme inconnues, nous avons un moyen simple de valider en partie notre code.

Une fois le système résolu, nous accédons à la perméabilité effective par la relation :

$$\mu_{eff}^{zz} = \frac{1}{|\mathcal{C}|} \int_{\mathcal{A}} \mu |\nabla \varphi|^2 \quad (122)$$

Pour une boîte vide, les régions \mathcal{A} et \mathcal{C} sont confondues, et on obtient les résultats escomptés, à savoir une perméabilité $\mu_{eff} = \mu_0$.

La méthode de résolution utilisée demeure valable lorsqu'on place un anneau isolant ($\mathcal{I} = 0$) dans la boîte vide. La simulation donne aussi une perméabilité équivalente indépendante de la fréquence, mais inférieure à μ_0 . L'anneau faisant obstacle au flux du champ magnétique, la valeur de ce flux est inférieure à celle dans une boîte vide. Les équipotentielles sont parallèles, et perpendiculaires au champ externe H



(a) Équipotentielle dans une cellule unitaire vide (b) Équipotentielle dans une cellule contenant un anneau de section carrée (en gris)

FIGURE 37 – Équipotentielle en l'absence de courant induit

Nous sommes donc en mesure de simuler correctement une boîte contenant un anneau non résonant et de retrouver les valeurs correctes des constantes de périodicité C_x , C_y et C_z .

2.3 Prise en compte du potentiel multivoque

2.3.1 Problème discrétisé sans pertes

Nous incluons à présent une surface de coupure \mathcal{S} , limitée par le domaine intérieur de l'anneau. Le logiciel de maillage *Comsol* place un certain nombre de points N_s sur cette surface. Ces derniers sont sommets des tétraèdres situés au-dessus et au-dessous de \mathcal{S} . Pour introduire un saut de potentiel au travers de cette surface de coupure, nous choisissons de créer deux séries de noeuds, N_{s+} et N_{s-} . Ces noeuds, bien qu'ayant les mêmes coordonnées que les noeuds N_s , sont supposés avoir respectivement des potentiels φ_{s+} et φ_{s-} , dont la différence $\varphi_{s+} - \varphi_{s-} = \mathcal{I}$ doit évaluer le courant induit dans l'anneau. En revanche, les noeuds N_{s+} et N_{s-} ne peuvent rester attachés à tous les tétraèdres dont un noeud N_s était le sommet. Afin de marquer la coupure \mathcal{S} , les noeuds N_{s-} deviennent des sommets

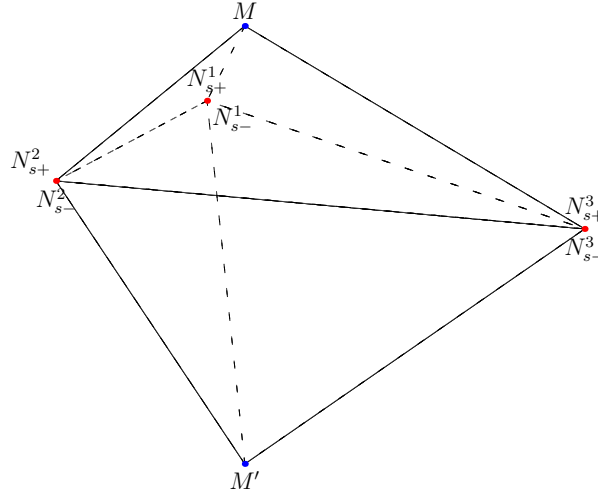


FIGURE 38 – Dédoublment des noeuds de la surface de coupure

des tétraèdres \mathcal{T}^- situés sous la surface de coupure. Alors que les points N_{s+} deviennent des sommets des tétraèdres \mathcal{T}^+ situés au-dessus de \mathcal{S} .

La forme discrétisée à résoudre intègre à présent le courant induit dans l'anneau :

$$\sum_j \int_{\mathcal{A}} \mu \vec{\nabla} \lambda_i \vec{\nabla} \lambda_j - \frac{1}{C\omega^2} \lambda_{\mathcal{I}} \lambda'_{\mathcal{I}} = \int_{\mathcal{A}} \mu \vec{H} \cdot \vec{\nabla} \lambda_i \quad (123)$$

avec $\lambda_{\mathcal{I}}$ le degré de liberté associé au courant \mathcal{I} . Les potentiels de tous les noeuds N_{s+} , et leurs correspondants N_{s-} ont une différence constante :

$$\forall i \in N_{s+}, \varphi_{s+}^i - \varphi_{s-}^i = \mathcal{I} \quad (124)$$

Nous allons vers une même décomposition en blocs que celle envisagée pour une boîte vide. Le nouveau vecteur solution décompose la matrice de rigidité et le second membre cette fois-ci en 9 blocs. Les tailles de ces blocs sont définies par le nombre de noeuds dans chaque catégorie de points. Par exemple, si la face $x = 0$ est maillée avec $\mathcal{N}_{x=0}$ points, l'inconnue $\varphi_{x=0}$ et $\varphi_{x=a}$ sont de dimensions $\mathcal{N}_{x=0}$. Il est d'ailleurs important de vérifier systématiquement que les vecteurs de points correspondants sont de même taille.

Nous constatons que seul le premier terme de la forme discrétisée (Eq.123) est retenu lors de la création du système linéaire. L'intervention du terme exotique associé au courant induit n'aura lieu qu'après transformation de l'équation à résoudre (Fig.40).

Cette transformation consiste en fait à replier la matrice sur elle-même. Les lignes 6–9 sont ajoutées aux lignes 2–5, et ensuite les colonnes 6–9 du système obtenu sont ajoutés aux colonnes 2–5. Ceci fournit une matrice de 5x5 blocs. Enfin, pour conserver une cohérence dimensionnelle, nous sommes respectivement sur les lignes ou les colonnes blocs 6–9 initiaux que nous concaténons ensuite à la matrice transformée 5x5 pour obtenir la matrice de rigidité symétrique transformée \tilde{M} . Une opération similaire de repliement est appliquée au second membre et donne \tilde{L} .

Reste à introduire le terme exotique donnant un caractère résonnant au modèle. Il faut retrancher le terme $(\omega^2 C)^{-1}$ de $\tilde{M}_{\mathcal{I}, \mathcal{I}}$, et ajouter le flux $\vec{S} \cdot \vec{H}$ du champ magnétique à travers la surface \mathcal{S} à la composante $\tilde{L}_{\mathcal{I}}$ du second membre.

Les valeurs des potentiels $\{\varphi_{s-}, \varphi_{x=a}, \varphi_{y=a}, \varphi_{z=a}\}$ sont calculées après résolution du système linéaire à partir des potentiels $\{\varphi_{s+}, \varphi_{x=0}, \varphi_{y=0}, \varphi_{z=0}\}$ et des constantes C_x, C_y, C_z et \mathcal{I} .

		colonne j			
		N_r N_{s+} $N_{x=0}$ $N_{y=0}$ $N_{z=0}$ N_{s-} $N_{x=a}$ $N_{y=a}$ $N_{z=a}$			
N_r { N_{s+} { $N_{x=0}$ { $N_{y=0}$ { $N_{z=0}$ { N_{s-} { $N_{x=a}$ { $N_{y=a}$ { $N_{z=a}$ { 	$M_{i,j} = \int_{\mathcal{A}} \mu \vec{\nabla} \lambda_i \cdot \vec{\nabla} \lambda_j$	φ_r φ_{s+} $\varphi_{x=0}$ $\varphi_{y=0}$ $\varphi_{z=0}$ φ_{s-} $\varphi_{x=a}$ $\varphi_{y=a}$ $\varphi_{z=a}$	=	$L_i = \int_{\mathcal{A}} \mu \vec{H} \cdot \vec{\nabla} \lambda_i$	
ligne i					

FIGURE 39 – Décomposition du système $M\varphi = L$ en 9x9 blocs

	1x4	1x4		
M_{11}	$M_{k1} + M_{(i+4),1}$	$\sum_j M_{1,j}$	φ_r	L_1
	<div style="text-align: center;">4x4</div> $M_{i,j} + M_{(i+4),(j+4)}$ $+ M_{(i+4),j} + M_{i,(j+4)}$	<div style="text-align: center;">4x4</div> $\sum_j M_{i,j} + M_{i,(j+4)}$	φ_{s+}	$L_2 + L_6$
			$\varphi_{x=0}$	$L_3 + L_7$
			$\varphi_{y=0}$	= $L_4 + L_8$
			$\varphi_{z=0}$	$L_5 + L_9$
		<div style="text-align: center;">4x4</div> $\sum_i \sum_j M_{6,6} - \frac{1}{C\omega^2}$ $\sum_i \sum_j M_{i,j}$	\mathcal{I}	$\sum_i L_6^i + \vec{S} \cdot \vec{H}$
			C_x	$\sum_i L_7^i$
			C_y	$\sum_i L_8^i$
			C_z	$\sum_i L_9^i$

FIGURE 40 – Transformation du système linéaire en y intégrant les contraintes. Les sommes \sum_i et \sum_j consistent à sommer respectivement les lignes ou colonnes d'un bloc. Des blocs de même couleur sont les transposés l'un de l'autre

A partir de là, le calcul de la perméabilité effective à l'aide de l'équation (104) ne pose plus aucun problème.

2.3.2 Problème discrétisé avec pertes

L'intégration des pertes nécessite d'avoir des informations sur les faces triangulaires maillant la surface de l'anneau. En effet, le second terme dans le système (107) est une intégrale portant sur la surface de l'anneau $\partial\mathcal{R}$ et nécessitant le calcul du gradient surfacique des fonctions élémentaires λ . Il faut se ramener au repère local de la maille traitée pour calculer ce gradient en deux dimensions, avant d'intégrer les valeurs à la matrice de rigidité globale. Ce processus intervient avant la transformation du système en vue d'intégrer les contraintes.

Si le potentiel est à valeurs complexes, il en va de même de la matrice de rigidité. Cette dernière, et ses blocs qui composent sa partie triangulaire supérieure, sont hermitiens ${}^tM_{ij} = \bar{M}_{ij}$. La connaissance du gradient surfacique renseigne sur la composante parallèle du champ magnétique sur l'anneau, qui n'est autre (à un quart de tour près) que le courant superficiel.

2.4 Conclusion

Nous avons discrétisé dans ce chapitre la forme variationnelle donnant le potentiel magnétique. La résolution du système linéaire correspondant nécessite sa transformation préalable. Outre la réorganisation des noeuds, le saut de potentiel est pris en considération par un dédoublement des noeuds appartenant à la surface \mathcal{S} . Les valeurs du potentiel magnétique en tout point du maillage permettent de calculer la perméabilité effective dépendant de la fréquence. Nous détaillons dans les chapitre suivant les résultats obtenus.

Chapitre 3

Simulation d'un réseau anneaux fendus

3.1 Structure du programme

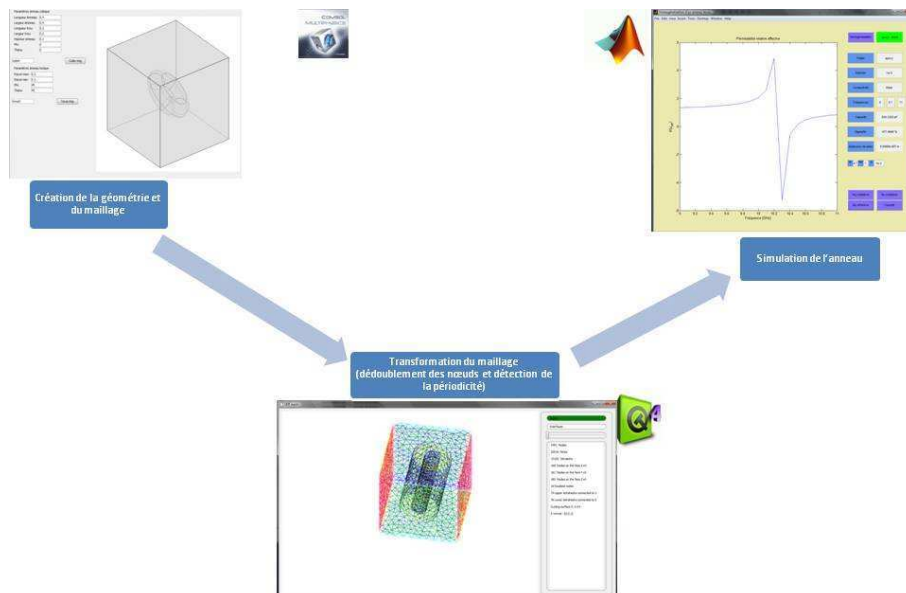


FIGURE 41 – Structure du logiciel de simulation

Les modèles de cellules élémentaires que nous simulons passent nécessairement par trois étapes.

1. En premier lieu, un maillage initial périodique de la géométrie est créé sous *Comsol script*. Ce logiciel a été choisi parce qu'il permet d'écrire avec un langage très proche de *Matlab* des scripts automatisant la création des modèles, leur maillage avec une finesse s'étalant sur une échelle de 1 à 9, et leur simulation éventuelle avec des bibliothèques de calcul par éléments finis.
2. Les informations ainsi générées sont lues par un programme implémenté en *QT4*, un ensemble de bibliothèques avancées du *C++*, qui permet de dédoubler les noeuds sur la coupure, détecter les périodicités, réordonner les noeuds, et enfin générer les informations des faces triangulaires constituant la surface de l'anneau. Le choix de *QT4* permet l'accès à la grande vitesse d'exécution propre au langage *C++*, ce qui

est préférable pour traiter rapidement des maillages volumineux. Les fonctionnalités implémentées permettent entre autres de visualiser les noeuds dédoublés ainsi que les tétraèdres \mathcal{T}^+ et \mathcal{T}^- dont ils sont des sommets.

3. Une dernière programme sous *Matlab* simule enfin le modèle transformé. Nous n'avons pas préalablement fixé la taille de la cellule élémentaire, ce qui nous autorise à simuler un même domaine pour diverses valeurs de la période sans qu'il soit nécessaire de créer un autre maillage. Il suffit alors de rentrer cette information, ainsi que les paramètres électromagnétiques du milieu hôte, la conductivité de l'anneau, et la largeur d'entrefer pour pouvoir simuler le réseau. *Matlab* a été choisi car il rend aisée la manipulation des matrices par blocs, et surtout le travail avec des matrices creuses de grandes tailles (*sparse*). Nous choisissons de recourir à ces dernières afin d'optimiser la mémoire nécessaire et réduire le temps de calcul car le profil de la matrice de rigidité (Fig.42) indique que la plupart de ses coefficients sont nuls.

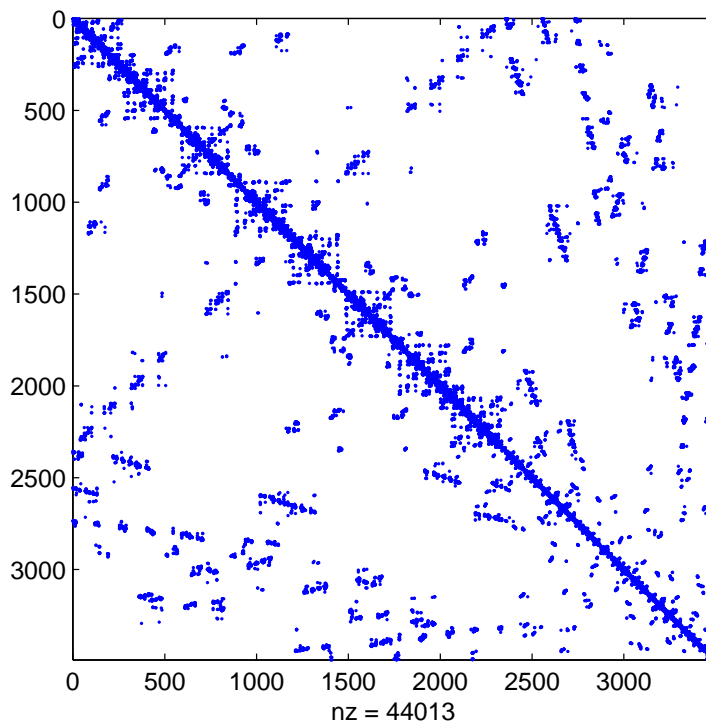


FIGURE 42 – Les éléments non nuls de la matrice de rigidité sont représentés en bleu

Une évolution du code consisterait à l'écrire complètement en *Comsol script*, et modifier la finesse du maillage jusqu'à obtenir une perméabilité effective convergeant à une précision donnée.

3.2 Calcul de la perméabilité effective

La plupart des simulations qui vont suivre concernent des anneaux toriques T_2^3 horizontaux en cuivre ($\sigma = 60 \cdot 10^6$ S/m) de rayon extérieur $r_{ext} = 3$ mm et de rayon intérieur $r_{int} = 2$ mm, disposés dans l'espace avec une période $a = 1$ cm. L'entrefer d est choisi égal à un dixième de millimètre et le milieu diélectrique hôte est l'air. Nous précisons

systématiquement les modifications apportées à ces caractéristiques quand cette géométrie sera utilisée.

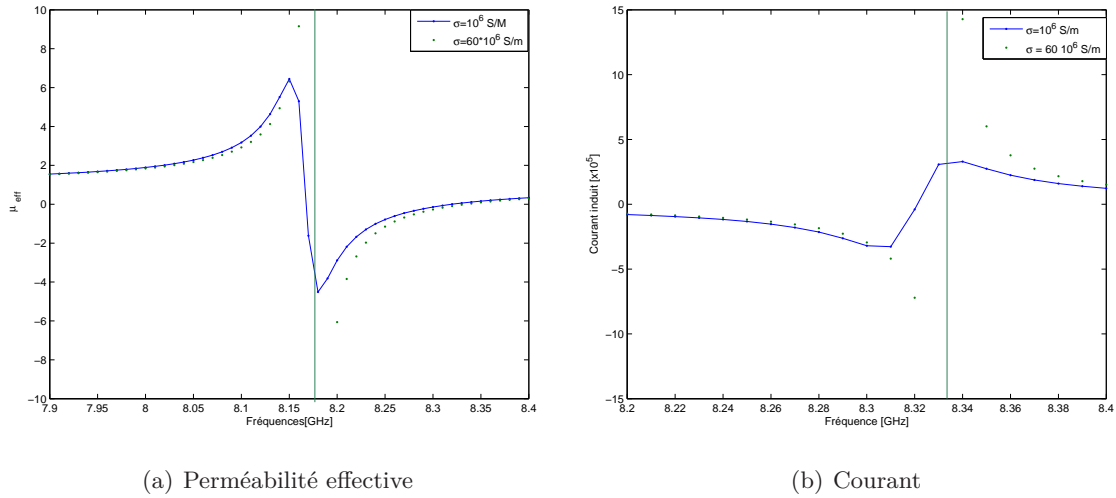


FIGURE 43 – Simulations avec $\sigma = 60 \cdot 10^6 S/m$ et $\sigma = 10^6 S/m$ de la structure T_2^3

Dans ces conditions, la résonance se produit à 8.18 GHz. Pour des conductivités élevées, telle que celle du cuivre, la résistance équivalente du modèle est quasi nulle, et l'anneau se comporte comme un résonateur LC .

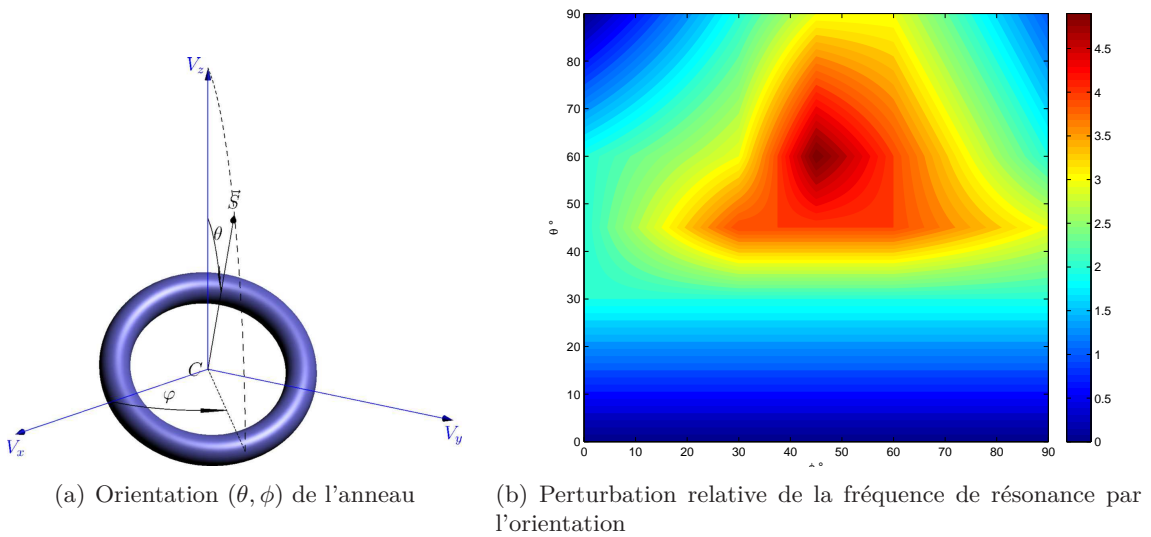


FIGURE 44 – Simulations de T_2^3 avec d'autres orientations

Nous avons simulé des structures avec diverses orientations en alignant systématiquement le champ excitateur sur la normale de la surface de coupure. Mais nous nous bornerons par la suite à présenter les résultats concernant des anneaux dont la surface de coupure est orientée selon V_z . En effet, l'analyse du profil de variations relatives de la fréquence de résonance en fonction des angles θ et ϕ révèle que la fréquence ne varie au maximum que de 4% par rapport à la fréquence de résonance de l'anneau horizontal (8.18 GHz). Ce résultat est compréhensible car le réseau de Bravais reste fixe quand l'anneau tourne, et qu'il n'y a pas alors d'invariance par rotation. La variation maximale a

lieu lorsque les rotations par les angles θ et ϕ entraînent la plus forte cassure de symétrie. Dans notre cas, cela se produit lorsque les deux angles sont autour de 45° .

3.3 Carte du champ électromagnétique

La répartition du potentiel renseigne sur celle du champ magnétique à l'intérieur de la cellule élémentaire. Le champ étant gradient du potentiel, il sera d'autant plus intense que la variation spatiale de φ sera importante. On s'attend par exemple à ce que ce soit le cas au voisinage de la surface de coupure \mathcal{S} lors de la résonance.

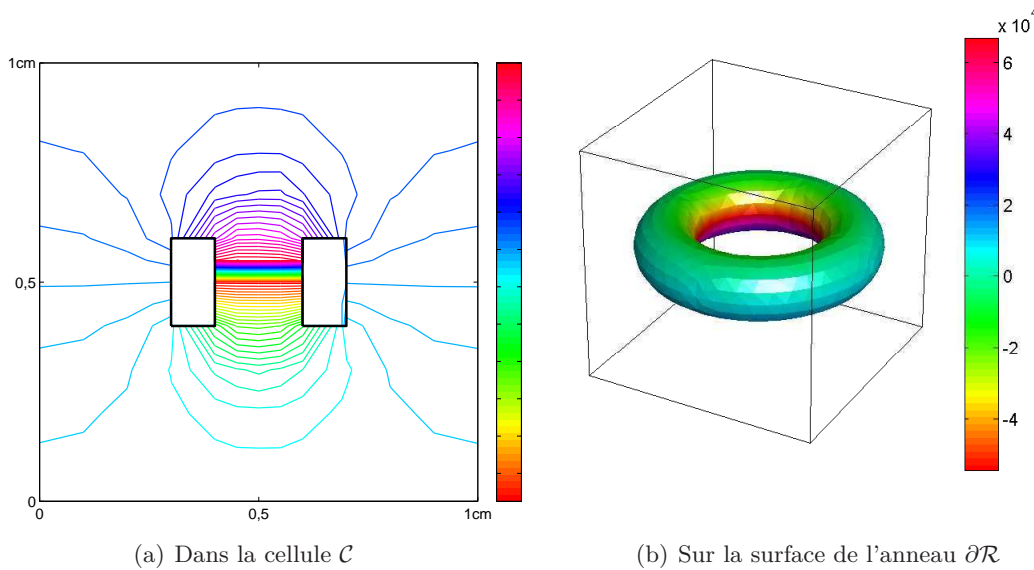


FIGURE 45 – Équipotentiels magnétique à la résonance

Les équipotentiels sont tracées sur une coupe verticale, dont les vecteurs directeurs sont V_y et V_z . Le potentiel magnétique n'ayant été calculées que sur les noeuds du maillage, on utilise les coordonnées barycentriques pour interpoler sa valeur en tout point de l'espace. La symétrie de l'anneau cubique choisi se retrouve dans la répartition du champ magnétique (Fig.45). Loin de la résonance, nous avons le même comportement diamagnétique du réseau que celui observé dans la figure (37).

Sur l'interface air-métal, les équipotentiels sont telles que les champs magnétiques surfacique s'enroulent autour de l'anneau. Les lignes de champ magnétique se resserrent lorsqu'elle passent près de l'anneau afin de traverser la coupure \mathcal{S} . Cette région est le siège de l'énergie magnétique, tandis que la fente, que nous avons enlevée, concentrerait une énergie électrique très intense à la résonance.

3.4 Influence de divers paramètres

3.4.1 Finesse du maillage

Le premier élément auquel nous devons nous intéresser avant de poursuivre nos discussions est l'influence de la finesse du maillage. Cette dernière varie sur une échelle de 1 à 9 correspondant à des maillages extrêmement grossiers à extrêmement fins. L'idéal est de recourir au maillage le plus fin possible tout en conservant des temps de calculs

raisonnables pour la précision souhaitée. Nous avons préféré un anneau cubique, car, à finesse égale, le nombre de mailles utilisées est moins important que pour un anneau aux contours circulaires, tels les anneaux torique et cylindrique. L'étude menée sur un anneau tridimensionnel carré montre que la fréquence de résonance calculée peut varier de 2 GHz lorsque nous raffinons le maillage du paramètre le plus grossier à la finesse normale.

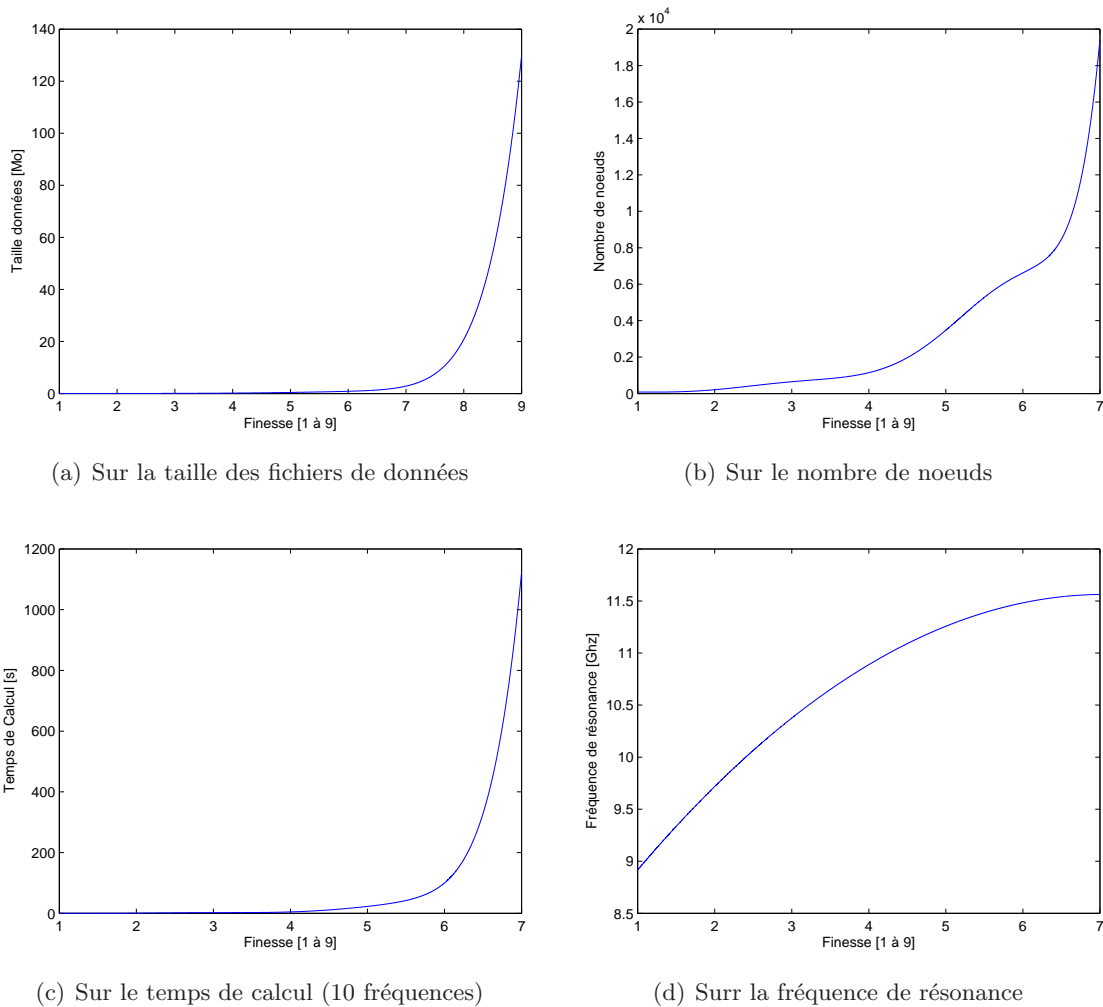


FIGURE 46 – Impact de la finesse sur divers paramètres.

L'évolution du temps de calcul en fonction de la finesse est exponentielle. Un maillage extrêmement fin requiert jusqu'à 15 h de calcul pour 2 millions de noeuds, et la précision apportée à la fréquence de résonance demeure minime par rapport à un maillage normal. Nous nous contenterons par la suite de maillages *fn* (finesse 5 ou 6).

- Le nombre de noeuds est inférieur à 4000.
- Le calcul pour une dizaine de fréquence dure 1 min 30s
- La fréquence de résonance est obtenue avec une erreur relative de 1.2%

3.4.2 Dimensions de l'anneau

L'anneau fendu étant fondamentalement un résonateur LC, on s'attend à ce que la fréquence de résonance f_0 évolue comme la racine carré de la largeur d'entrefer d . En effet, la pulsation de résonance $\omega_0^2 LC = 1$ dépend de la capacité $C = \epsilon \Sigma / d$ et de l'inductance

L. Cette dernière étant indépendante de la largeur de la fente, on retrouve une fréquence de résonance variant comme \sqrt{d} . Cette analyse confirme les résultats obtenus par les simulations.

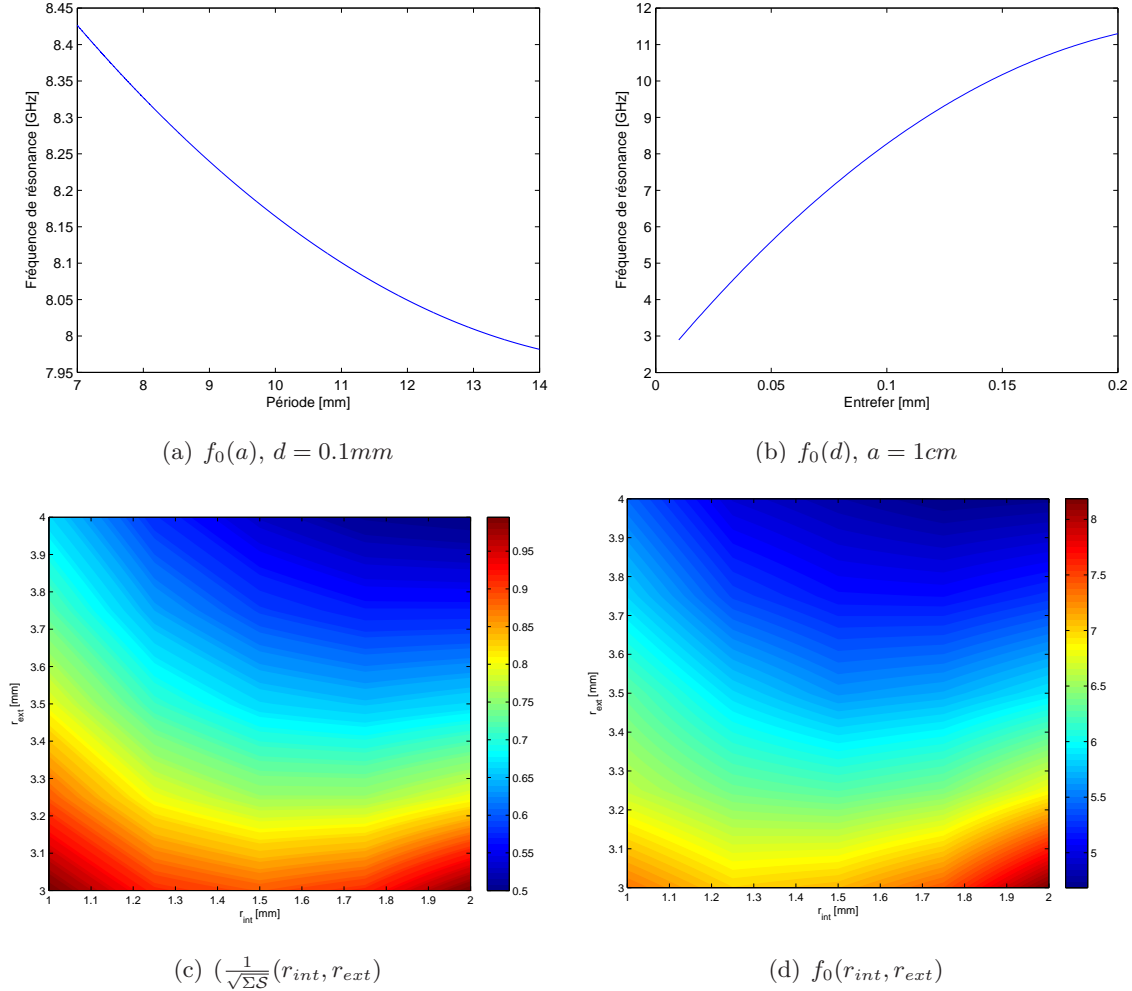


FIGURE 47 – Fréquence de résonance en fonction des diverses dimensions de l’anneau T_2^3

Une augmentation de la période, et donc du volume dans lequel baignent les anneaux, réduit la fréquence de résonance. Une augmentation du volume de la cellule élémentaire entraîne celle de l’inductance équivalente, et donc une baisse de la fréquence de résonance. Or, comme nous l’avons vu avec les équipotentielles magnétiques, l’essentiel du champ coule au travers de l’anneau. Seule une faible partie du champ magnétique emplit le reste du volume de la cellule élémentaire. Ceci explique la faible variation de la fréquence de résonance même quand la période est doublée.

Si l’impact de la période sur la fréquence de résonance est relativement faible, il n’en va pas de même pour celui des rayons extérieur et intérieur de l’anneau. En maintenant la largeur d’entrefer constante, nous visualisons (Fig.47) une variation de 3 GHz sur la fréquence de résonance lorsque les rayons changent de 1 mm. Une fois de plus, l’explication physique se fonde sur l’analogie avec le circuit électrique LC. L’énergie magnétique dépendant principalement du flux du champ magnétique à travers \mathcal{S} , elle varie comme l’aire de cette surface, donc $L \sim \pi r_{int}^2$. La capacité équivalente varie comme la section

de l'anneau $C \sim \Sigma = \pi/4(r_{ext} - r_{int})^2$. On s'attend à ce que la fréquence ait le même profil que l'inverse du paramètre dimensionnant $\sqrt{\Sigma S} = (r_{ext} - r_{int})r_{int}$, évolution que l'on retrouve dans la figure (Fig.47).

3.4.3 Propriétés électromagnétiques des matériaux utilisés

Lorsque la conductivité est finie, on observe que la partie réelle de la perméabilité devient bien négative au delà de la fréquence de résonance, tandis que les valeurs du courant électrique deviennent très élevées. Si le métal utilisé est parfait, la perméabilité tout comme le courant induit tendent vers l'infini à la résonance. La résistivité de l'anneau limite les valeurs prises par la perméabilité, allant même jusqu'à l'empêcher de devenir négative Fig.48. La partie imaginaire de la perméabilité effective relative est du même ordre de grandeur que sa partie réelle, faisant que la représentation de μ_{eff} dans le plan complexe en fonction de la fréquence est un cercle orienté dans le sens trigonométrique.

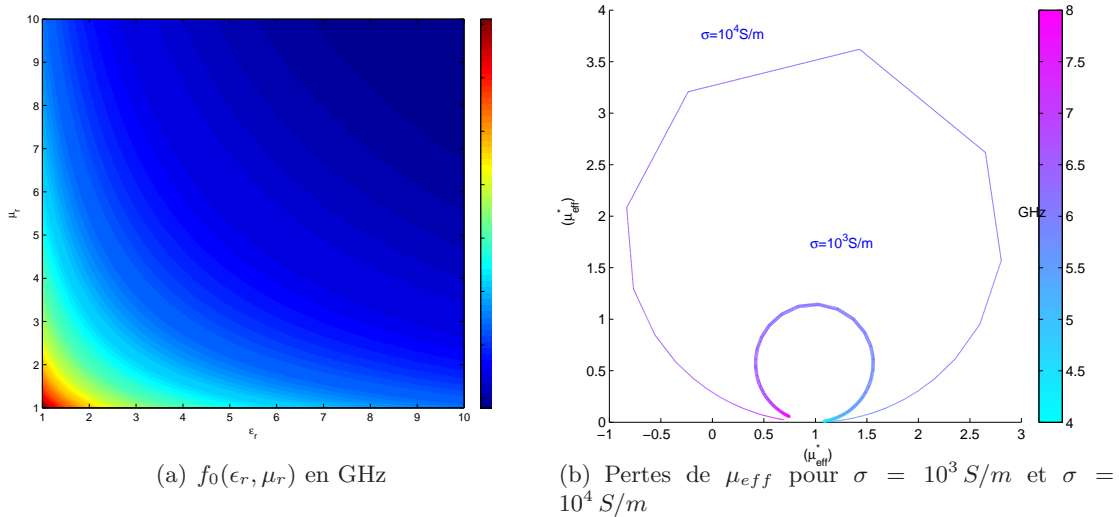


FIGURE 48 – Influence de la conductivité de l'inclusion et de l'indice du diélectrique

L'utilisation d'un matériau hôte autre que l'air ne fait que diviser la fréquence de résonance dans le vide par l'indice du milieu choisi (Fig.48). Ce fait est particulièrement utile lorsque l'on souhaite faire résoner le métamatériau à une fréquence bien précise, mais que les dimensions satisfaisant cette contrainte le rendent difficile à usiner. Par exemple, un anneau T_2^3 doté d'un entrefer d'un centième de millimètre résonne à la même fréquence de 2 GHz qu'un anneau avec un entrefer d'un dixième de millimètre, gravé sur de l'alumine. La réalisation du premier nécessite un usinage très précis, et donc coûteux, contrairement au second, bien plus simple à fabriquer.

3.5 Simulation de structures bidimensionnelles

Des structures bidimensionnelles ont été simulées en étendant la hauteur d'anneaux cylindriques ou cubiques à celle de la cellule élémentaire. Afin de pouvoir comparer la correspondance de la simulation dans ces deux cas à la perméabilité analytique (Eq.115), nous avons fixé des valeurs communes aux deux sections $A_1 = 0.09 \text{ cm}^2$ et $A_2 = 0.51 \text{ cm}^2$ dans une cellule élémentaire de 1 cm^2 . Ce qui donne pour l'anneau carré une arête interne

de 3 mm, et une arête externe de 7 mm. L'anneau circulaire a respectivement pour rayons interne et externe 1.69mm et 3.95mm. L'entrefer est $d = 1$ mm.

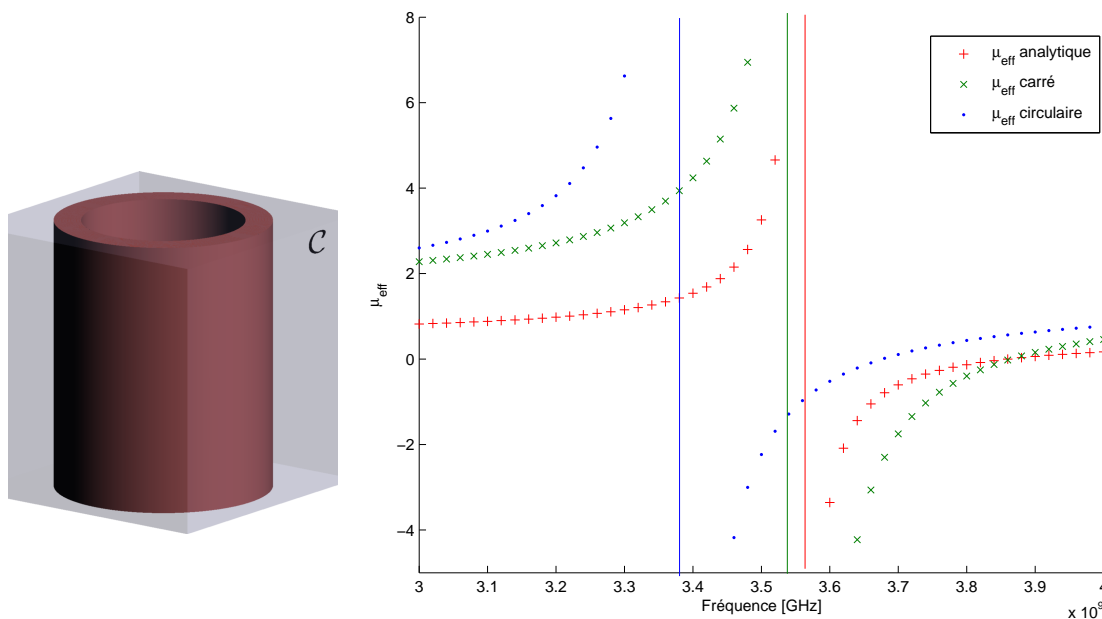


FIGURE 49 – Comparaison entre simulation et loi analytique pour un anneau circulaire et carré

La correspondance est très bonne pour l'anneau carré. En ce qui concerne l'anneau circulaire, le décalage observé s'explique par l'hypothèse utilisée pour établir la perméabilité analytique. Nous avons considéré un champ magnétique constant dans les régions A_1 et A_2 . Ce maillage "extrêmement grossier" convient numériquement pour un anneau carré. En revanche, une telle approximation ne rend pas compte aussi précisément des variations de champ magnétique dans des zones A_1 et A_2 délimitées par des contours arrondis d'un anneau circulaire.

3.6 Conclusion

Conclusions et perspectives

Nous avons présenté la solution originale proposée dans [22] afin d'homogénéiser dynamiquement un réseau d'anneaux fendus, et avons appliqué avec succès cette méthode. Nos simulations sont conformes à la loi analytique établie, et aux arguments dimensionnels présentés dans cette partie. L'un des avantages majeurs de la simulation par homogénéisation est le faible coût en mémoire utilisée et en temps de calcul. Ce travail pourrait être amélioré de diverses manières.

Notre objectif était de déterminer au moindre coût et avec le plus de précision la fréquence de résonance de ce type de métamatériaux. Nous nous ne sommes pas intéressés à la permittivité effective, qui pourtant affiche aussi un comportement exotique.

En fermant l'anneau fendu, nous sommes en mesure de modéliser correctement ce métamatériau avec un nombre raisonnable d'éléments tétraédriques. Ce faisant, la position relative de la coupure ne joue plus aucun rôle dans les résultats obtenus. Ce qui ne posait pas de problème particulier pour un unique anneau devient rédhibitoire lorsqu'il faut simuler des structures à anneaux concentriques (Fig.50) ou superposés (Fig.51).

Pour toutes ces raisons, il serait intéressant de poursuivre le travail de modélisation afin de prendre en compte la fente. Plusieurs démarches radicalement différentes s'offrent à nous. La première consisterait à tenter une homogénéisation dynamique sans fermeture de l'anneau et utiliser des éléments finis d'arêtes (assurant la continuité des champs) pour discrétiser le problème.

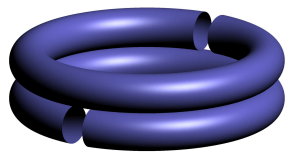


FIGURE 51 – Superposés

Bien que les résultats de notre logiciel satisfassent au comportement attendu du réseau d'anneaux fendus, il demeure nécessaire de les confronter à une source externe qui les validerait. Les logiciels de simulations à notre disposition souffrent de grandes lacunes lorsqu'il s'agit de modéliser des métamatériaux. La plupart des variables d'une simulation demeurant inaccessibles à l'utilisateur. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi une comparaison directe avec les résultats expérimentaux. Notre logiciel a en effet servi au dimensionnement d'anneaux fendus gravés sur epoxy, métamatériaux que nous allons mesurer en espace libre dans la partie suivante.

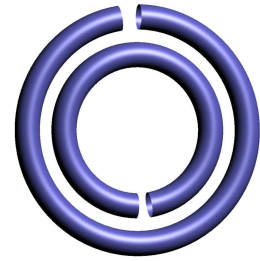


FIGURE 50 – Concentriques

Troisième partie

Caractérisation de métamatériaux
en espace libre

État de l'art des méthodes de caractérisation

Déterminer le comportement électromagnétique d'un métamatériau expérimentalement passe par la mesure de ses paramètres S. La matrice S ne contient que les informations sur la transmission et la réflexion du métamatériau, et il est certainement plus utile de retrouver ses propriétés électriques et magnétiques. Le passage des paramètres S aux paramètres effectifs est une procédure d'homogénéisation, dans la mesure où la structure périodique est supposée dotée de propriétés effectives uniformes et dépendant de la fréquence.

Différentes méthodes de caractérisation ont été mises en place par Von Hippel [67] dès 1942. Si les principes sur lesquels elles reposent et leurs champs d'applications divergent, elles ont toutes pour objectif la mesure des paramètres S. Ces techniques ont initialement été développées pour caractériser des diélectriques. Certaines d'entre elles peuvent être appliquées aux métamatériaux. Nous proposons dans ce qui suit un rapide tour d'horizon des techniques de caractérisation. Les méthodes les plus utilisées sont la mesure avec une sonde coaxiale, les techniques guidées avec un guide d'onde rectangulaire ou coaxial, la caractérisation dans une cavité résonante, et en espace libre.

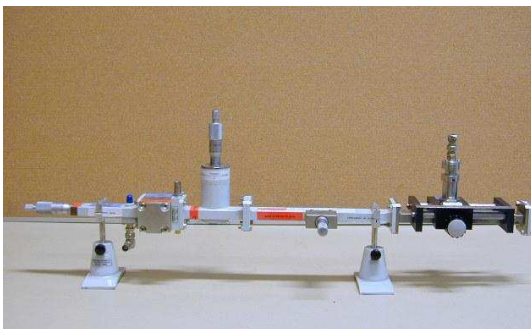


FIGURE 52 – Guide d'onde

Lors d'une caractérisation avec guide d'onde (Fig.52), on propage un mode TE dans le guide alors que le matériau est placé dans une section de celui-ci. Les paramètres S sont mesurés après un calibrage avec un circuit ouvert, un court-circuit, et une charge adaptée. La caractérisation avec une ligne coaxiale repose sur le même principe, mais il suffit alors de placer le matériau entre les deux câbles coaxiaux [68] reliés à l'analyseur de réseaux. Il est nécessaire de métalliser le centre de l'échantillon pour avoir un bon contact électrique avec l'âme centrale du câble coaxial.

Que ce soit en guide d'onde ou en ligne coaxiale, ce type de caractérisation requiert un bon usinage afin d'éviter les lames d'air susceptibles de fausser la mesure. Bien qu'autorisant la caractérisation de matériau à faibles pertes, les performances de cette méthode chutent quand la longueur de l'échantillon est égale à une demi-longueur d'onde propagée dans le matériau.

La caractérisation avec une sonde coaxiale [69, 70] est particulièrement adaptée aux liquides, ou plus généralement quand on ne souhaite pas altérer le milieu analysé (Contrôle Non Destructif). Le câble coaxial est directement immergé dans le liquide ou maintenu contre un échantillon solide. La mesure du seul paramètre de réflexion S_{11} ne permet

de remonter qu'à la permittivité. Cette méthode requiert un liquide de référence (eau, ethanol) afin de réaliser l'étalonnage. Facile à mettre en oeuvre, elle est sensible aux bulles d'air qu'un liquide peut contenir et qui faussent complètement le calcul des paramètres effectifs.

La méthode la plus précise est certainement celle utilisant une cavité résonante (Fig.53)¹. La cavité est reliée à l'analyseur de réseaux avec deux câbles coaxiaux, et la fréquence de résonance ainsi que le facteur de qualité Q sont mesurés lorsqu'elle est vide. Placer le matériau dans la cavité va modifier sa réponse, ce dont on peut déduire ϵ et μ . Très sensible à la perturbation des plus petits échantillons, elle n'exige pas par ailleurs de calibrage. Elle n'est malheureusement limitée qu'à une étroite bande de fréquences.

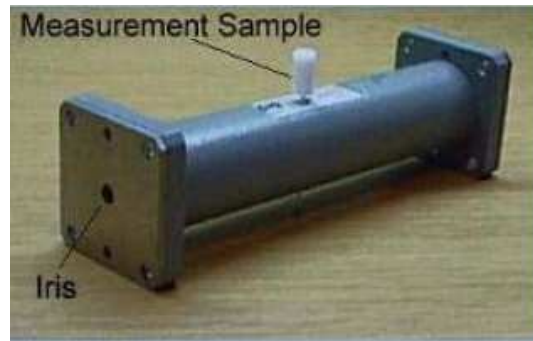
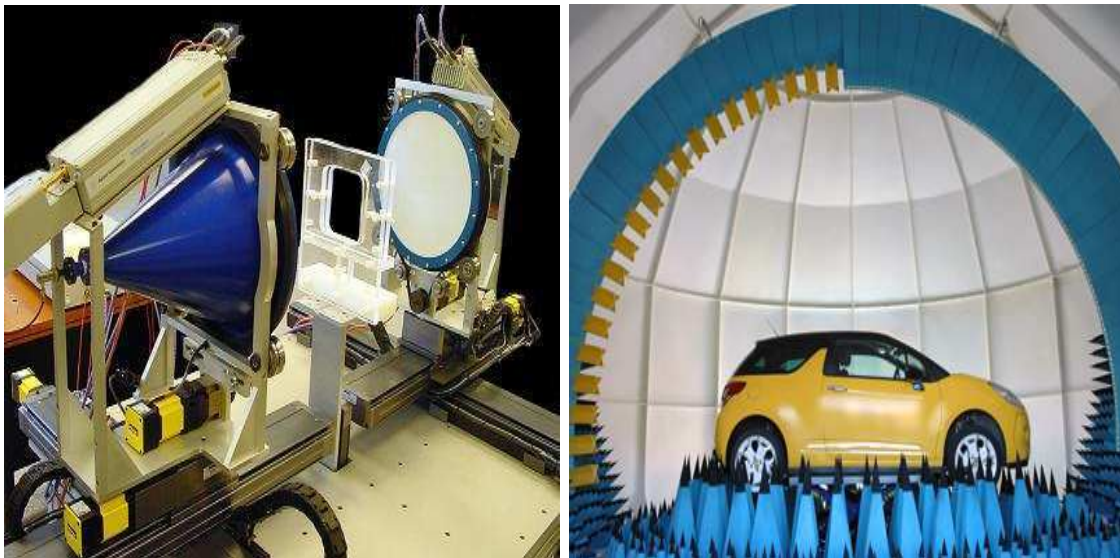


FIGURE 53 – Cavité résonante. Source¹

La dernière méthode de caractérisation s'effectue en espace libre (Fig.54)². Elle est certainement la moins intrusive tout en permettant le calcul de la permittivité et de la perméabilité, et la caractérisation d'objets de diverses dimensions. Elle est équivalente à la caractérisation en guide d'onde, et souffre donc des mêmes limitations, à savoir la nécessité d'un échantillon aux surfaces bien planes, les résonances parasites aux épaisseurs égales aux demi-longueur d'onde. L'étalonnage exige un déplacement très précis des antennes, et les mesures ne sont viables qu'au sein d'une chambre anéchoïque, ou en focalisant grâce à des lentilles ou des réflecteurs le faisceau émis par les cornets. Le matériel requis en fait la méthode de caractérisation la plus onéreuse.



(a) En espace libre. Source²

(b) Arche de caractérisation. Source³

FIGURE 54 – Méthodes de caractérisations en espace libre

1. [71]

2. <http://hvstech.com>

Une méthode de caractérisation alternative en espace libre repose sur l'utilisation d'une arche (Fig.54)³ sur laquelle sont réparties des antennes émettrices et réceptrices. Il est ainsi possible de modifier l'angle des antennes tout en les maintenant à une distance constante du matériau. On cherche à obtenir une onde quasi-plane au centre de l'arche. Comme toute caractérisation en espace libre, il est souvent utile de filtrer les paramètres S dans le domaine temporel afin d'éliminer les interférences parasites.

Cette partie est organisée de la manière suivante. Le premier chapitre introduit les problématiques à résoudre pour une caractérisation en espace libre (Sec.1.1). L'utilisation de lentilles focalisantes s'avère nécessaire dès lors qu'on n'est plus en champ lointain (Sec.1.2). La méthode d'étalonnage TRL est utilisée (Sec.1.3), mais ne peut suffire à éliminer toutes les erreurs. En y associant un filtrage dans le domaine temporel (Sec.1.4), il est possible de grandement lisser les paramètres S . On est en mesure de calculer les paramètres effectifs à partir de la matrice S , en utilisant aussi bien un formalisme analytique (Sec.1.5.1) qu'un algorithme itératif (Sec.1.5.2). Dans le second chapitre, nous étudions les performances après étalonnage (Sec.2.1) et avec filtrage, en particulier l'influence de la forme et de la sélectivité du filtre utilisé (Sec.2.1.2). Nous validons le banc par la mesure de la permittivité de deux matériaux étalons : le plexiglas et de l'alumine (Sec.2.2) avant de nous pencher sur divers métamatériaux : des réseaux de "champignons", d'anneaux fendus, et de fils métalliques (Sec.2.3).

3. <http://www.sochaux.psa.fr>

Chapitre 1

Banc de caractérisation en espace libre

1.1 Architecture du banc

La contrainte majeure quand on souhaite réaliser un tel dispositif est sans nul doute le coût et l'espace requis pour son déploiement. Idéalement, le banc de caractérisation est situé dans une chambre anéchoïque dont les parois absorbent toutes les réflexions parasites. L'étalonnage TRL du banc nécessite par ailleurs des déplacements précis des antennes.

Il est indispensable lors d'une caractérisation en propagation guidée de n'avoir qu'un seul mode qui se propage. De manière équivalente, on cherchera à éclairer le matériau analysé avec une onde plane, seule forme d'onde assurant une uniformité de l'amplitude dans les fronts d'onde. Ce mode de propagation est dit quasi-optique car, si des ondes planes peuvent être facilement obtenues aux longueurs d'onde optiques, il n'en est plus de même pour des fréquences micro-ondes. La taille des dispositifs étant comparable à la longueur d'onde, la diffraction est non négligeable, et ce sont des ondes sphériques qui sont émises par les cornets.

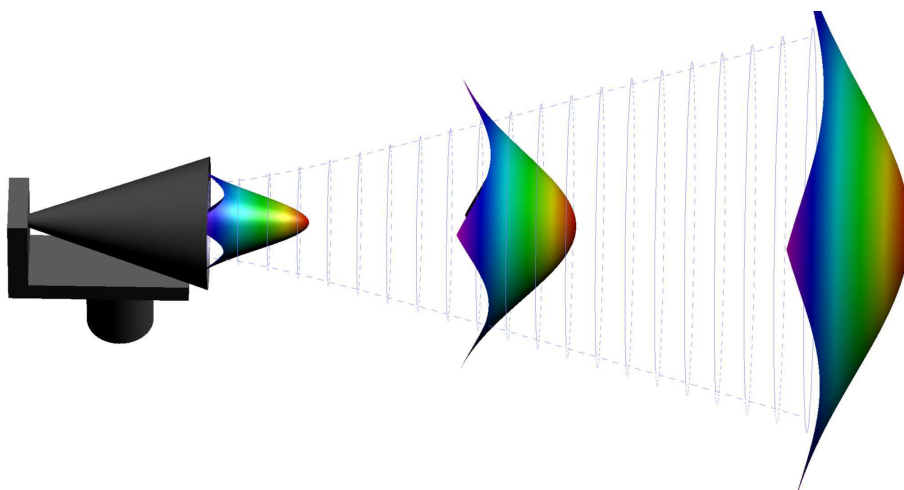


FIGURE 55 – Profil du faisceau Gaussien dans chaque plan de phase

Le front d'onde est bien plan à grande distance de l'antenne, et une manière simple d'avoir une propagation quasi-optique est de se placer en champ lointain. Malheureusement, la puissance incidente sur l'échantillon serait tellement faible que le moindre signal

parasite fausserait la mesure. D'où l'intérêt d'utiliser une chambre dont les parois absorberaient tous les signaux inutiles.

Pour être plus précis sur la nature du faisceau émis, de nombreuses études ont démontré que les modes naturels des résonateurs ouverts sont des faisceaux gaussiens [72]. Ils ont pour origine le centre de phase du cornet où la demi-largeur du faisceau w_0 (ou *waist*) est minimale, et continuent à s'élargir en se propageant. La distribution de l'amplitude des champs électromagnétiques dans un front d'onde est gaussienne, elle s'écrit en coordonnées cylindriques :

$$u(r, z) = u_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \exp(-i(kz - \phi(r, z))) \quad (125)$$

$$\phi(r, z) = \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) - \frac{kr^2}{R(z)} \quad (126)$$

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right) \quad (127)$$

avec $w(z)$ le rayon du faisceau à une distance z du centre de phase du cornet.

Une alternative consiste à réaliser un banc moins imposant dans une salle d'expérimentation non spécifique. La divergence des faisceaux à la sortie des cornets est contrebalancée en accolant une lentille focalisante aux antennes. En veillant à ce que la masse et le volume de tous ces éléments demeurent raisonnables, le coût des platines de déplacement baisse considérablement. De plus, un filtrage temporel permettra de limiter les réflexions parasites. On ajoutera éventuellement des plaques d'absorbants pour limiter l'utilisation du traitement logiciel, tout en restant finalement bien loin de l'onéreuse solution de la chambre anéchoïque.



FIGURE 56 – Antennes focalisées et platines de déplacement micrométriques

Le banc que nous avons réalisé est composé de deux cornets opérant entre 2 et 18 GHz (Annexe E), dont la polarisation croisée maximale n'est que de -20dB. Des platines de translation micrométriques permettent de choisir la distance qui sépare ces antennes. Elles sont solidaires de platines de rotation (Fig.56), qui permettent une caractérisation sous différents angles. Le poids des platines étant important, il a été nécessaire d'équilibrer le dispositif en ajoutant des contrepoids en plomb. Un léger fléchissement des platines de

translation fait que les antennes ne sont pas alignées par défaut. Nous les avons montées sur des élévateurs micrométriques. Les platines sont pilotées via un programme *LabView* qui permet non seulement de les mouvoir mais aussi de paramétrer leurs vitesses, accélérations, et marges d'arrêt. Les antennes sont reliées à l'analyseur de réseaux vectoriel *PNA 8364C* (10 MHz–50 GHz) avec des câbles flexibles stables en phase, dont les connecteurs sont d'un côté l'APC7 et de l'autre du SMA.

1.2 Dimensionnement des lentilles focalisantes

L'association de l'antenne et de la lentille plan convexe permet de focaliser le faisceau à une distance d_2 de la lentille. La lentille modifie la demi-largeur du faisceau gaussien émis par le cornet, le plan de focalisation correspondant à la position à laquelle ce rayon devient minimal. Le front d'onde est alors celui d'une onde plane. La taille de la zone autour de ce *waist* image, où l'onde est considérée comme plane, est appelée distance de Rayleigh.

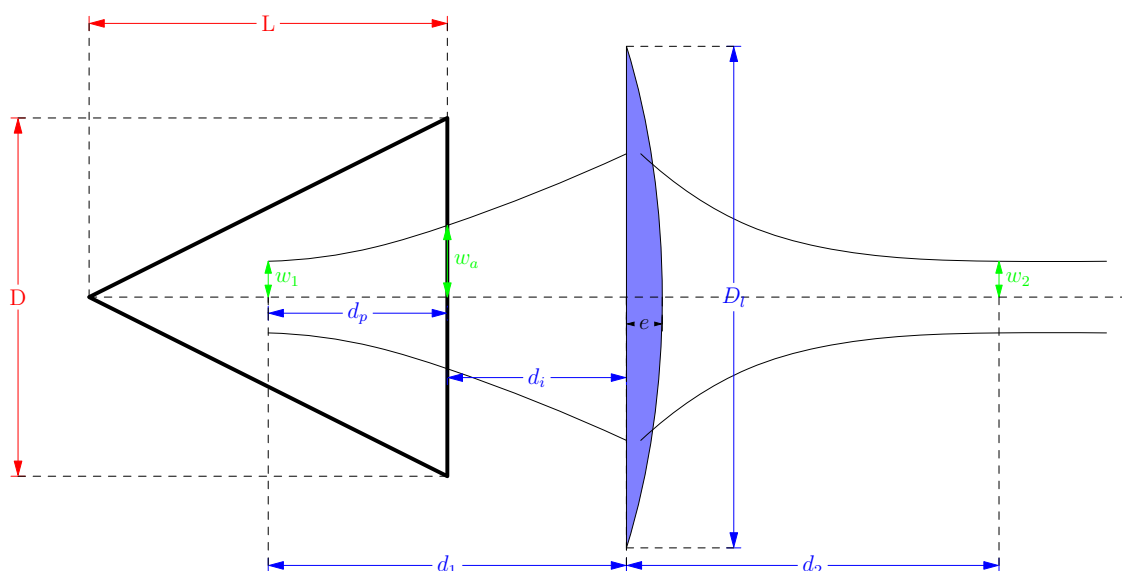


FIGURE 57 – Focalisation du faisceau gaussien par une lentille mince

Si L est la longueur du cornet, et D son diamètre d'ouverture, le waist au niveau de l'ouverture de l'antenne est donné par [73] :

$$w_a = \frac{\sqrt{2}}{2.405} \frac{D}{2} \quad (128)$$

Le waist w_0 au niveau du centre de phase du cornet, ainsi que sa position d_p par rapport à l'ouverture sont déterminés par [74] :

$$w_1 = \frac{w_a}{\sqrt{1 + \left(\frac{\pi w_a^2}{\lambda L}\right)^2}} \quad (129)$$

$$d_p = \frac{L}{1 + \left(\frac{\lambda L}{\pi w_a^2}\right)^2} \quad (130)$$

où λ est la longueur d'onde.

Si la lentille est placée à une distance d_i de l'ouverture du cornet, les lois de l'optique gaussienne permettent alors de déterminer la position d_2 du plan focal ainsi que le waist w_2 dans ce plan. Les rayons des faisceaux devant être identiques au niveau de la lentille, on a [75] :

$$w_1 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda d_1}{\pi w_1^2}\right)^2} = w_2 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda d_2}{\pi w_2^2}\right)^2} \quad (131)$$

Les relations de transformation de phase de l'optique géométrique [76] assurent que l'inverse de la distance focale f est la somme des inverses des rayons de courbures :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{w_1 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda d_1}{\pi w_1^2}\right)^2}} + \frac{1}{w_2 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda d_2}{\pi w_2^2}\right)^2}} \quad (132)$$

On déduit de ces relations le rayon du waist et sa position par rapport à la lentille :

$$w_2 = \frac{w_1}{\sqrt{\left(\frac{d_1}{f} - 1\right)^2 + \left(\frac{\pi w_1^2}{\lambda f}\right)^2}} \quad (133)$$

$$d_2 = f + \frac{d_1 - f}{\sqrt{\left(\frac{d_1}{f} - 1\right)^2 + \left(\frac{\pi w_1^2}{\lambda f}\right)^2}} \quad (134)$$

Nous cherchons à dimensionner la lentille de manière que la position d_2 du waist de sortie reste la plus stable possible sur une très large gamme de fréquences. Il ne serait pas alors nécessaire de changer de lentille pendant la caractérisation d'un matériau. Le rayon du faisceau gaussien varie peu sur des distances comprises entre $d_2 - \pi \frac{w_2^2}{\lambda}$ et $d_2 + \pi \frac{w_2^2}{\lambda}$, mais la position de ce dernier varie en fonction de la fréquence. On s'attend à ce que les zones correspondantes aux différentes fréquences, dans lesquelles l'onde est quasiment plane, se superposent sur un petit domaine.

Il faut veiller en dimensionnant la lentille que son épaisseur e vérifie l'approximation des lentilles minces ($e \ll D_l$). Le diamètre D_l de la surface plane de la lentille doit en plus être suffisamment grand pour couvrir l'ouverture du cornet, et ainsi empêcher toute diffraction. Les platines de déplacement micrométriques ne pouvant supporter qu'une charge limitée, la lentille ne devra pas être trop lourde.

Le rayon $R = D_l/2$ et l'épaisseur e de la lentille sont complètement définis par sa distance focale f et l'indice n du matériau dont elle est constituée :

$$R = f(n - 1) \quad (135)$$

$$e = R - \sqrt{R^2 - \left(\frac{d}{2}\right)^2} \quad (136)$$

Notre choix s'est porté sur la Rexolite ($n = 2.45$), un matériau proche du plexiglas, dont les pertes sont très faibles. Le dimensionnement de la lentille passe par le calcul de sa focale optimale. Il est plus simple d'accoler la lentille à l'ouverture du cornet en choisissant $d_i = 0$. Ceci offre l'avantage de réduire les pertes par diffraction et le diamètre de la lentille. En effet, le faisceau gaussien ne faisant que s'élargir après l'ouverture du cornet, une lentille placée plus loin devrait nécessairement être plus large.

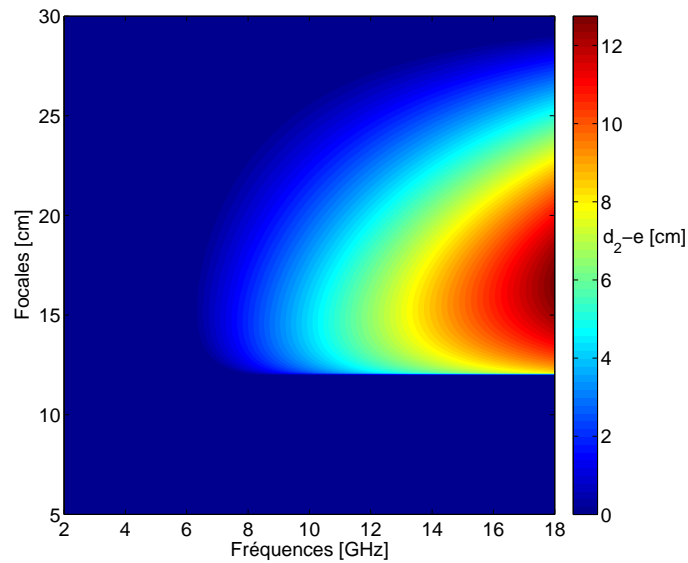


FIGURE 58 – Quantité $d_2 - e$ en fonction des distances focales et des fréquences

Nous rappelons que notre cornet a un diamètre d'ouverture $d = 13.98$ cm et une longueur $L = 30.48$ cm. La formule de l'épaisseur de la lentille contient une racine carrée qui n'est définie que lorsque la focale est supérieure à 12 cm. La variation de waist de sortie est d'ailleurs la plus élevée pour cette focale, mais n'atteint que 1.8 cm, ce qui demeure faible. L'approximation des lentilles minces est pleinement vérifiée pour une focale de 30 cm, mais le waist de sortie est alors situé à l'intérieur de la lentille. La prise en compte de toutes les contraintes est résumée par la Fig.58.

Le waist est situé à l'intérieur de la lentille dans les zones bleues. Les limites des focales sont respectivement de 12 et 25 cm pour que le waist soit situé à au moins 2 cm de la lentille. Malheureusement, la lentille n'est opérationnelle pour $f = 25$ cm qu'entre 13 et 18 GHz, ce qui limite fortement le domaine fréquentiel de la caractérisation. Nous avons opté pour une focale $f = 15$ cm. Son épaisseur $e = 3.5$ cm ne vérifie certes pas l'approximation des lentilles minces ($e = 0.25D$), mais cette focale reste celle qui restreint le moins le domaine fréquentiel. L'onde incidente sur des matériaux placés entre 3 et 13 cm des cornets est quasi-plane pour toutes ces fréquences.

1.3 Étalonnage en transmission-réflexion

Comme tous les systèmes de mesures, l'analyseur de réseaux utilisé est affecté par différentes sources d'erreurs que l'on peut répartir en trois classes [77] :

- **Les erreurs systématiques** dues aux imperfections du montage et du système de mesure. Ces erreurs qui ne varient pas dans le temps sont liées par des formules analytiques et peuvent être compensées en calibrant le système.
- **Les erreurs aléatoires** dépendent du temps et ne peuvent donc être traitées lors du calibrage. Elles sont réduites en diminuant la largeur de bande IF¹ (**I**ntermediate **F**requency **B**andwidth), en augmentant le nombre de mesures moyennées, ou la puissance des signaux émis.

1. Intermediate Frequency Bandwidth

- **Les erreurs de dérive** surviennent après le calibrage du système et sont dues aux variations de températures. Elles déterminent la fréquence à laquelle il faut réétalonner l'appareil de mesure, mais peuvent être grandement atténuées en stabilisant la température de l'environnement, comme c'est le cas ici ($T = 21 \text{ °C} \pm 0.5 \text{ °C}$).

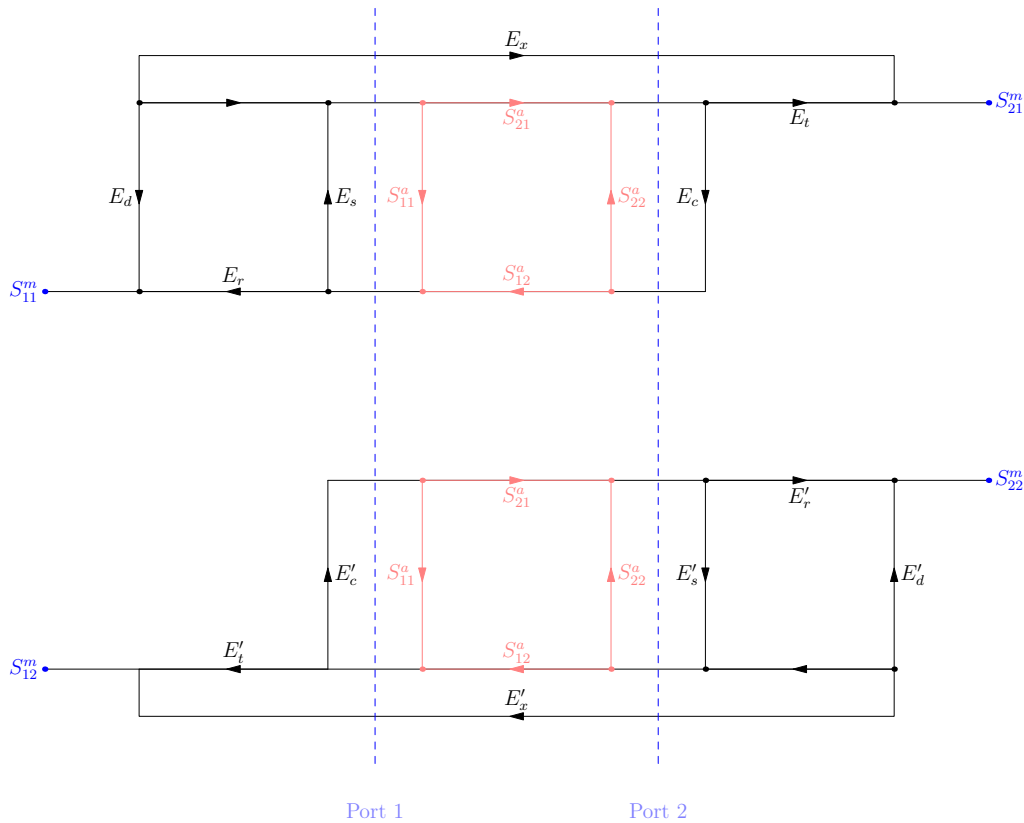


FIGURE 59 – Modèle équivalent de l'analyseur de réseaux en transmission réflexion

Seules les erreurs systématiques peuvent être corrigées grâce à un étalonnage. Cela consiste à éliminer les imperfections de l'analyseur en mesurant des éléments aux paramètres S connus. L'analyseur de réseaux est décrit par un schéma bloc (Fig.59) dans chacune des deux voies de mesures, schéma qui lie les paramètres S idéaux (indice a) aux paramètres S mesurés (indice m) et aux paramètres d'erreur. Ces derniers se répartissent en plusieurs catégories [77] :

- **Erreurs de directivité** provenant de l'utilisation de coupleurs ou ponts. La superposition de leurs signaux de directivité avec le signal réfléchi entraînent une erreur sur les paramètres de réflexion. Ces erreurs sont d'autant plus faibles que la directivité des coupleurs utilisés est bonne. Elles sont décrites par les paramètres E_d et E'_d .
- **Erreurs de désadaptation** de source et de charge, consistant en toutes les désadaptations d'impédances par rapport à l'impédance de référence, dont les paramètres sont E_s , E'_s , E'_c et E_c .
- **Erreurs de réponse en fréquence** : les rapports onde réfléchie/onde de référence et onde transmise/onde de référence varient en fonction de la fréquence au niveau du plan de test. Elles sont modélisées par les paramètres E_t , E'_t , E'_r et E_r .
- **Erreurs de diaphonie** représentées par E_x et E'_x , dues aux fuites entre les ports 1 et 2 de l'analyseur de réseaux, car l'isolation des coupleurs et des ponts est finie.

Nous devons donc trouver six paramètres d'erreurs pour chaque voie de mesure. La différence entre les paramètres dans chaque sens trouve son origine dans la présence de commutateurs qui introduisent une dissymétrie. Le schéma bloc nous fournit quatre équations liant les paramètres S mesurés aux paramètres S attendus :

$$\begin{aligned}
S_{11}^m &= E_d + E_r \frac{S_{11}^a - E_l \Delta S}{1 - E_s S_{11}^a - E_c S_{22}^a + E_c E_s \Delta S} \\
S_{21}^m &= E_x + E_t \frac{S_{21}^a}{1 - E_s S_{11}^a - E_c S_{22}^a + E_c E_s \Delta S} \\
S_{22}^m &= E'_d + E'_r \frac{S_{22}^a - E'_l \Delta S}{1 - E'_s S_{22}^a - E'_c S_{11}^a + E'_l E'_s \Delta S} \\
S_{12}^m &= E'_x + E'_t \frac{S_{12}^a}{1 - E'_s S_{22}^a - E'_c S_{11}^a + E'_l E'_s \Delta S}
\end{aligned} \tag{137}$$

ou $\Delta S = S_{11}^a S_{22}^a - S_{21}^a S_{12}^a$ est le déterminant de la matrice S . Chaque mesure fournit quatre équations de ce type. Ayant douze inconnues d'erreur à retrouver, il est nécessaire et suffisant de réaliser trois mesures différentes aux paramètres attendus connus. Les étalons utilisés en espace libre s'inspirent de ceux auxquels on a recouru pour des caractérisation en guidé. Un court-circuit est remplacé par une plaque métallique, alors qu'un absorbant se substitue très bien à une charge adaptée. Le choix des étalons demeure totalement ouvert tant qu'ils sont différents, mais il est préférable de choisir l'un des modèles d'étalonnage suivants car ils permettent de simplifier la résolution analytique du système linéaire à douze équations :

- **TRM** consiste en une transmission directe (**Thru**), une plaque métallique (**Reflect**) et une plaque d'absorbant (**Match**). Les deux derniers étalons doivent avoir la même épaisseur que le matériau à caractériser. Cette méthode est très efficace mais nécessite des absorbants opérant sur toute la gamme de fréquence explorée.
- Le calibrage **TRL** remplace l'absorbant par une ligne d'air (étalon **Line**) ayant la même épaisseur que le matériau mesuré. Elle nécessite un faisceau bien paraxial pour que la mesure de l'étalon **Line** soit correcte.
- Le calibrage **GRL** consiste à étalonner en bout de câble (étalonnage **Short Open Load Thru**) pour traiter les erreurs survenant avant les antennes. On mesure ensuite deux étalons **Reflect** et **Line** pour finir de prendre en compte les erreurs qui surviennent après les antennes.

Nous avons choisi l'étalonnage **TRL** car la réalisation des trois étalons est relativement simple. La mesure convenable de la ligne d'air est assurée par le bon dimensionnement de la lentille focalisante. Nous avons démontré que cette dernière devait en théorie fournir un faisceau paraxial sur l'épaisseur du matériau.

Les câbles connectés aux antennes sont sensibles à la torsion. Si on les bouge, le signal qu'ils fournissent ne se stabilise qu'après un certain temps. Il est donc nécessaire en cours d'étalonnage de bouger ces derniers le moins possible. Nous commençons donc par l'étalon **Thru**, puis enchaînons avec les étalons **Line** et **Reflect** après avoir reculé la deuxième antenne de leur épaisseur e (Fig.60). Les antennes sont donc systématiquement équidistantes de l'étalon ou de l'échantillon mesuré. Ce protocole permet aussi de minimiser les erreurs de positionnement, puisqu'on ne recule l'antenne qu'une seule fois en cours de calibrage. A partir de la mesure des paramètres S des étalons et de leurs paramètres S idéaux :

- **Thru** $S_{11} = S_{22} = 0$ et $S_{12} = S_{21} = 1$,
- **Reflect** $S_{11} = S_{22} = -1$ et $S_{12} = S_{21} = 0$,
- **Line** $S_{11} = S_{22} = 0$ et $S_{12} = S_{21} = e^{ie\beta}$ avec $\beta = 2\pi/\lambda$,

on obtient les correcteurs pour chaque fréquence analytiquement. Il suffit ensuite d'inverser les équations (137) et d'y injecter ces correcteurs et les paramètres mesurés à chaque fréquence pour aboutir aux paramètres S calibrés.

$$\begin{aligned}
D &= \left[1 - \left(\frac{S_{11}^m - E_d}{E_r} \right) E_s \right] \left[1 - \left(\frac{S_{22}^m - E'_d}{E'_r} \right) E'_s \right] - E_c E'_c \left(\frac{S_{21}^m - E_x}{E_t} \right) \left(\frac{S_{12}^m - E'_x}{E'_t} \right) \\
S_{11}^c &= \frac{1}{D} \left\{ \left(\frac{S_{11}^m - E_d}{E_r} \right) \left[1 + \left(\frac{S_{22}^m - E'_d}{E'_r} \right) E'_s \right] - E_c \left(\frac{S_{21}^m - E_x}{E_t} \right) \left(\frac{S_{12}^m - E'_x}{E'_t} \right) \right\} \\
S_{22}^c &= \frac{1}{D} \left\{ \left[1 + \left(\frac{S_{11}^m - E_d}{E_r} \right) E_s \right] \left(\frac{S_{22}^m - E'_d}{E'_r} \right) - E_c \left(\frac{S_{21}^m - E_x}{E_t} \right) \left(\frac{S_{12}^m - E'_x}{E'_t} \right) \right\} \\
S_{21}^c &= \frac{1}{D} \left[1 + \left(\frac{S_{22}^m - E'_d}{E'_r} \right) (E'_s - E_c) \right] \left(\frac{S_{21}^m - E_x}{E_t} \right) \\
S_{12}^c &= \frac{1}{D} \left[1 + \left(\frac{S_{11}^m - E_d}{E_r} \right) (E_s - E'_c) \right] \left(\frac{S_{12}^m - E'_x}{E'_t} \right)
\end{aligned} \tag{138}$$

Notons enfin que la longueur de la ligne a une influence sur l'étalonnage. Si la phase d'un paramètre S de l'étalon Line change de signe sur la bande de fréquence, on a une incertitude sur les valeurs des paramètres d'erreur. Afin de palier ce problème, on préfère éviter ces changements de signe en s'assurant que l'épaisseur des matériaux et étalons vérifie $\beta L \prec \pi$. Sachant toutefois que les mesures sont entachées de diverses incertitudes, on prendra une marge de 10 degrés en nous assurant que : $10^\circ \prec \beta L \prec 170^\circ$

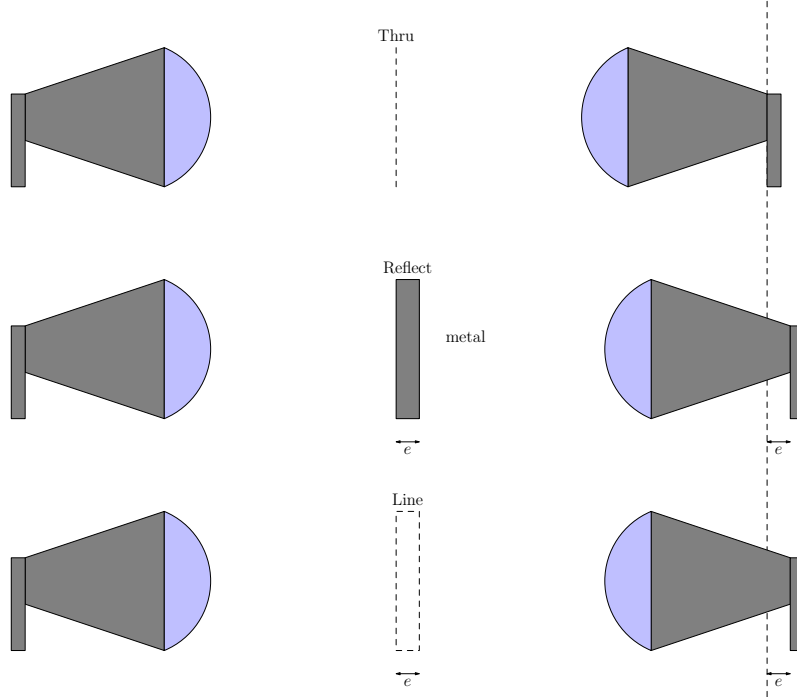
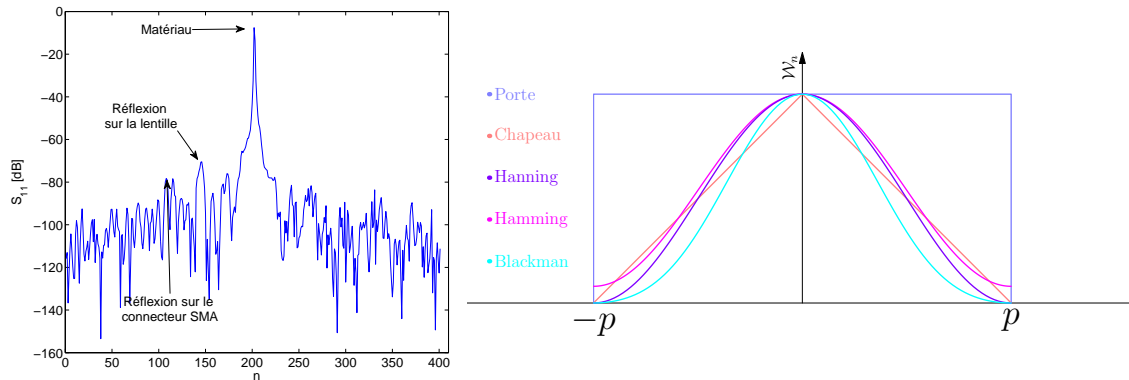


FIGURE 60 – Étalonnage à l'aide des étalons **Thru**, **Reflect** et **Line**

1.4 Filtrage temporel

Les domaines temporel et fréquentiel sont reliés par la transformée de Fourier et complémentaires si l'on souhaite caractériser un matériau [78]. Certaines propriétés invisibles

dans le domaine fréquentiel seront visibles dans le domaine temporel, et vice versa. Ainsi, si les paramètres S à une fréquence donnée comptabilisent les transmissions ou réflexions de tout le système, ces mêmes paramètres dans le domaine temporel n'informent que sur la réaction du système à un instant donné.



(a) Identification des interreflexions parasites à partir de la réponse temporelle du paramètre S_{11}

(b) Filtres utilisés

FIGURE 61 – Principe du filtrage dans le domaine temporel

L'instant initial correspond à l'émission du signal par le port 1 (respectivement le port 2). Il est possible de suivre le signal réfléchi dans le domaine temporel [79] et visualiser ses interactions avec les différents constituants de la ligne de mesure (lentilles, antennes, échantillons, porte-lentilles, etc.) jusqu'à son retour au port 1 (respectivement au port 2). La réponse de l'échantillon peut alors être localisée et isolée (Fig.61a) afin d'éliminer la contribution dans le domaine fréquentiel des éléments qu'on ne cherche pas à mesurer, et qui brulent la mesure.

Ce procédé de filtrage (gating) consiste à multiplier par une porte la transformée de Fourier inverse des paramètres S . L'apodisation du signal élimine les transmissions et réflexions parasites et permet de ne conserver que les points utiles correspondant à la réponse de l'échantillon à mesurer. Les antennes étant équidistantes de l'échantillon, ces points utiles se retrouvent au centre du domaine temporel. La largeur de la porte choisie doit être suffisamment étroite pour ne prendre en compte que l'échantillon, mais assez large pour ne pas omettre de points contribuant à la réponse.

Une fois le filtrage effectué, une transformation de Fourier permet de revenir au domaine temporel. Néanmoins, la transformation appliquée induit une distorsion sur le signal filtré. En effet, le phénomène de Gibbs se produit et introduit des oscillations du signal filtré aux bords du domaine fréquentiel [80]. Cette oscillation est d'autant plus marquée que le filtre est sélectif. Il s'agira donc de ne pas choisir une porte trop étroite au risque de réduire le domaine fréquentiel sur lequel les paramètres S sont valides. La forme des portes (Fig.61b) utilisées influence aussi cette distorsion. Si elle est très marquée pour une porte rectangulaire, elle est négligeable pour des filtres décrits par des fonctions plus régulières à l'instar de la fonction de Blackman.

Notons w_n les valeurs prises par la porte aux temps discrets. Nous utiliserons par la suite les filtres suivants :

$\forall n \in [-p, p] :$

$$\text{Rectangulaire} \quad w_n = 1 \quad (139)$$

$$\text{Triangulaire} \quad w_n = 1 - \left| \frac{n}{p} \right| \quad (140)$$

$$\text{Hanning} \quad w_n = 0.5 - 0.5 \cos\left(\pi \frac{n}{p}\right) \quad (141)$$

$$\text{Hamming} \quad w_n = 0.54 - 0.46 \cos\left(\pi \frac{n}{p}\right) \quad (142)$$

$$\text{Blackman} \quad w_n = 0.42 - 0.5 \cos\left(\pi \frac{n}{p}\right) + 0.08 \cos\left(2\pi \frac{n}{p}\right) \quad (143)$$

Nous étudierons par la suite l'efficacité de ces différents types de filtres.

1.5 Calcul des paramètres effectifs

Les paramètres S donnent certes une idée du comportement électromagnétique du matériau étudié, mais il est difficile, en se basant uniquement sur ces derniers, de distinguer les réponses de matériaux différents. En revanche, les propriétés électromagnétiques telles que la permittivité et la perméabilité décrivent avec précision l'identité électromagnétique de tout matériau. Les coefficients de transmission et de réflexion d'une lame diélectrique de permittivité relative ϵ_r et perméabilité relative μ_r connues peuvent être simplement calculés à partir de ces propriétés électromagnétiques (Fig.62).

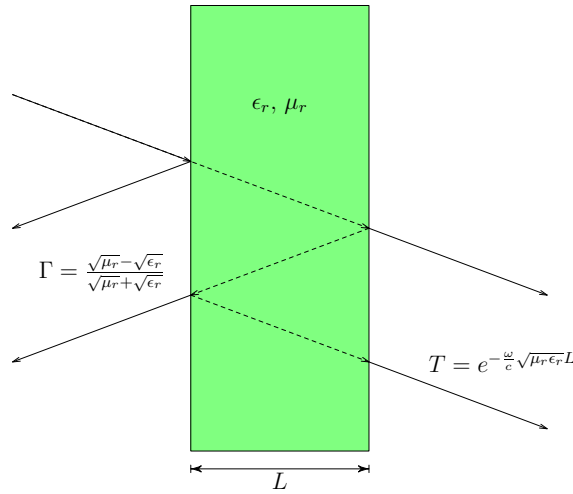


FIGURE 62 – Coefficients de réflexion Γ et de transmission T d'un matériau de permittivité ϵ et perméabilité μ

Les paramètres S étant eux mêmes liés aux coefficients de transmission et de réflexion (Eq.144), leur obtention ne pose aucun problème si les propriétés du matériau sont connues :

$$\begin{aligned} S_{21} = S_{12} &= \frac{T(1 - \Gamma^2)}{1 - \Gamma^2 T^2} \\ S_{11} = S_{22} &= \frac{\Gamma(1 - T^2)}{1 - \Gamma^2 T^2} \end{aligned} \quad (144)$$

La démarche inverse, qui nous intéresse en l'occurrence, nécessite l'inversion des relations précédentes. Plusieurs approches, numériques comme analytiques, permettent d'obtenir les parties réelles et imaginaires de ϵ_r et μ_r à partir des paramètres S . Certaines techniques ne s'appliquent qu'à des matériaux particuliers, d'autres sont performantes sur des lames diélectriques plus épaisses. Nous avons choisi d'utiliser d'une part l'inversion de Nicholson-Ross-Weir, une méthode qui s'applique à tous types de matériaux mais peu précise pour des lames épaisses, et d'autre part l'algorithme d'inversion itératif NIST [81] développé au National Institute of Standards and Technology qui ne s'applique qu'aux matériaux à la permittivité ou perméabilité connues.

1.5.1 Inversion de Nicholson-Ross-Weir (NRW)

Cette technique d'inversion [54, 82] permet l'obtention de la permittivité et de la perméabilité à partir de l'une des deux paires de coefficients (S_{11}, S_{21}) ou (S_{22}, S_{12}) . Le calcul est très rapide car il repose sur les équations analytiques précédentes, mais n'est pas très précis dans la mesure où les paramètres électromagnétiques des matériaux à faibles pertes divergent. La permittivité d'une lame d'épaisseur L se verra ainsi diverger aux multiples des fréquences associées à une demi-longueur d'onde dans l'échantillon. Il est préférable pour éviter cette divergence de ne l'appliquer qu'à des matériaux dont l'épaisseur ne dépasse pas un quart de longueur d'onde, ou de limiter la bande de fréquence de caractérisation. La première phase de l'inversion passe par le calcul du coefficient de réflexion et de transmission :

$$V_1 = S_{11} + S_{21} \quad V_2 = S_{11} - S_{21} \quad X = \frac{1 - V_1 V_2}{V_1 - V_2} \quad (145)$$

$$\Gamma = X \pm \sqrt{X^2 - 1} \quad T = \frac{V_1 - \Gamma}{1 - V_1 \Gamma} \quad (146)$$

Le coefficient de réflexion Γ peut prendre deux valeurs. Celui-ci devant être inférieur à l'unité, on arrive à choisir la bonne solution. On peut dès lors calculer l'indice n du milieu et son impédance équivalente Z :

$$n = \frac{c}{j\omega L} \ln\left(\frac{1}{T}\right) \quad (147)$$

$$Z = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \quad (148)$$

La partie imaginaire du logarithme d'un nombre complexe $\ln(|\Gamma|e^{j\theta}) = \ln(|\Gamma|) + j(\theta - 2m\pi)$, avec $m \in \mathbb{Z}$ est définie aux multiples de 2π près. Les solutions possibles pour l'indice de réfraction sont multiples alors que l'impédance a une valeur unique. Cette singularité de la fonction multi-branché logarithme se retrouve dans la permittivité $\epsilon_r = n/Z$ et perméabilité $\mu_r = nZ$ effectives.

L'ambiguïté sur la phase est levée en comparant les retards théorique et mesuré. En pratique, on utilise plusieurs épaisseurs différentes du même matériau pour obtenir la bonne valeur de m . Nous contournerons le problème en nous plaçant dans les conditions des échantillons de faible épaisseur pour lesquels $m = 0$.

1.5.2 Algorithme itératif NIST

Il est nécessaire de fixer la perméabilité ou la permittivité dans cette méthode, ce qui la rend adaptée au calcul des paramètres effectifs des matériaux non magnétiques

$\mu_r = 1$. Cette technique [81] repose sur la détermination des racines de la fonction F avec l'algorithme de Newton-Raphson.

$$\begin{aligned}\Gamma &= \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r}}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \\ T &= e^{\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r} L} \\ F(\epsilon_r) &= \frac{S_{21} + S_{12}}{2} - \frac{T(1 - \Gamma^2)}{1 - \Gamma^2 T^2}\end{aligned}\quad (149)$$

Il n'y a plus d'indétermination de la solution comme pour la méthode NRW et plus de divergences dues à la résonance de la cellule. La précision du calcul n'en est que plus grande. L'algorithme demeure par ailleurs très robuste même quand les pertes sont peu élevées.

Il est toutefois nécessaire de fournir une estimation de la permittivité à calculer, et la vitesse de convergence de la méthode vers la solution est directement liée à la précision de cette estimation. La première permittivité peut être soit donnée par l'utilisateur, soit calculée à l'aide de l'algorithme NRW. Une nouvelle permittivité ϵ_i est calculée à chaque itération jusqu'à ce que $F(\epsilon_i) = 0$ soit atteint avec la précision souhaitée.

Une autre version de cet algorithme repose sur l'utilisation des quatre paramètres S mesurés. On cherche alors à trouver les racines des deux fonctions :

$$F_1(\epsilon', \epsilon'') = S_{11}^m S_{22}^m - S_{21}^m S_{12}^m - \frac{T^2 - \Gamma^2}{1 - \Gamma^2 T^2} \quad (150)$$

$$F_2(\epsilon', \epsilon'') = \frac{S_{21}^m + S_{12}^m}{2} - \frac{T(1 - \Gamma^2)}{1 - \Gamma^2 T^2} \quad (151)$$

$$(152)$$

Il s'agit ensuite de calculer à chaque itération la matrice Jacobienne :

$$J = \begin{pmatrix} \frac{F_1(\epsilon'+h, \epsilon'') - F_1(\epsilon', \epsilon'')}{h} & \frac{F_1(\epsilon', \epsilon''+h) - F_1(\epsilon', \epsilon'')}{h} \\ \frac{F_2(\epsilon'+h, \epsilon'') - F_2(\epsilon', \epsilon'')}{h} & \frac{F_2(\epsilon', \epsilon''+h) - F_2(\epsilon', \epsilon'')}{h} \end{pmatrix} \quad (153)$$

Le pas h devant être suffisamment petit pour que l'approximation des dérivées par les différences finies soit précise. La permittivité à la prochaine itération est égale à :

$$\begin{pmatrix} \epsilon'_{i+1} \\ \epsilon''_{i+1} \end{pmatrix} = (I_2 + J^{-1}) \begin{pmatrix} \epsilon'_i \\ \epsilon''_i \end{pmatrix} \quad (154)$$

La vitesse de convergence de cette technique dépendra aussi bien du pas des itérations, que du nombre de celles-ci et de l'estimation initiale de la permittivité.

Chapitre 2

Résultats expérimentaux des caractérisations

Nous commençons dans ce chapitre par vérifier le dimensionnement de la lentille en cartographiant le champ électromagnétique dans le plan de référence choisi. Nous démontrons que la procédure d'étalonnage s'avère indispensable avant toute exploitation des mesures, et affirmons l'apport du filtrage temporel. Nous présentons enfin les résultats des caractérisations de diélectriques non magnétiques pour valider le banc et la méthode. Nous étudions la précision des deux méthodes d'inversion présentées, et abordons finalement la caractérisation de divers métamatériaux.

2.1 Corrections de la mesure

La caractérisation d'un matériau passe systématiquement par la récupération des paramètres S des trois étalons Thru, Reflect, Line et ceux de l'échantillon étudié. L'étalonnage ainsi que le filtrage temporel sont appliqués a posteriori avec un programme *Matlab*.

La largeur de bande à la fréquence intermédiaire (Intermediate Frequency bandwidth) est choisie égale à 1 kHz, et on moyenne sur 16 mesures afin de réduire les erreurs aléatoires. Toutes les caractérisations sont faites en incidence normale, avec un champ électrique horizontal et un champ magnétique vertical. Les deux antennes sont distantes de 30.5 cm, et la condition de paraxialité du faisceau est respectée. Nous présentons dans cette section l'influence de l'étalonnage, de la nature du filtre utilisé ainsi que de sa sélectivité.

2.1.1 Nécessité de l'étalonnage

Une plaque de plexiglas de permittivité $\epsilon_r = 2.7$ et d'épaisseur $e = 5$ mm est caractérisée avec et sans étalonnage. Dans ce second cas, les mesures brutes des paramètres de réflexion (Fig.63.a) et de transmission (Fig.63.b) sur un diagramme de Smith ne sont qu'un nuage de points quelconque.

L'application de l'étalonnage ramène les paramètres S mesurés autour des courbes théoriques d'amplitude (Fig.63.c) et de phase (Fig.63.d). Les paramètres S sont nécessairement dans le cercle unité. On constate toutefois qu'après étalonnage le module des paramètres de transmission peut dépasser 1. On constate par ailleurs qu'après étalonnage $S_{11} \neq S_{22}$ et $S_{21} \neq S_{12}$. Nous voyons là l'effet des erreurs de positionnement de l'étalon Reflect et celui de l'incertitude sur son épaisseur. Les paramètres de réflexion du plexiglas ont un saut de phase vers 9.5 GHz. Un saut de phase se produisant à deux fréquences

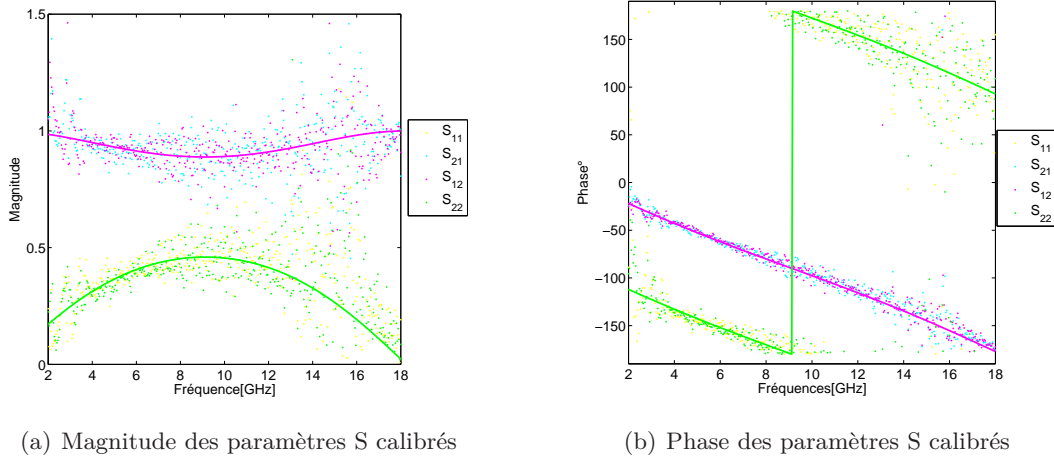


FIGURE 63 – Étalonnage des paramètres S. Paramètres S théoriques en pointillés et données mesurées en trait plein.

différentes pour S_{11} et S_{22} est symptomatique de ces erreurs de positionnement, elles sont donc facilement détectables, et on peut y remédier.

Quelles que soient les précautions prises lors de l'expérience, les bruits de mesure provenant des réflexions parasites sur les antennes et les platines de positionnement altèrent tellement les mesures qu'il est inenvisageable de les utiliser en l'état pour calculer les paramètres effectifs. Il est nécessaire de les filtrer dans le domaine temporel afin de réduire l'erreur dans le domaine fréquentiel.

2.1.2 Effet du filtrage temporel

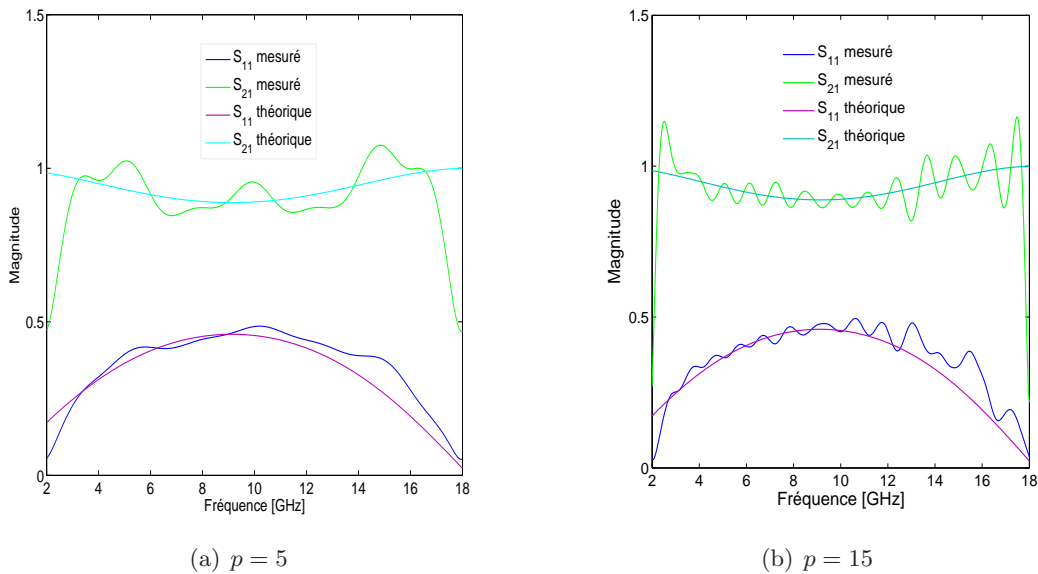


FIGURE 64 – Phénomène de Gibbs avec une porte rectangulaire de demi-largeur p .

Les paramètres S dans le domaine temporel sont obtenus en appliquant une trans-

formée de Fourier discrète aux paramètres calibrés. Ils sont multipliés par une porte de largeur p , centrée sur le milieu du domaine temporel. Si aucune erreur de positionnement de l'échantillon n'a été commise, le centre du domaine temps correspond au milieu du matériau mesuré.

Les allures des portes utilisées ont des impacts différents sur le filtrage. Mais dans tous les cas, plus le filtre est sélectif, plus il y a d'oscillations parasites aux bords du domaine fréquentiel comme en atteste (Fig.64). Si le filtre est trop sélectif, il est même possible de dénaturer complètement les paramètres S , car on omet de prendre certains modes fondamentaux pour la réponse du matériau caractérisé.

Nous avons filtré les paramètres S d'une plaque de plexiglas avec des portes de formes et de largeurs différentes. Nous représentons (Fig.65) l'erreur quadratique¹ des données mesurées comparativement aux paramètres théoriques en fonction de la largeur de porte. Le filtre rectangulaire est celui qui induit les plus fortes oscillations aux bords de la gamme de fréquence. Si l'on cherche plus de régularité, les filtres de Hanning et Hamming sont plus indiqués. Toutefois, ces filtres atténuent les paramètres S , induisant une erreur sur le calcul des paramètres constitutifs. Dès lors, on choisira un filtre rectangulaire pour obtenir des courbes de paramètres constitutifs plus lisses, et d'autres filtres si la précision sur les paramètres n'est plus primordiale.

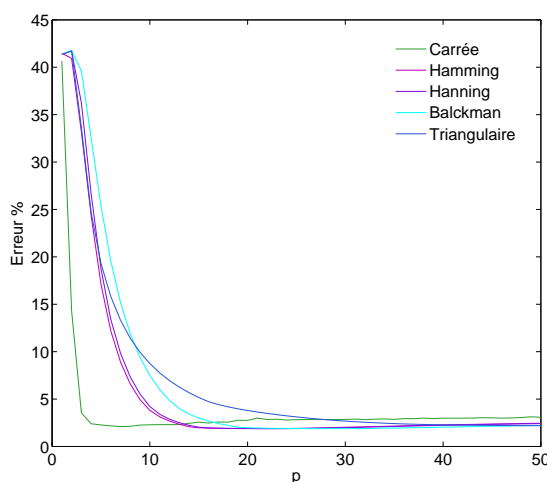
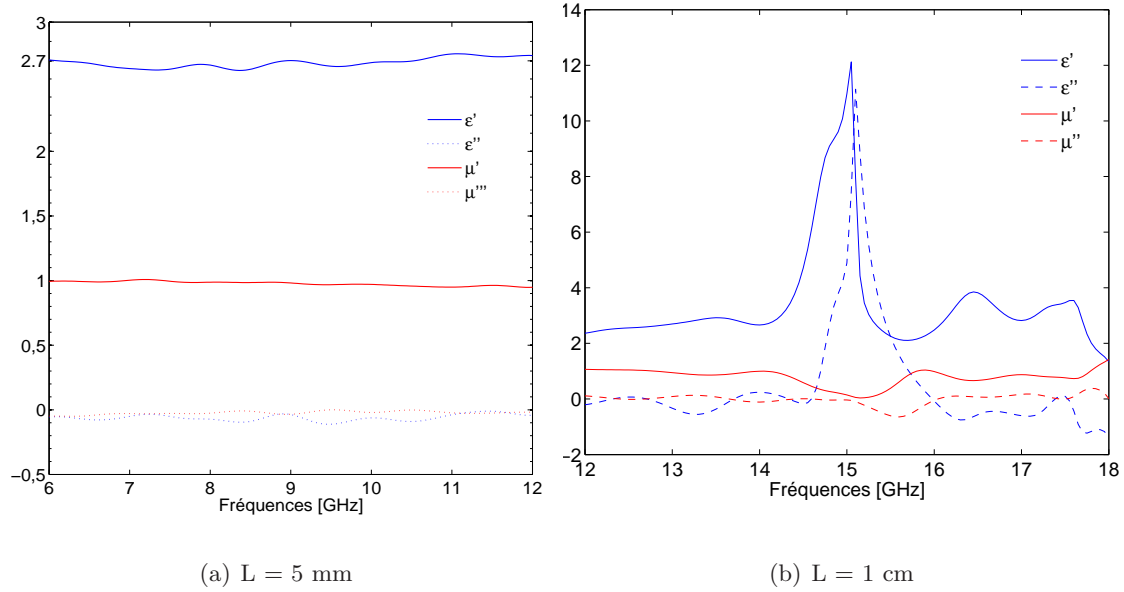


FIGURE 65 – Erreur quadratique moyenne des paramètres S d'une plaque de plexiglas filtrés par différentes portes de demi-largeur p

2.2 Calcul des paramètres constitutifs de diélectriques

Nous avons d'abord caractérisé deux matériaux non magnétiques aux permittivités connues : le plexiglas ($\epsilon_r = 2.7$) et l'alumine ($\epsilon_r = 9.5$). Les deux plaques ont pour épaisseur $e = 5$ mm et une aire de 20×20 cm². Les lames sont assez larges pour empêcher la diffraction du faisceau qui, pour rappel, a théoriquement 6 cm de diamètre à la fréquence la plus basse de 2 GHz.

FIGURE 66 – Caractérisation d'une plaque de plexiglas $\epsilon_{theo} = 2.7$

2.2.1 Plaque de plexiglas

Les paramètres électromagnétiques effectifs sont calculés ici à l'aide de l'inversion NRW après filtrage des paramètres S avec une porte rectangulaire de largeur 15. Les moyennes et variances des paramètres électromagnétiques effectifs sont fournis dans le tableau (Tab.1).

	Moyen	Variance	Erreur maximale
ϵ'	2.6844	0.0014	2.7%
ϵ''	-0.0614	$6.3 \cdot 10^{-4}$	
μ'	0.9766	$2.96 \cdot 10^{-4}$	5.2%
μ''	-0.0232	$1.59 \cdot 10^{-4}$	

TABLE 1 – Paramètres mesurés du plexiglas ($\epsilon_{theo} = 2.7 - 0.001j$ et $\mu_{theo} = 1$)

Nous avons aussi mesuré une plaque plus épaisse $L = 1$ cm mais, comme prévu, les paramètres S sont très bruités au voisinage de 15 GHz, fréquence à laquelle $\beta L = \pi$. La conséquence est que la permittivité effective diverge à cette fréquence, entraînant par ailleurs une erreur très importante sur la permittivité aux fréquences voisines. Il est donc préférable de se limiter autant que possible à des plaques d'épaisseur 5 mm afin de ne pas avoir de résonance de cellule, et ainsi éviter la divergence des paramètres effectifs calculés par l'inversion NRW.

2.2.2 Plaque d'alumine

La caractérisation d'une plaque constituée à 99% d'alumine ($\epsilon_r = 9.5$) et de 5 mm d'épaisseur pose plus de problèmes car ses paramètres de réflexion filtrés s'annulent vers 10 GHz (Fig.67.a). Il ne s'agit que d'une résonance de cellule, mais l'algorithme d'inversion NRW estime (Fig.67.b) qu'une telle résonance est due à des paramètres effectifs qui

1. $\Delta S = \sqrt{\sum_i (S_i^m - S_i^t)^2}$

s'annulent et deviennent négatifs. Il est dès lors nécessaire de remettre en question le choix de l'entier $m = 0$ (Sec1.5.1).

En choisissant ce dernier égal à 1 lorsque le coefficient de transmission change de signe, on retrouve une permittivité constamment positive. La résonance à 10 GHz, même compensée avec un choix convenable de l'entier m , induit toujours une erreur au milieu de la bande de fréquence (Fig.2.67(d)). Nous sommes confrontés aux limites de l'algorithme NRW, et une caractérisation plus précise passe par l'utilisation des critères d'inversion itératifs. Ce matériau étant non magnétique, nous avons obtenu de bien meilleurs résultats avec l'algorithme d'inversion NIST (Fig.2.67(c)).

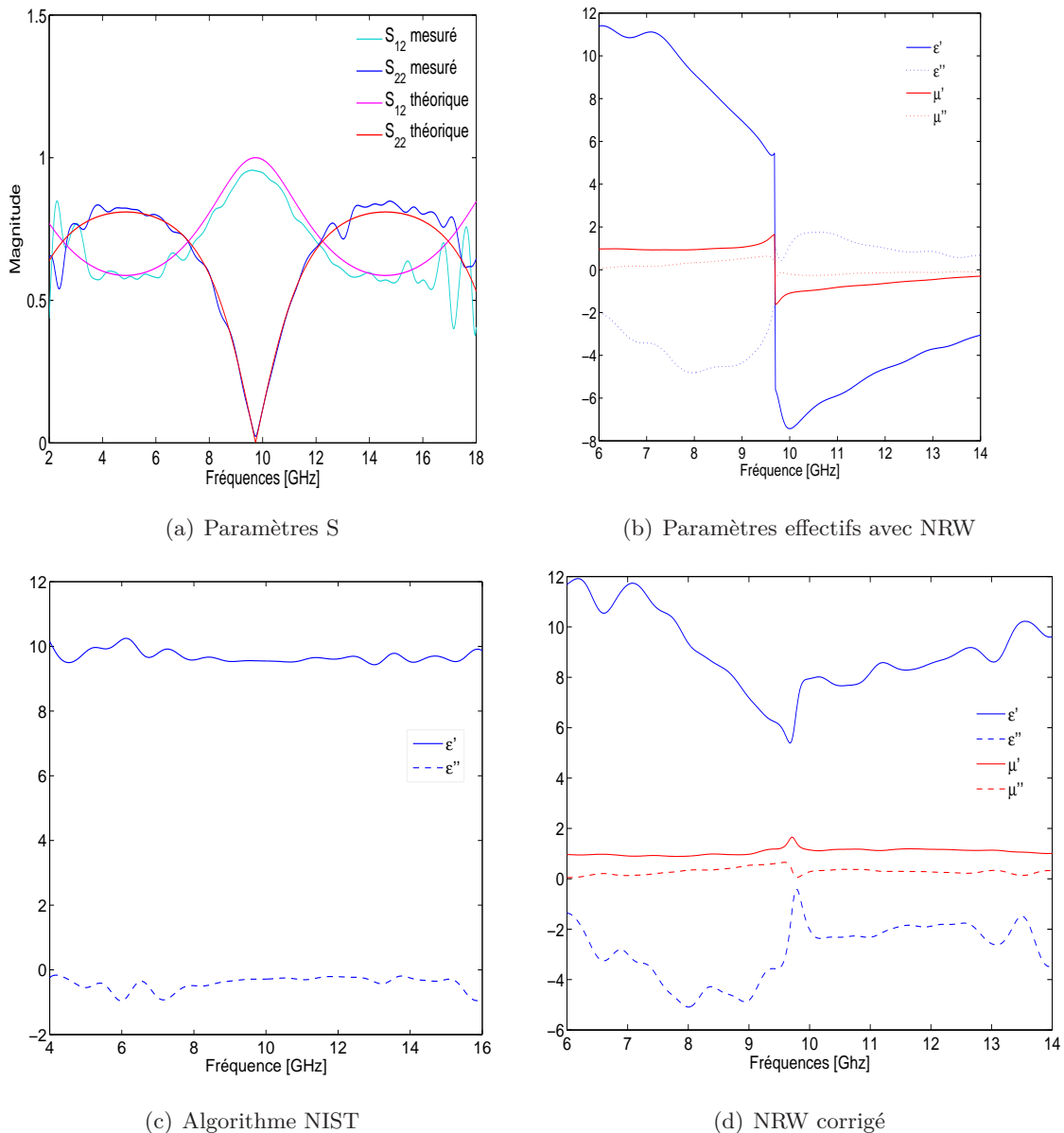


FIGURE 67 – Caractérisation d'une plaque d'alumine $\epsilon_{theo} = 9.5$

L'erreur est donc globalement plus importante que lors de la caractérisation du plexiglas, bien que l'on fixe $\mu = 1$ dans l'algorithme itératif NIST (Tab.2).

	Moyen	Variance	Erreur maximale
ϵ'	9.67	0.031	7.8%
ϵ''	-0.43	0.09	9.6%

TABLE 2 – Paramètres mesurés de l'alumine ($\epsilon_{theo} = 9.5 - 0.006j$ et $\mu = 1$)

Le banc est utilisable pour des fréquences allant de 6 à 18 GHz. Afin d'éviter les fluctuations dues au phénomène de Gibbs, nous nous limiterons à la bande de fréquences 6-14 GHz. Nous préférons par ailleurs des plaques minces à cause de la résonance de cellule.

2.3 Mesure de métamatériaux

La caractérisation des matériaux étalons s'étant révélée probante, il nous est possible de caractériser des métamatériaux. Ces derniers consistent en des inclusions métalliques en cuivre gravées sur de l'époxy dont la permittivité a été mesurée en espace libre à ($\epsilon_e = 4.4$). Les plaques utilisées font 20x20 cm² et 1.6 mm d'épaisseur. La condition $\beta L \leq \pi$ étant vérifiée sur toute la gamme de fréquences, nous sommes assurés que l'entier m peut être considéré comme nul (Sec.1.5.1).

2.3.1 Surfaces à Haute Impédance à base de champignons

Une surface à haute impédance à base d'inclusions carrées et d'un plan de masse peut être modélisée par un circuit LC. L'impédance effective s'exprime en fonction de l'inductance et de la capacité données par les formules suivantes [9, 8] :

$$\begin{aligned}
 C &= \epsilon_0 \frac{(1 + \epsilon_e)(D - g)}{\pi} \cosh^{-1}\left(\frac{D}{g}\right) \\
 L &= \mu_0 h \\
 Z_{eff} &= \frac{j\omega L}{1 - LC\omega^2}
 \end{aligned} \tag{155}$$

où D est la période de la structure, $D - 2g$ la taille des inclusions métalliques et h l'épaisseur du substrat (Fig.68), en l'occurrence de l'époxy de permittivité $\epsilon_e = 4.4$.

Nous avons mesuré les paramètres, calibrés puis filtrés, mais n'avons bien sûr retenu pour le calcul de l'impédance effective que le paramètre S_{11} . En effet, la face se situant du côté de la deuxième antenne étant métallisée, le paramètre $S_{22} = -1$ tandis que les paramètres de transmission sont nuls.

Ce modèle analytique ne peut prévoir l'amplitude de l'impédance effective analytique. Elle diverge à la résonance car les pertes par effet Joule ne sont pas prises en compte, alors qu'elles sont importantes en réalité pour une telle structure métallique. Il nous permet néanmoins de confirmer assez précisément la fréquence de résonance mesurée (Fig.2.69(a)), à laquelle la partie imaginaire de l'impédance effective passe de valeurs positives à négatives. Pour une HIS avec $D = 1$ cm et $g = 4$ mm, la fréquence de résonance analytique se situe vers 9.4 GHz alors qu'elle se produit en réalité à 9.84 GHz. Le modèle analytique prend en compte la présence du via : un fil métallique reliant les champignons au plan de masse. En incidence normale, cas dans lequel nous nous situons, ces fils métalliques ne jouent aucun rôle, et la formule analytique est bien adaptée pour modéliser ces HIS.

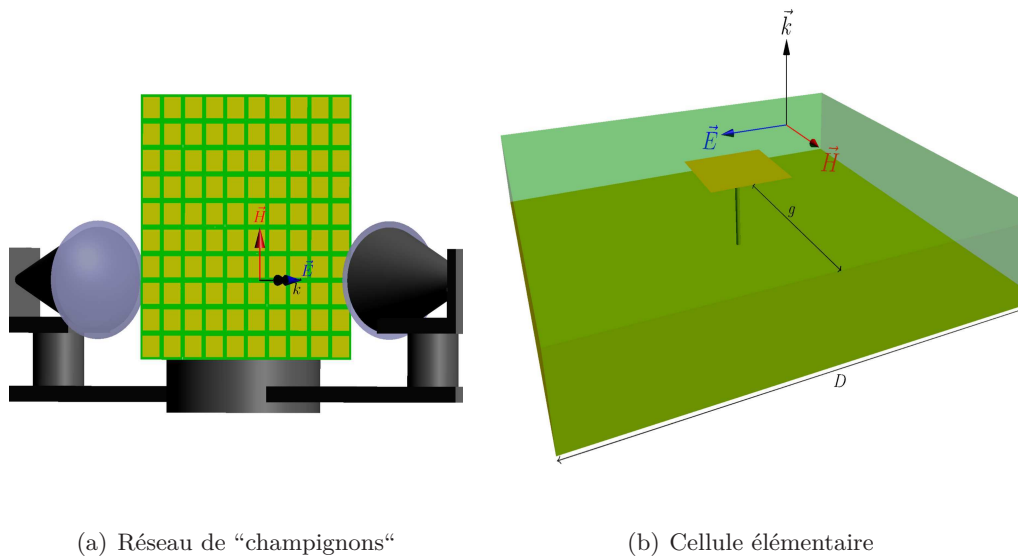


FIGURE 68 – Caractérisation d'un réseau d'inclusions métalliques carrées

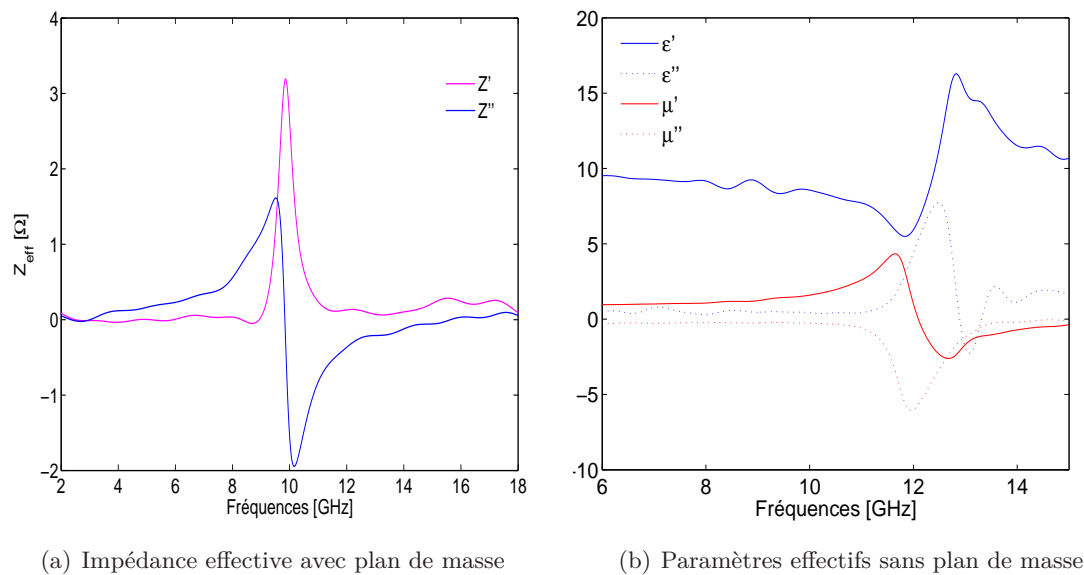


FIGURE 69 – Paramètres effectifs d'un réseau de "mushrooms" avec et sans plan de masse

Les équations analytiques (Eq.155) permettent de changer facilement la fréquence de résonance en modifiant les dimensions D et g . Les comparaisons des fréquences de résonance pour divers couples de dimensions (D, g) sont donnés dans (Tab.3). La correspondance est satisfaisante dans tous les cas.

La même structure a été caractérisée sans plan de masse (Fig.2.69(b)), avec des champignons sur les deux faces. La perméabilité effective devient négative à une fréquence de 12.1 GHz. Le plan de masse décale la résonance vers des fréquences plus basses.

D [mm]	g [mm]	Fréquence mesurée [GHz]	Fréquence analytique [GHz]
10	4	9.84	9.4
7	2	10	9.3
6	2	10.85	10.86
10	5	11.75	11.2

TABLE 3 – Fréquences de résonance analytique et expérimentale d'un réseau de champignons avec plan de masse

2.3.2 Réseau d'anneaux fendus

Les réseaux d'anneaux fendus singuliers peuvent être caractérisés de deux manières distinctes, selon la polarisation choisie. Dans les deux configurations, le champ électrique \vec{E} doit être parallèle aux fentes pour générer un effet capacitif. Seule change donc la direction du champ magnétique \vec{H} et du vecteur d'onde \vec{k} .

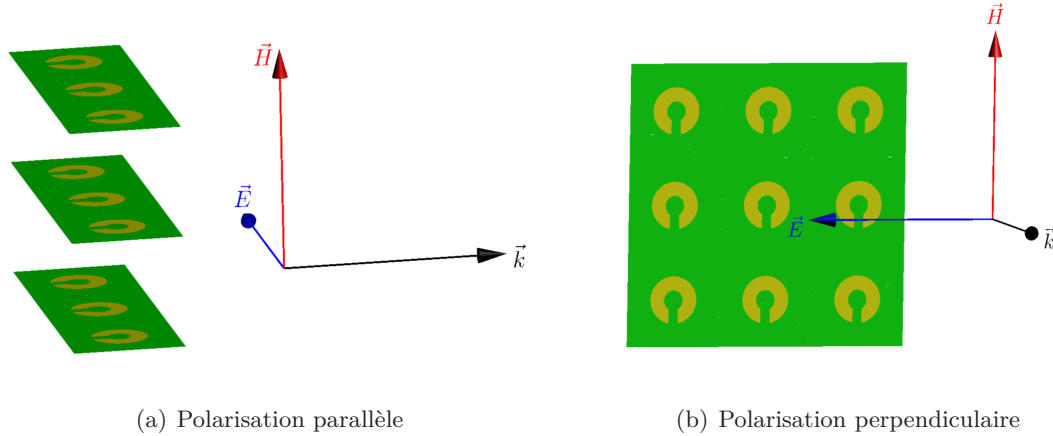


FIGURE 70 – Caractérisation sous diverses polarisations d'un réseau d'anneaux fendus

La polarisation parallèle consiste à disposer avec une période a des lames d'époxy de largeur a séparées par de l'air (Fig.70(a)). Seule l'une des faces de chaque lame contient une dizaine d'anneaux fendus, dont les fentes sont orientées horizontalement.

On parle de polarisation perpendiculaire (Fig.70(b)) lorsque le vecteur d'onde est perpendiculaire aux motifs. La caractérisation est bien plus simple dans cette configuration puisqu'il suffit de répartir périodiquement les anneaux fendus sur les deux faces du diélectrique. Sachant que les fréquences de résonance des deux configurations sont quasiment identiques [51], nous avons choisi cette solution, plus facile à mettre en œuvre.

De par sa finesse ($h = 1.6$ mm), la structure s'apparente à un métamatériau bidimensionnel. Nous avons utilisé successivement la formule analytique (Eq.115) établie dans la partie précédente (Part.II, Sec.1.4.2), ainsi que les résultats des simulations pour déterminer les dimensions de l'anneau correspondant à une résonance vers 10 GHz. Nous nous plaçons ainsi au milieu du domaine de caractérisation, loin des bords bruités par le phénomène de Gibbs.

Pour des anneaux fendus ($d = 1$ mm) de rayon intérieur $r_{int} = 2.5$ mm et extérieur $r_{ext} = 1$ mm disposés avec un pas $a = 1$ cm, les paramètres S résonnent à 10.36 GHz comme le montre la figure 71.

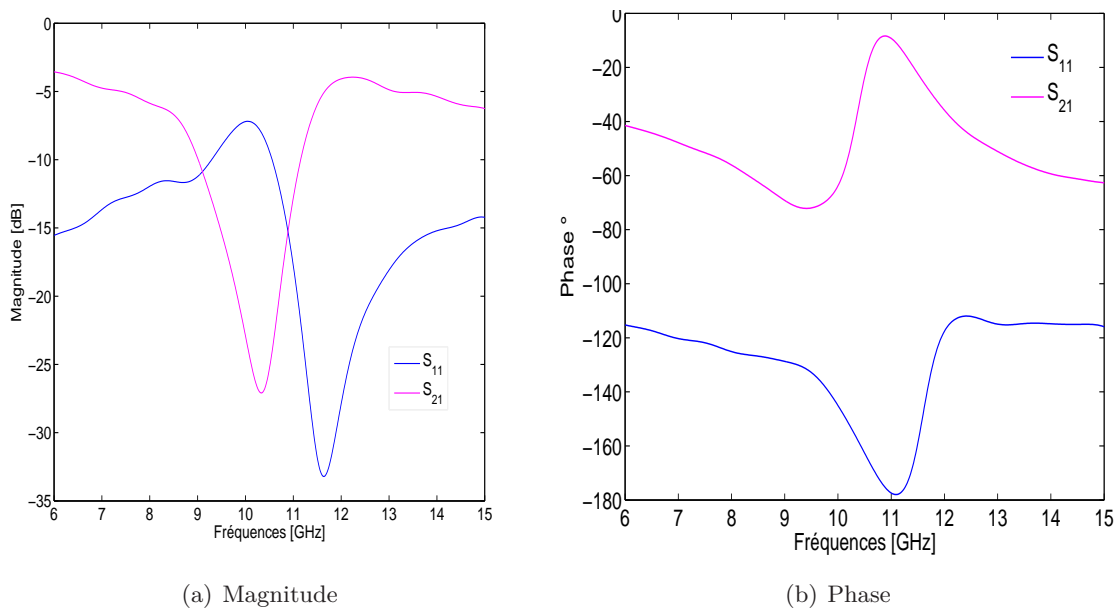


FIGURE 71 – Paramètres S d'un réseau d'anneaux fendus singuliers

Nous n'avons pas calculé les paramètres effectifs avec cette polarisation, car seule la fréquence de résonance demeure inchangée par rapport à la polarisation parallèle. Le réseau d'anneaux fendus a un comportement magnétique avec une perméabilité devenant négative à la fréquence de résonance. Nous comparons (Tab.4) pour diverses largeurs d'entrefer les fréquences de résonance mesurées avec celles calculées via la formule analytique polaritonique (Eq.115) et obtenues par homogénéisation (Sec.II), pour des anneaux de rayon intérieur $r_{int} = 2.5$ mm et extérieur $r_{ext} = 1$ mm.

d (mm)	Mesurée	Analytique	Simulée
0.8	9.4	9.37	9.47
0.9	9.6	9.94	10.05
1	10.32	10.47	10.59

TABLE 4 – Fréquences obtenue par simulation, mesure, et analytiquement

La correspondance entre notre méthode d'homogénéisation et les mesures est donc très bonne puisque l'erreur est à peine de 4%.

Cette préférence pour la caractérisation en polarisation perpendiculaire s'explique par les diverses difficultés rencontrées avec la polarisation parallèle. Nous avons caractérisé un seul réseau d'anneaux fendus ($d = 1$ mm) carrés dans cette configuration, d'arêtes internes $a_{int} = 1.8$ mm et externes $a_{ext} = 4.4$ mm. Les lames étant épaisses d'1 cm, on a eu recours à un étalonnage avec une épaisseur de ligne de 1 cm aussi. L'utilisation d'une telle épaisseur rend l'étalonnage moins précis et sujet à des résonances parasites. Il n'était pas pertinent d'utiliser un filtre très sélectif pour les atténuer au risque de réduire l'amplitude de la perméabilité à la résonance naturelle du métamatériau. La simple disposition des lames d'anneaux fendus selon la configuration (Fig.70(a)) est loin d'être évidente. La comparaison des fréquences de résonance mesurées en polarisation perpendiculaire (10.9 GHz), en polarisation parallèle (10.95 GHz), simulée (11.09 GHz), et obtenue analytiquement (11.13 GHz), confirme d'une part que les fréquences de résonance sont légèrement décalées pour

les deux polarisations, et d'autre part que la résonance en polarisation parallèle est mieux prédite pour un anneau carré que pour les anneaux circulaires.

2.3.3 Réseau de fils métalliques

Pendry [16] a largement étudié les réseaux de fils métalliques et démontré qu'un réseau de fils très fins pouvait avoir une fréquence plasma dans le domaine micro-ondes. Il s'en suit une permittivité négative au voisinage de cette fréquence. Nous avons caractérisé un réseau de fils métalliques étudié par Burokur *et al* [83], qui ont en plus pour propriété d'exhiber une perméabilité négative. C'est le décalage dx entre les fils (Fig.72) qui est à l'origine de cette perméabilité négative.

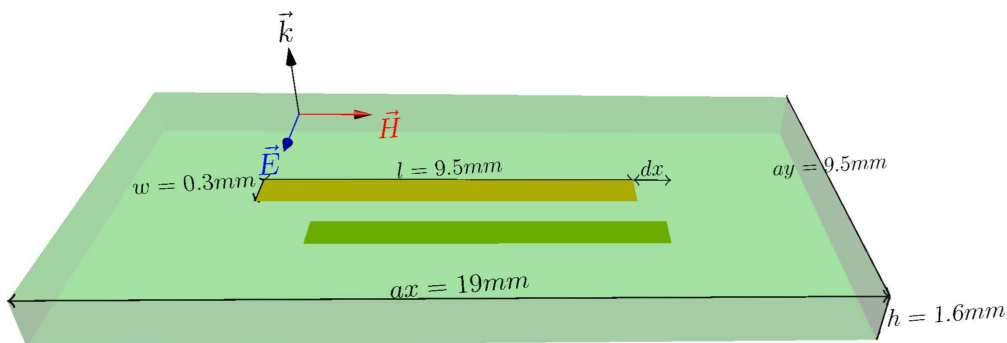
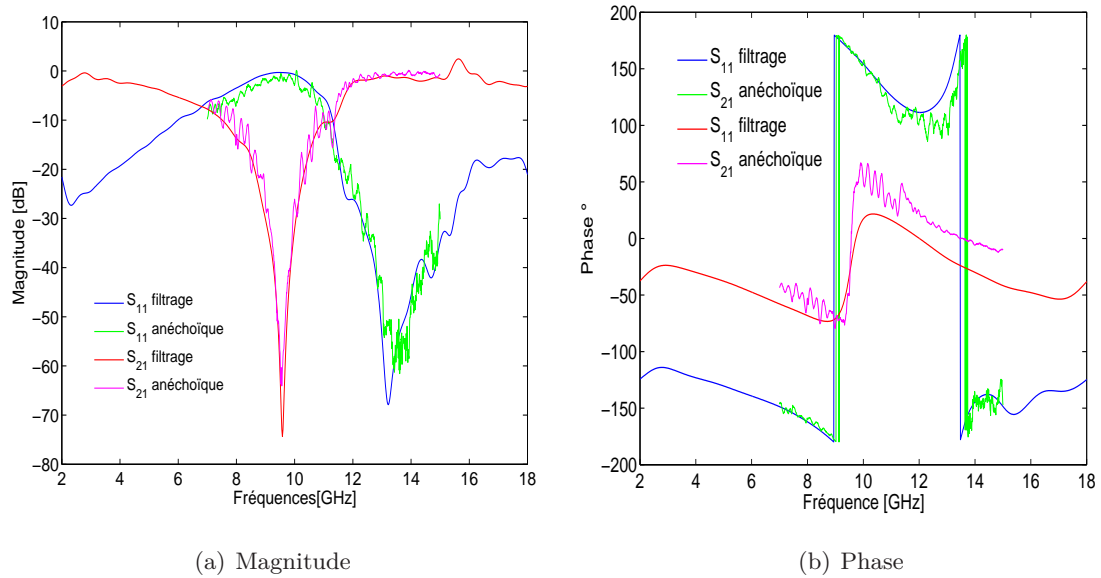
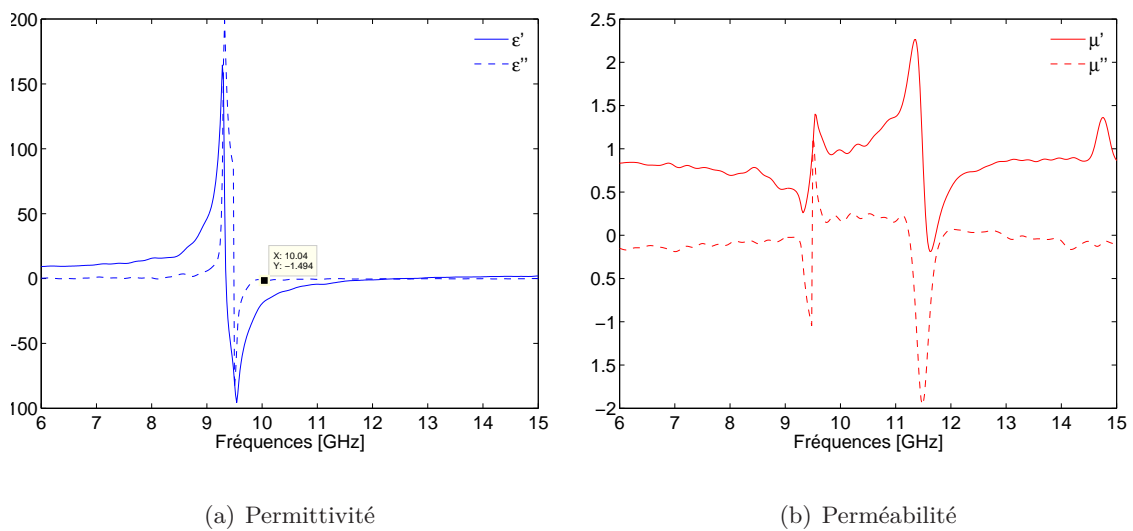


FIGURE 72 – Caractérisation d'un réseau périodique de fils métalliques décalés

Nous avons caractérisé ce réseau de fils avec un décalage $d = 4.75$ mm et obtenu une résonance de la permittivité à 9.5 GHz et de la perméabilité à 11.7 GHz. Contrairement aux échantillons réalisés au sein du LGEP, ces métamatériaux fournis par l'IEF² ont pour épaisseur 1.3 mm. Les résultats sont conformes à ceux de la littérature [83], mais nos courbes des paramètres effectifs sont plus régulières du fait du filtrage temporel.

L'apport du filtrage temporel est certain à ce niveau, nous sommes en mesure d'obtenir des résultats moins bruités que ceux réalisés dans une chambre anéchoïque (Fig.73). Toutefois, une sélectivité trop grande du filtre atténuera fortement les résonances du métamatériau. Pour ce réseau en particulier, une demi-largeur de porte $p = 15$, utilisée pour caractériser la plupart des autres lames, s'avère trop étroite, et empêche la perméabilité d'atteindre des valeurs négatives. Il faut utiliser un filtre moins sélectif $p = 30$, et donc avoir des mesures plus bruitées, pour enfin retrouver l'amplitude réelle de la perméabilité effective à la résonance (Fig.74).

Pour $dx = 2$ cm, les fréquences de résonance de la permittivité et perméabilité sont confondues, et on obtient un matériau à indice négatif, caractérisé sous incidence oblique dans la référence [84].

FIGURE 73 – Paramètres S du réseau de fils métalliques décalés de $d = 4.75mm$ FIGURE 74 – Paramètres effectifs d'un réseau de fils métalliques décalés de $d = 4.75mm$

Conclusion et perspectives

Nous avons démontré dans cette partie que notre banc de caractérisation est opérationnel, donnant les résultats attendus sur la bande de fréquences comprise entre 6 et 18 GHz. Les paramètres effectifs des diélectriques caractérisés concordent avec leurs propriétés attendues. L'avantage offert par ce banc réside dans la possibilité de caractériser des métamatériaux. Nous avons ainsi vérifié expérimentalement la validité de notre méthode d'homogénéisation, qui s'avère parfaitement rigoureuse en estimant la fréquence de résonance avec une erreur inférieure à 3%.

Si les performances du banc sont globalement satisfaisantes, il est encore possible d'affiner les mesures réalisées. Elles sont difficilement exploitables sans filtrage temporel, mais ce dernier y introduit des oscillations, ou modifie l'amplitude des paramètres S . Un filtrage moins intrusif est envisageable pour peu que l'on améliore l'alignement des antennes. Le fléchissement des platines de translation introduit une légère désadaptation, que nos réglages ne peuvent complètement corriger. Nous comptons acquérir des platines de translation circulaires qui autoriseraient un changement de l'inclinaison des cornets.

L'ajout de ces platines ouvrirait la voie à la réalisation de diagramme de rayonnement tridimensionnels d'antennes à base de métamatériaux. Nous n'avons pas abordé dans cette partie la caractérisation sous incidence oblique, mais une suite logique de ces travaux serait l'étude de métamatériaux ayant un comportement significativement différent selon les différentes incidences, les platines actuelles le permettant.

D'un point de vue logiciel, l'étalonnage **Gated Reflect Line** promet d'être une alternative intéressante. Plus difficile à mettre en oeuvre, l'étalonnage est grandement amélioré par l'association des procédures **SOLT** et **RL**. Le calcul des paramètres effectifs pourrait aussi être sujet à changements, une méthode plus complexe [85] améliorerait le résultat final.

Enfin, le calcul des correcteurs et le filtrage temporel sont appliqués après une mesure manuelle. La récupération des données, leur traitement ainsi que le calcul des paramètres effectifs sont possibles en temps réel. L'évolution du banc de caractérisation consisterait à complètement automatiser le déplacement des platines durant l'étalonnage. Un opérateur n'aurait plus qu'à placer les étalons, ou le matériau analysé, lorsque le logiciel le lui suggérerait.

Conclusion générale

Ces travaux de recherche ont porté sur la modélisation et la caractérisation expérimentale de métamatériaux à base d'anneaux fendus, de surfaces à haute impédance, et de réseaux de fils métalliques. Nous avons considéré les structures périodiques étudiées comme parfaitement homogènes, puis avons déterminé par ces deux approches leurs paramètres électromagnétiques effectifs.

La première méthode numérique d'homogénéisation est basée sur un modèle limite du matériau lorsque sa période devient infinitésimale. Elle est présentée dans la première partie (I) et se veut une approche didactique des méthodes d'homogénéisation. La méthode permet la prise en compte de la bianisotropie, les pertes par effet Joule et les effet de mémoire électromagnétique. Nous nous sommes particulièrement intéressés à ce dernier aspect en homogénéisant le noyau de susceptibilité électrique. Cette méthode asymptotique démontre tout son intérêt par rapport aux méthodes analytiques lorsque les inclusions présentent de nombreux coins. L'homogénéisation a été réalisée aussi bien dans le domaine fréquentiel que temporel, dans lequel le calcul numérique comme analytique des paramètres effectifs s'avère plus technique. Nous avons utilisé divers scénarii classiques tirés de la littérature pour démontrer la validité de cette méthode. Les simulations ont notamment été comparées à de multiples lois analytiques donnant les paramètres électromagnétiques équivalents. Malheureusement, ces paramètres ne peuvent dépendre de la fréquence que lorsque l'inclusion ou le milieu hôte sont dispersifs. La résonance, et la permittivité ou perméabilité négatives, si elles se produisent, sont purement extrinsèques. Les métamatériaux composés d'une inclusion métallique dans un diélectrique sont au contraire caractérisés par des résonances intrinsèques, se produisant même lorsque les matériaux mélangés ne sont pas dispersifs.

Afin de palier la limitation de cette méthode, nous nous sommes penchés dans la deuxième partie (II) sur les techniques d'homogénéisation dynamiques. Nous utilisons la théorie de Floquet-Bloch, classée traditionnellement parmi les méthodes spectrales, pour calculer la perméabilité effective d'un réseau d'anneaux fendus. L'intérêt pour cette structure en particulier réside dans son utilisation quasi-systématique dans des métamatériaux à perméabilité négative. Après avoir appliqué la transformation de Bloch aux équations de Maxwell, nous rapetissons la cellule élémentaire jusqu'à la réduire à un point. Un tel processus en l'état ne donne pas de paramètres dépendants en fréquence. Une conclusion décevante, mais prévisible, car en réduisant la géométrie de la cellule à un point, on annihile toute influence de la fente, cause des phénomènes de résonance intrinsèque. Le maintien de la résonance passe par l'introduction d'un second petit paramètre, autre que la période, et qui est la largeur de fente. On préfère clore l'anneau fendu, et prendre en compte l'effet de la fente en introduisant une surface de coupure à travers laquelle le potentiel magnétique est discontinu. Cette modélisation est résumé dans une forme variationnelle s'appliquant au potentiel magnétique et prenant en compte les pertes par effet Joule. A partir de cette formulation, nous avons dérivé une loi polaritonique de la perméabilité effective pour des structures bidimensionnelles. Un intérêt particulier à été porté aux performances de l'algorithme, et aux diverses influences des dimensions de l'anneau. La validation de la méthode se base dans cette partie sur des arguments physiques et la comparaison avec la loi analytique issue elle-même de notre modélisation. La confrontation rigoureuse avec une méthode alternative s'avère alors indispensable.

La dernière méthode consiste à supposer la structure dont on mesure les paramètres S comme homogène. La détermination des paramètres constitutifs équivalents à l'ensemble de la structure se base généralement sur l'inversion de *Nicholson-Ross-Weir*. Une inversion qu'il est possible d'appliquer aussi bien à des paramètres S issues de simulations que de mesures. Nous avons opté pour la voie expérimentale afin de caractériser les métamaté-

riaux, et précisons notre démarche dans la dernière partie (III). La mesure en espace libre est la plus adaptée à nos besoins, mais exige un bon dimensionnement du banc expérimental ainsi que de nombreux traitements logiciels. Outre la nécessité de lentilles minces répondant à diverses contraintes pour faire converger les faisceaux issus des cornets, il a fallu utiliser des platines de déplacement micrométrique afin de calibrer le banc par *Thru Reflect Line*. Nous avons eu recours à un filtrage des paramètres S dans le domaine temporel car ces derniers demeurent trop bruités après un simple étalonnage. Les limites de l'inversion NRW ont été montrées avec la caractérisation d'une plaque d'alumine. Mais cette méthode est amplement suffisante lorsqu'il s'agit de calculer la permittivité et la perméabilité complexes équivalentes de plaques minces de métamatériaux. Nous avons aussi bien réalisé et mesuré des structures étudiées dans la littérature que les Réseaux d'Anneaux *Fendus*. A ce titre, la méthode d'homogénéisation explicitée dans la partie (II) concorde très bien avec les résultats expérimentaux, en faisant un excellent outil pour dimensionner les RAF.

Nous avons détaillé les améliorations de ces recherches dans les parties correspondantes. Nous n'avons toutefois pas encore brossé les perspectives plus globales de la thématique "métamatériaux". Ces recherches appellent à une étroite collaboration des numériciens de l'équipe ICHAMS et des expérimentateurs de l'équipe MDMI. Riches de cette expertise, il nous est possible d'aborder les comportements exotiques de certains métamatériaux et leurs applications possibles à la miniaturisation d'antennes et à la réalisation de lentilles parfaites. Toute la chaîne de réalisation, qui part d'une modélisation astucieuse par homogénéisation, la simulation par éléments finis, puis la caractérisation expérimentale est ainsi assurée au sein du LGEP. L'hybridation de plusieurs inclusions, ou la modification de géométries connues en vue de produire de nouveaux effets constituera dès lors une partie importante de notre future activité.

Annexes

Annexe A

Polarisabilité d'une sphère diélectrique

Nous cherchons à calculer ici la polarisation d'une sphère de permittivité ϵ_i et de volume V immergée dans un milieu de permittivité ϵ_h et baignant dans un champ uniforme $E_e \vec{z}$. Le champ électromagnétique total peut être décomposé en trois champs : le champ externe \vec{E}_e , le champ à l'intérieur de l'inclusion \vec{E}_i et le champ perturbateur généré par celle-ci \vec{E}_d . A l'extérieur de la sphère, le champ électromagnétique $\vec{E}_e + \vec{E}_d$ est la superposition du champ externe et de la perturbation.

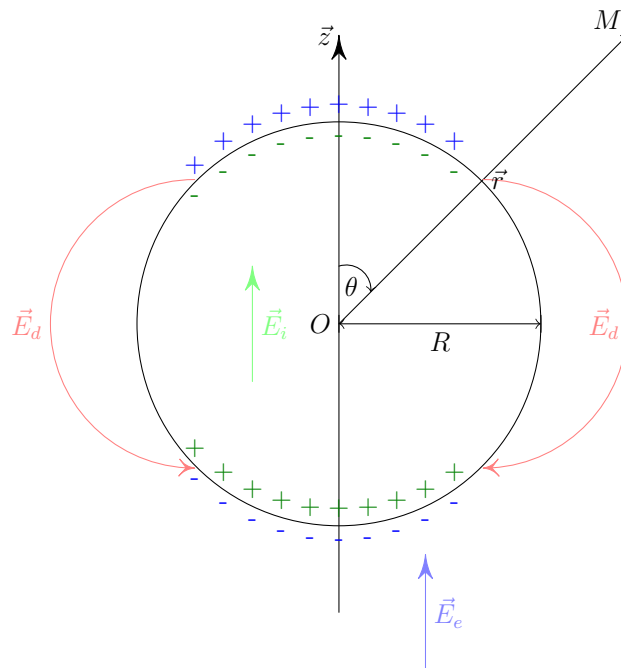


FIGURE 75 – Sphère polarisée de permittivité ϵ_i dans un milieu hôte de permittivité ϵ_h

Pour déterminer le champ électromagnétique en tout point de l'espace, nous utiliserons le potentiel électrique $\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi$. Les charges libres étant inexistantes dans le système, nous avons $\vec{\nabla}\vec{D} = 0$. Or, les milieux étant linéaires, il s'ensuit que le gradient du champ électrique est nul. Le potentiel électrique vérifie l'équation de Laplace $\nabla^2\Phi = 0$, dont les solutions s'écrivent en fonction des polynômes P_n de Legendre :

$$\Phi_i(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n r^n P_n(\cos \theta) \quad (156)$$

$$\Phi_e(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(B_n r^n + \frac{C_n}{r^{n+1}} \right) P_n(\cos \theta) \quad (157)$$

Lorsque $r \rightarrow \infty$, la perturbation de la sphère est négligeable et seul le champ électrique exciteur E_e subsiste. $\Phi_e(\infty, \theta) = -r \cos \theta E_e$. Seule la constante $B_1 = -E_e$ est non nulle.

A l'interface $r = R$, la composante tangentielle du champ électrique $\vec{E}_i^\theta = \vec{E}_e^\theta$ et la composante normale du champ de déplacement $\vec{D}_i^r = \vec{D}_e^r$ sont continues :

$$A_n = B_n + \frac{C_n}{a^{2n+1}} \quad (158)$$

$$\epsilon_i n A_n = \epsilon_h \left(n B_n - (n+1) \frac{C_n}{a^{2n+1}} \right) \quad (159)$$

Le système n'admet pas de solutions pour $n \neq 1$. Les potentiels, compte tenu des relations précédentes, sont :

$$\Phi_i(r, \theta) = -\frac{3\epsilon_h}{2\epsilon_h + \epsilon_h} E_e r \cos \theta \quad (160)$$

$$\Phi_e(r, \theta) = -E_e r \cos \theta + \frac{\epsilon_i - \epsilon_h}{2\epsilon_h + \epsilon_h} E_e \frac{R^3}{r^2} \cos \theta \quad (161)$$

Le second terme dans le potentiel externe est dû à un moment dipolaire :

$$\vec{p} = 4\pi\epsilon_h \frac{\epsilon_i - \epsilon_h}{2\epsilon_h + \epsilon_h} R^3 \vec{E}_e \quad (162)$$

On en déduit la relation liant le champ interne E_i au champ exciteur E_e ainsi que la polarisabilité de cette sphère diélectrique :

$$E_i = \frac{3\epsilon_h}{2\epsilon_h + \epsilon_h} E_e \quad (163)$$

$$\alpha = V(\epsilon_i - \epsilon_h) \frac{3\epsilon_h}{2\epsilon_h + \epsilon_h} E_e \quad (164)$$

Annexe B

Preuve du théorème de Floquet

Nous proposons la preuve [65] du théorème de Floquet qui a été initialement posé afin de trouver des solutions stationnaires de l'équation de Schrödinger pour un potentiel périodique donné. Il a par la suite été appliqué à un cristal parfait pour décrire la conduction des électrons puis aux cristaux photoniques. Nous rappelons ici la représentation de la distribution de Dirac δ , résultat nécessaire pour démontrer ce théorème.

B.1 Représentation de la distribution de Dirac

Lemme B.1. *Si x_n est un élément du réseau de Bravais $\mathcal{T} = \{\sum_{i=1}^3 \tau_i V_i, \tau_i \in \mathbb{Z}\}$, alors la fonction distribution de Dirac se décompose sur ce réseau ainsi :*

$$\delta(\kappa) = \frac{|\mathcal{C}|}{(2\pi)^3} \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} e^{i\kappa \cdot (x+x_n)} \quad \forall \kappa \in \mathcal{C}^* \quad (165)$$

Démonstration. Tout vecteur $\kappa \in \mathcal{C}^*$ a une unique représentation dans la zone de Brillouin $\mathcal{C}^* = \text{vect}(W^i, W^i V_j = 2\pi \delta_{ij})$ sous la forme : $\kappa = \sum_i k_i W^i$ avec $|k_i| \leq 1/2$ Nous avons donc :

$$\begin{aligned} \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} \exp i\kappa \cdot x_n &= \left(\sum_{n_1 \in \mathbb{Z}} e^{2i\pi k_1 n_1 \cdot x_n} \right) \left(\sum_{n_2 \in \mathbb{Z}} e^{2i\pi k_2 n_2 \cdot x_n} \right) \left(\sum_{n_3 \in \mathbb{Z}} e^{2i\pi k_3 n_3 \cdot x_n} \right) \\ &= \delta(k_1) \delta(k_2) \delta(k_3) \end{aligned} \quad (166)$$

Ceci est vrai car $\forall |a| < 1$ on a $\delta(a) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} e^{2i\pi a n}$. Considérons à présent un élément $\eta \in \mathbb{Z}$ dont les coordonnées sont les k_i . L'application qui à chaque η associe un vecteur d'onde κ est régulière. Il en découle qu'on a $\delta(\kappa(\eta)) = \det(\kappa(\eta)) \delta(\eta)$. Or, le déterminant de $\kappa(\eta)$ n'est autre que le volume de la zone de Brillouin :

$$\delta(\kappa) = |\mathcal{C}^*| \delta(\eta) = \frac{(2\pi)^3}{|\mathcal{C}|} \delta(\eta) \quad (167)$$

L'élément η ayant pour coordonnées les k_i , il s'ensuit que $\delta(\eta) = \delta(k_1) \delta(k_2) \delta(k_3)$. On trouve finalement que :

$$\sum_{n \in \mathbb{Z}^3} \exp i\kappa \cdot x_n = \delta(\eta) = \frac{|\mathcal{C}|}{(2\pi)^3} \delta(\kappa) \quad (168)$$

Il suffit d'ajouter que $e^{i\kappa \cdot x} \delta(\kappa) = e^{i0 \cdot x} \delta(\kappa) = \delta(\kappa)$ pour établir que :

$$\delta(\kappa) = \frac{|\mathcal{C}|}{(2\pi)^3} \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} e^{i\kappa \cdot (x+x_n)} \quad \forall \kappa \in \mathcal{C}^* \quad (169)$$

□

B.2 Théorème de Floquet Bloch

Théorème B.2. *Toute fonction $\varphi(x) \in L^2(\mathbb{R}^3, \mathbb{C})$ peut être décomposée en :*

$$\varphi(x) = \int_{\mathcal{C}^*} e^{i\kappa \cdot x} \hat{\varphi}_\kappa(x) d\kappa \quad (170)$$

où les amplitudes de Bloch $\hat{\varphi}_\kappa(x)$ sont \mathcal{C} -périodiques et représentées par :

$$\hat{\varphi}_\kappa(x) = \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} \check{\varphi}(\kappa + \kappa_n) e^{i\kappa_n \cdot (x+x_n)} = \frac{\text{Vol}(\mathcal{C})}{(2\pi)^3} \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} \varphi(x + x_n) e^{-i\kappa \cdot (x+x_n)} \quad (171)$$

avec $\check{\varphi}$ la transformée de Fourier et κ le vecteur d'onde.

Démonstration. La fonction $\varphi(x)$ étant dans $L^2(\mathbb{R}^3, \mathbb{C})$, elle peut être représentée par sa transformée de Fourier :

$$\varphi(x) = \int_{\mathbb{R}^3} \check{\varphi}_\kappa(x) e^{i\kappa \cdot x} d\kappa \quad (172)$$

Cette intégrale peut être décomposée sur des blocs de \mathcal{C}^* :

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= \int_{\mathbb{R}^3} \check{\varphi}_\kappa(x) e^{i\kappa \cdot x} d\kappa = \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} \int_{\kappa \in \mathcal{C}^*} \check{\varphi}(\kappa + \kappa_n) e^{i(\kappa + \kappa_n) \cdot x} \\ &= \int_{\kappa \in \mathcal{C}^*} e^{i(\kappa + \kappa_n) \cdot x} \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} \check{\varphi}(\kappa + \kappa_n) e^{i\kappa_n \cdot x} = \int_{\mathcal{B}} e^{i\kappa \cdot x} \hat{\varphi}_\kappa(x) d\kappa \end{aligned} \quad (173)$$

On admet que la distribution de Dirac peut s'écrire sous la forme :

$$\delta(\kappa - \kappa') = \frac{|\mathcal{C}|}{(2\pi)^3} \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} e^{-i(\kappa - \kappa') \cdot (x+x_n)} \quad (174)$$

On peut alors écrire les amplitudes de Bloch :

$$\begin{aligned} \hat{\varphi}_\kappa(x) &= \int_{\mathcal{C}} \delta(\kappa - \kappa') \hat{\varphi}(x, \kappa') = \frac{|\mathcal{C}|}{(2\pi)^3} \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} \int_{\mathcal{C}^*} e^{-i(\kappa - \kappa') \cdot (x+x_n)} \hat{\varphi}(x + x_n, \kappa') \\ &= \frac{|\mathcal{C}|}{(2\pi)^3} \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} e^{-i\kappa \cdot (x+x_n)} \int_{\mathcal{C}^*} e^{i\kappa' \cdot (x+x_n)} \hat{\varphi}(x + x_n, \kappa') \\ &= \frac{|\mathcal{C}|}{(2\pi)^3} \sum_{n \in \mathbb{Z}^3} e^{-i\kappa \cdot (x+x_n)} \varphi(x + x_n) \end{aligned} \quad (175)$$

□

Annexe C

Systèmes linéaires avec contraintes

Nous étudierons le cas d'une équation matricielle $AX = B$ où la matrice $A = (a_{ij})$ est hermitienne et le vecteur ${}^tX = [xyz]$ est composé de trois vecteurs inconnus. Supposons que les composantes des deux vecteur Y et Z sont liées par la contrainte $z_i - y_i = C$. L'équation précédente peut être résolue en conservant son caractère hermitien. On commence par organiser le système linéaire en blocs :

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ {}^t\bar{A}_{12} & A_{22} & A_{23} \\ {}^t\bar{A}_{13} & {}^t\bar{A}_{23} & A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} \quad (176)$$

Il suffit de multiplier l'équation matricielle précédente par le vecteur tX pour se ramener à une équation scalaire ${}^t\bar{X}AX = {}^tXB$:

$$\begin{aligned} & {}^t\bar{x}A_{11}x + {}^t\bar{x}A_{12}y + {}^t\bar{x}A_{13}z + \\ & {}^t\bar{y}{}^t\bar{A}_{12}x + {}^t\bar{y}A_{22}y + {}^t\bar{y}A_{23}z + \\ & {}^t\bar{z}{}^t\bar{A}_{13}x + {}^t\bar{z}{}^t\bar{A}_{23}y + {}^t\bar{z}A_{33}z = \\ & {}^t\bar{x}b_1 + {}^t\bar{y}b_2 + {}^t\bar{z}b_3 \end{aligned} \quad (177)$$

On remplace ensuite toutes les composantes du vecteur z par $z_i = C + y_i$:

$$\begin{aligned} & {}^t\bar{x}A_{11}x + {}^t\bar{x}A_{12}y + {}^t\bar{x}A_{13}y + {}^t\bar{x}\sum_j A_{13}(ij)C + \\ & {}^t\bar{y}{}^t\bar{A}_{12}x + {}^t\bar{y}A_{22}y + {}^t\bar{y}A_{23}y + {}^t\bar{y}\sum_j A_{23}(ij)C + \\ & \bar{C}\sum_i {}^t\bar{A}_{13}(ij)x + {}^t\bar{y}{}^t\bar{A}_{13}x + \bar{C}\sum_i {}^t\bar{A}_{23}(ij)y + {}^t\bar{y}{}^t\bar{A}_{23}y + \\ & {}^t\bar{y}A_{33}y + \bar{C}\sum_i \sum_j A_{33}(ij)C + {}^t\bar{y}\sum_j A_{33}(ij)C + \bar{C}\sum_i A_{33}(ij)y = \\ & {}^t\bar{x}b_1 + {}^t\bar{y}b_2 - 2 + {}^t\bar{y}b_3 + \bar{C}\sum_i b_3(i) \end{aligned} \quad (178)$$

La forme précédente est la forme quadratique d'une matrice hermitienne A' . La nouvelle équation qui prend en compte la contrainte est $A'X = B'$, où :

$$A' = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} + A_{13} & \sum_j A_{13} \\ A_{21} + A_{31} & A_{22} + A_{23} + {}^t\bar{A}_{23} + A_{33} & \sum_j A_{23} + A_{33} \\ \sum_i {}^t\bar{A}_{13} & \sum_i {}^t\bar{A}_{23} + A_{33} & \sum_i \sum_j A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 + b_3 \\ \sum_i b_3 \end{bmatrix} \quad (179)$$

Annexe D

Coordonnées barycentriques

L'interpolation d'une fonction définie aux sommets d'un maillage en n'importe quel autre point P s'effectue en ayant recours aux coordonnées barycentriques $[\alpha, \beta, \gamma, \delta]$. Ces dernières sont les coordonnées relatives du point P dans le repère du tétraèdre $ABCD$ et sont représentées sur la figure.

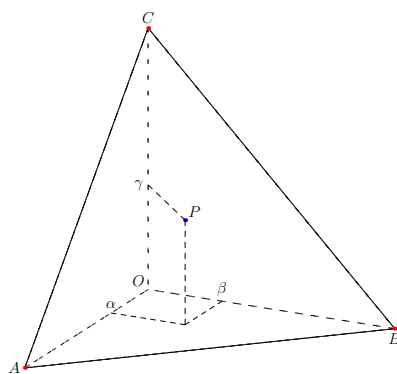


FIGURE 76 – Coordonnées barycentriques dans un tétraèdre régulier

Le point P s'écrit naturellement en fonction des quatre sommets du tétraèdre :

$$\begin{aligned}\vec{OP} &= \alpha\vec{OA} + \beta\vec{OB} + \gamma\vec{OC} + \delta\vec{OD} \\ \alpha + \beta + \gamma + \delta &= 1\end{aligned}\tag{180}$$

La relation précédente étant valable pour tout point O , nous allons la projeter sur les trois axes lorsque l'origine du repère est le sommet D du tétraèdre. Il vient :

$$\begin{aligned}x_P - x_D &= \alpha(x_A - x_D) + \beta(x_B - x_D) + \gamma(x_C - x_D) \\ y_P - y_D &= \alpha(y_A - y_D) + \beta(y_B - y_D) + \gamma(y_C - y_D) \\ z_P - z_D &= \alpha(z_A - z_D) + \beta(z_B - z_D) + \gamma(z_C - z_D)\end{aligned}\tag{181}$$

Les inconnues sont les coordonnées barycentriques $[\alpha, \beta, \gamma]$, solutions de l'équation :

$$\begin{pmatrix} x_A - x_D & x_B - x_D & x_C - x_D \\ y_A - y_D & y_B - y_D & y_C - y_D \\ z_A - z_D & z_B - z_D & z_C - z_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_P - x_D \\ y_P - y_D \\ z_P - z_D \end{pmatrix}\tag{182}$$

La valeur d'une fonction f au point P est alors :

$$f(P) = \alpha(f(A) - f(D)) + \beta(f(B) - f(D)) + \gamma(f(C) - f(D)) + f(D)\tag{183}$$

Annexe E

Cornets quadri-striés

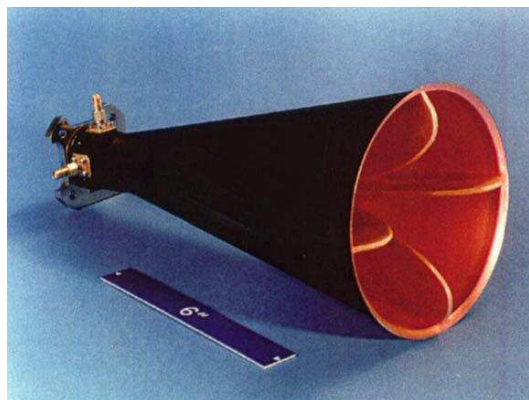


FIGURE 77 – Cornet AS-48461

Les cornets AS-48461 (Fig.77), doublement polarisés, et quadri-striés, opèrent entre 2 et 18 GHz. Nous en avons fait l'acquisition chez ITT Defense Electronics and Services. Ce sont des antennes large-bande, mais moyennement directive, ce qui les rend adaptées à une caractérisation large bande des métamatériaux à condition de les focaliser avec des lentilles. Leurs caractéristiques sont détaillées dans (Tab.5).

Fréquence	2 à 18 GHz
Polarisation	Simultanément horizontale et verticale
Gain	5 dBi à 18 dBi
Largeur de faisceau à 3 dB	60° à 10°
Polarisation croisée	-20 dB au maximum
Type de connecteur	SMA femelle
Puissance maximale sur chaque connecteur	10W CW
Isolation entre les ports	minimum 25 dB entre 2 et 18 GHz
Impédance	50Ω
Diamètre	13.97 cm
Hauteur	30.48 cm
Masse	1.9 Kg

TABLE 5 – Performances des antennes

Table des figures

1	L'opale, un cristal photonique naturel. Source ¹	11
2	Structures de Yablonovitch	12
3	Surface haute impédance de Sievenpiper	12
4	Portion d'un cylindre d'invisibilité. Source : Duke University	13
5	Principe du cloaking	13
6	Anneau fendu croisé	13
7	Processus d'homogénéisation d'un matériau hétérogène	19
8	Processus limite d'homogénéisation	20
9	Inclusions de permittivité ϵ_i représentant une fraction volumique f du milieu hôte	21
10	Lois de puissance et formalisme de Maxwell-Garnett appliqués à un matériau hôte de permittivité $\epsilon_h = 1$ contenant des inclusions sphériques de permittivité $\epsilon_i = 40$	23
11	Modèles de noyau de susceptibilité χ	26
12	Inclusions de permittivité ϵ_i représentant une fraction volumique f du milieu hôte	30
13	Décomposition en partie entière et fractionnaire généralisée	32
14	Application de l'opérateur d'éclatement périodique à une rampe sinusoïdale	32
15	Coins, arêtes et faces en correspondance	41
16	Élimination des inconnues redondantes. On obtient un système avec N équations et $N - 1$ inconnues	41
17	Symétrisation du système linéaire : N équations pour N inconnues	42
18	Changement de l'ordre des noeuds	42
19	Géométries des inclusions 3D envisagées	43
20	Sections des barres simulées	44
21	Comparaisons avec la loi de Maxwell-Garnett pour diverses fraction volumiques f	44
22	Neige sèche	45
23	Effet d'un doublement du rayon selon V_x des trous	46
24	Noyaux de susceptibilité homogénéisés dans le domaine temporel	47
25	Éclatement périodique comparé aux lois de puissance	48
26	Gouttes d'éthanol dans de l'eau. Les inclusions sont sphériques et occupent 50% de la cellule unitaire	49
27	Mélanges de billes métalliques de Drude suspendues dans un milieu hôte non dispersif. La fraction volumique est $f = 0.1$	49
28	Pyramide de Sierpinski	51

29	Eponge de Sierpinski	51
30	La cellule élémentaire cubique \mathcal{C} , générée par les vecteurs orthonormaux $\{V_x, V_y, V_z\}$ (hypothèse d'orthotropie), contient un unique anneau métallique \mathcal{R} de section Σ et d'entrefer d . L'air qui entoure l'anneau est noté $\mathcal{A} = \mathcal{C} - \mathcal{R}$. La cellule équivalente homogène de paramètres constitutifs ϵ_{eff} et μ_{eff}	57
31	Opération de mise à l'échelle	60
32	Clôture de l'anneau	61
33	Cellule élémentaire et perméabilité effective d'un réseau plan	65
34	Géométries des modèles simulés : un anneau fermé et une surface de coupure dans une cellule unitaire	67
35	Correspondances des noeuds situés sur les faces opposées de la cellule de symétrie	69
36	Changement de l'ordre des noeuds	69
37	Équipotentiels en l'absence de courant induit	70
38	Dédoublage des noeuds de la surface de coupure	71
39	Décomposition du système $M\varphi = L$ en 9x9 blocs	72
40	Transformation du système à résoudre	72
41	Structure du logiciel de simulation	75
42	Les éléments non nuls de la matrice de rigidité sont représentés en bleu	76
43	Simulations avec $\sigma = 60 \cdot 10^6 S/m$ et $\sigma = 10^6 S/m$ de la structure T_2^3	77
44	Simulations de T_2^3 avec d'autres orientations	77
45	Équipotentiels magnétique à la résonance	78
46	Impact de la finesse sur divers paramètres.	79
47	Fréquence de résonance en fonction des diverses dimensions de l'anneau T_2^3	80
48	Influence de la conductivité de l'inclusion et de l'indice du diélectrique	81
49	Comparaison entre simulation et loi analytique pour un anneau circulaire et carré	82
50	Concentriques	83
51	Superposés	83
52	Guide d'onde	87
53	Cavité résonante. Source ¹	88
54	Méthodes de caractérisations en espace libre	88
55	Profil du faisceau Gaussien dans chaque plan de phase	91
56	Antennes focalisées et platines de déplacement micrométriques	92
57	Focalisation du faisceau gaussien par une lentille mince	93
58	Quantité $d_2 - e$ en fonction des distances focales et des fréquences	95
59	Modèle équivalent de l'analyseur de réseaux en transmission réflexion	96
60	Étalonnage à l'aide des étalons Thru , Reflect et Line	98
61	Principe du filtrage dans le domaine temporel	99
62	Coefficients de réflexion Γ et de transmission T d'un matériau de permittivité ϵ et perméabilité μ	100
63	Étalonnage des paramètres S. Paramètres S théoriques en pointillés et données mesurées en trait plein.	104
64	Phénomène de Gibbs avec une porte rectangulaire de demi-largeur p	104

65	Erreur quadratique moyenne des paramètres S d'une plaque de plexiglas filtrés par différentes portes de demi-largeur p	105
66	Caractérisation d'une plaque de plexiglas $\epsilon_{theo} = 2.7$	106
67	Caractérisation d'une plaque d'alumine $\epsilon_{theo} = 9.5$	107
68	Caractérisation d'un réseau d'inclusions métalliques carrées	109
69	Paramètres effectifs d'un réseau de "mushrooms" avec et sans plan de masse	109
70	Caractérisation sous diverses polarisations d'un réseau d'anneaux fendus . .	110
71	Paramètres S d'un réseau d'anneaux fendus singuliers	111
72	Caractérisation d'un réseau périodique de fils métalliques décalés	112
73	Paramètres S du réseau de fils métalliques décalés de $d = 4.75mm$	113
74	Paramètres effectifs d'un réseau de fils métalliques décalés de $d = 4.75mm$.	113
75	Sphère polarisée de permittivité ϵ_i dans un milieu hôte de permittivité ϵ_h .	123
76	Coordonnées barycentriques dans un tétraèdre régulier	129
77	Cornet AS-48461	131

Liste des tableaux

1	Paramètres mesurés du plexiglas ($\epsilon_{theo} = 2.7 - 0.001j$ et $\mu_{theo} = 1$)	106
2	Paramètres mesurés de l'alumine ($\epsilon_{theo} = 9.5 - 0.006j$ et $\mu = 1$)	108
3	Fréquences de résonance analytique et expérimentale d'un réseau de cham- pignons avec plan de masse	110
4	Fréquences obtenue par simulation, mesure, et analytiquement	111
5	Performances des antennes	131

Liste des publications

Articles soumis à des revues internationales à comité de lecture

1. M.H. Belyamoun et S. Zouhdi, "On the modeling of effective constitutive parameters of bianisotropic media by a periodic unfolding method in time and frequency domains", Applied Physics A, soumis le 5 septembre 2010.
2. M.H. Belyamoun, O. Dubrunfaut et S. Zouhdi, "Dynamic homogenization of splitting metamaterials by Floquet-Bloch decomposition", Physical Review B, soumis le 18 juillet 2010.

Invitation à des conférences internationales avec publication des actes et comité de lecture

1. M.H. Belyamoun et S. Zouhdi, "*Time-domain homogenization of bianisotropic media*", 3rd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, London-UK, September 2009.
2. M.H. Belyamoun et S. Zouhdi, "*Electromagnetic modeling of bianisotropic Debye materials*", International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications, Torino-Italy, September 2009.
3. M.H. Belyamoun, A. Bossavit et S. Zouhdi, SPIE Photonics Europe 2010, "*Effective parameters of split-ring arrays, numerically determined by frequency-dependent homogenization*", Brussels-Belgium, April 2010.
4. M.H. Belyamoun et S. Zouhdi, "*Effective parameters of bianisotropic dispersive media in time-domain*", Applied Computational Electromagnetics Society 2010, Tampere, Finland, April 2010.
5. M.H. Belyamoun et S. Zouhdi, "*Near resonance homogenization of split-ring metamaterials*", Fourth International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Karlsruhe-Germany, September 2010.

Publications dans des conférences internationales avec publication des actes et comité de lecture

1. M.H. Belyamoun, L. Santandrea, S. Zouhdi, and O. Dubrunfaut, "*Homogenization by periodic unfolding method in time domain for bianisotropic metamaterials*", META'08 and the NATO ARW on Metamaterials for Secure Information and Communication Technologies, Marrakech-Maroc, March 2008.

2. M.H. Belyamoun, A. Bossavit et S. Zouhdi, "*Frequency-dependent homogenization of split-ring arrays*", 2nd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, Cairo-Egypt, February 2010.
3. M.H. Belyamoun, S. Zouhdi, O. Dubrunfaut, F. Ossart, M. Ahachad, R. Dkiouak, "*Homogenization of the susceptibility kernel for bianisotropic media*", 2nd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, Cairo-Egypt, February 2010.

Participation à des contrats de recherche

1. Participation au contrat de recherche Matériaux et Structures Intelligentes pour l'Electromagnétisme consistant en l'étude de structures rayonnantes conformées et compactes pour l'aviation civile.
2. Réseau d'excellence Européen sur les métamatériaux Metamorphose(2004–2008)

Bibliographie

- [1] J. Chunder-Bose. On the rotation of plane of polarisation of electric waves by a twisted structure. *Proceedings of the Royal Society of London*, 63 :146–152, 1898.
- [2] V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Soviet Physics Uspekhi*, 10 :509, 1968.
- [3] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung. Photonic band structure : The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *Physical Review Letters*, 67(17) :2295–2298, 1991.
- [4] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures. *Physical Review Letters*, 65(25) :3152–3155, 1990.
- [5] E. Yablonovitch. Photonic band-gap crystals. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 5(16) :2443, 1993.
- [6] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan. Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths. *Science*, 289(5479) :604–606, 2000.
- [7] G. Marconi and C. S. Franklin. Reflector for use in wireless telegraphy and telephony. <http://www.uspto.gov/>, 1919.
- [8] D. F. Sievenpiper. *High-Impedance Electromagnetic Surfaces*. PhD thesis, University of California, Los Angeles, 1999.
- [9] D. F. Sievenpiper, L. Zhang, R. F. Jimenez Broas, N. G. Alexopolous, and E. Yablonovitch. High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band. *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, 47(11), 1999.
- [10] Y. Qian, F. R. Yang, and T. Itoh. Characteristics of microstrip lines on a uniplanar compact pbg ground plane. *Asia-Pacific Microwave Conf. (APMC'98) Dig.*, 12 :589–592, 1998.
- [11] C. C. Chang, Y. Qian, and T. Itoh. Analysis and applications of uniplanar compact photonic bandgap structures. *Progress in Electromagnetic Research*, 41 :211–235, 2003.
- [12] M. Notomi. Negative refraction in photonic crystals. *Optical and Quantum Electronics*, 34 :133–143, 2002.
- [13] K. B. Alici and E. Ozbay. Electrically small split ring resonator antennas. *Journal of Applied Physics*, 101(8) :083104, 2007.
- [14] P. A. Belov, Y. Hao, and S. Sudhakaran. Subwavelength microwave imaging using an array of parallel conducting wires as a lens. *Phys. Rev. B*, 73(3) :033108, 2006.
- [15] J. B. Pendry. Negative refraction makes a perfect lens. *Physical Review Letters*, 85(18) :3966–3969, 2000.

- [16] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart. Low frequency plasmons in thin-wire structures. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 10(22) :4785, 1998.
- [17] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 45 :2075–2084, 1999.
- [18] P. Gay-Balmaz and O. J. F. Martin. Efficient isotropic magnetic resonators. *Applied Physics Letters*, 81(5) :939–941, 2002.
- [19] H. Chen, L. Ran, J. Huangfu, X. Zhang, K. Chen, T. M. Grzegorzcyk, and J. A. Kong. Left-handed materials composed of only s-shaped resonators. *Physical Review E*, 70(5) :057605, 2004.
- [20] C. R. Simovski and S. He. Frequency range and explicit expressions for negative permittivity and permeability for an isotropic medium formed by a lattice of perfectly conducting ω particles. *Physical Letters A*, 311 :254–263, 2003.
- [21] S. Zouhdi, A. Sihvola, and M. Arsalane. *Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials*, page 89. NATO Science Series II. Kluwer (Dordrecht), 2009.
- [22] A. Bossavit. Effective frequency-dependent permeability of split-ring metamaterials via homogenization. *IEEE Transactions on Magnetism*, 45 :1276–1279, 2009.
- [23] A. Bossavit, G. Griso, and B. Miara. Modelling of periodic electromagnetic structures - bianisotropic materials with memory. *Comptes Rendus Mathématique*, 338(1) :97–102, 2004.
- [24] O. Ouchetto. *Modélisation large bande de matériaux bianisotropes et de surfaces structurées*. PhD thesis, Univeristé Paris-Sud XI, 2006.
- [25] O. Ouchetto, Q. Cheng-We, S. Zouhdi, L. Le-Wei, and A. Razek. Homogenization of 3-d periodic bianisotropic metamaterials. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 54(11) :3893–3898, 2006.
- [26] O. F. Mossotti. Discussione analitica sull’influenza che l’azione di un mezzo dielettrico ha sulla distribuzione dell’elettricità alla superficie di più corpi elettrici disseminati in esso. *Memorie di Mathematica e di Fisica della Società Italiana della Scienza Residente in Modena*, 24 :49–74, 1850.
- [27] R. Clausius. *Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie*, volume 2. Friedrich Vieweg und Sohn, braunschweig edition, 1867.
- [28] L. Lorenz. Ueber die Refractionsconstante. *Annalen der Physik und Chemie*, 247(9) :70–103, 1880.
- [29] H. A. Lorentz. Ueber die Beziehung zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Körperdichte. *Annalen der Physik und Chemie*, 245(4) :641–665, 1880.
- [30] J. C. Maxwell-Garnett. Colours in metal glasses and in metallic films. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 203(359-371) :385–420, 1904.
- [31] D. A. G. Bruggeman. Berechnung Verschiedener Physikalischer Konstanten von Heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus Isotropen Substanzen. *Annalen der Physik*, 416(7) :665–679, 1935.
- [32] G. Allaire. Homogenization and two-scale convergence. *SIAM Journal on Mathematical Analysis*, 23(6) :1482–1518, 1992.
- [33] A. Bensoussan, J. L. Lions, and G. Papanicolaou. *Asymptotic methods for periodic structures*. North Holland, 1978.

- [34] K. Lichtenecker and K. Rother. Die Herleitung des logarithmischen Mischungsgesetzes aus allgemeinen Prinzipien der stationären Strömung. *Physikalische Zeitschrift*, 32 :255–260, 1931.
- [35] J. R. Birchak, C. G. Gardner, J. E. Hipp, and J. M. Victor. High dielectric constant microwave probes for sensing soil moisture. *Proceedings of the IEEE*, 62(1) :93–98, 1974.
- [36] H. Looyenga. Dielectric constants of heterogeneous mixtures. *Physica*, 31(3) :401–406, 1965.
- [37] R. Simpkin. Derivation of Lichtenecker’s logarithmic mixture formula from Maxwell’s equations. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 58(3) :545–550, 2010.
- [38] R. J. Elliott, J. A. Krumhansl, and P. L. Leath. The theory and properties of randomly disordered crystals and related physical systems. *Reviews of Modern Physics*, 46(3) :465–543, 1974.
- [39] Z. Hashin and S. Shtrikman. A variational approach to the theory of the effective magnetic permeability of multiphase materials. *Journal of Applied Physics*, 33(10) :3125–3131, 1962.
- [40] A. Karlsson and G. Kristensson. Constitutive relations, dissipation and reciprocity for the maxwell equations in the time domain. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 6(5-6) :537–551, 1992.
- [41] A. H. Sihvola. *Electromagnetic mixing formulas and applications*, volume 47 of *IEEE Electromagnetic Waves Series*. IEEE, 1999.
- [42] H. T. Banks, V. A. Bokil, D. Cioranescu, N. L. Gibson, G. Griso, and B. Miara. Homogenization of periodically varying coefficients in electromagnetic materials. *Journal of Scientific Computing*, 28(2) :191–221, 2006.
- [43] D. Cioranescu, A. Damlamian, and G. Griso. The periodic unfolding method in homogenization. *SIAM Journal on Mathematical Analysis*, 40(4) :1585–1620, 2008.
- [44] C. Mätzler. Microwave permittivity of dry snow. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 34(2) :573–581, 1996.
- [45] D. Cioranescu, A. Damlamian, G. Griso, and D. Onofrei. The periodic unfolding method for perforated domains and neumann sieve models. *Journal de mathématiques pures et appliquées*, 89(3) :248–277, 2008.
- [46] K. K. Kärkkäinen, A. H. Sihvola, and K. I. Nikoskinen. Effective permittivity of mixtures : Numerical validation by the fdtd method. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(3) :1303–1308, 2000.
- [47] A. Mejdoubi and C. Brosseau. Intrinsic resonant behavior of metamaterials by finite element calculations. *Physical Review B*, 74(16) :165424, 2006.
- [48] A. Mejdoubi and C. Brosseau. Duality and similarity properties of the effective permittivity of two-dimensional heterogeneous medium with inclusion of fractal geometry. *Phys. Rev. E*, 73(3) :031405, 2006.
- [49] A. Radkovskaya, M. Shamonin, C. J. Stevens, G. Faulkner, D. J. Edwards, E. Shamonina, and L. Solymar. Resonant frequencies of a combination of split rings : Experimental, analytical and numerical study. *Microwave and optical technology letters*, 46(5) :474–476, 2005.

- [50] K. Aydin and E. Ozbay. Experimental and numerical analyses of the resonances of split ring resonators. *Physica status solidi. B. Basic research*, 244(4) :1197–1201, 2007.
- [51] P. Gay-Balmaz and O. J. F. Martin. Electromagnetic resonances in individual and coupled split-ring resonators. *Journal of applied physics*, 92(5) :2929–2936, 2002.
- [52] J. García-García, F. Martín, J. D. Baena, R. Marqués, and L. Jelinek. On the resonances and polarizabilities of split ring resonators. *Journal of Applied Physics*, 98(3) :033103, 2005.
- [53] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markos, and C. M. Soukoulis. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients. *Phys. Rev. B*, 65(19) :195104, 2002.
- [54] W. B. Weir. Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies. *IEEE Proceedings*, 62(4) :33–36, 1974.
- [55] A. P. Belov and C. R. Simovski. Homogenization of electromagnetic crystals formed by uniaxial resonant scatterers. *Physical Review E*, 72(2) :026615, 2005.
- [56] M. G. Silveirinha. Metamaterial homogenization approach with application to the characterization of microstructured composites with negative parameters. *Physical Review B*, 75(11) :115104, 2007.
- [57] M. G. Silveirinha. Nonlocal homogenization model for a periodic array of ϵ -negative rods. *Physical Review E*, 73(4) :046612, 2006.
- [58] D. R. Smith and J. B. Pendry. Homogenization of metamaterials by field averaging (invited paper). *Journal of the Optical Society of America B*, 23(3) :391–403, 2006.
- [59] O. Acher, J. M. Lerat, and N. Malléjac. Evaluation and illustration of the properties of metamaterials using field summation. *Optics Express*, 15(3) :1096–1106, 2007.
- [60] D. R. Smith, J. J. Mock, A. F. Starr, and D. Schurig. Gradient index metamaterials. *Physical Review E*, 71(3) :036609, 2005.
- [61] G. Allaire and C. Conca. Bloch wave homogenization and spectral asymptotic analysis. *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées*, 77(2) :153–208, 1998.
- [62] C. Conca and M. Vanninathan. Fourier approach to homogenization problems. *ESAIM : COCV*, 8 :489–511, 2002.
- [63] D. Sjöberg, C. Engström, G. Kristensson, D. J. N. Wall, and N. Wellander. A Floquet-Bloch decomposition of Maxwell's equations applied to homogenization. *Multiscale Modeling and Simulation*, 4(1) :149–171, 2005.
- [64] C. Conca and S. Natesan. Numerical methods for elliptic partial differential equations with rapidly oscillating coefficients. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 192(1-2) :47–76, 2003.
- [65] G. Floquet. Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques. *Ann. Ecole Normale Supérieure*, 12 :47–88, 1883.
- [66] F. Bloch. Über die Quantenmechanik der Electronen in Kristallgittern. *Z. Phys.*, 52 :555–600, 1928.
- [67] A. R. Von Hippel. *Dielectrics and Waves*. Artech House Microwave Library, 1995.
- [68] N. E. Belhadj-Tahar and A. Fourier-Lamer. Broad-band analysis of a coaxial discontinuity used for dielectric measurements. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 34(3) :346–350, 1986.

- [69] J. Baker-Jarvis, M. D. Janezic, P. D. Domich, and R. G. Geyer. Analysis of an open-ended coaxial probe with lift-off for nondestructive testing. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 43(5) :711–718, 1994.
- [70] D. Popovic, C. Beasley, M. Lazebnik, M. Okoniewski, S. C. Hagness, and J. H. Booske. Precision open-ended coaxial probes for in vivo and ex vivo dielectric spectroscopy of biological tissues at microwave frequencies. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 53(5) :1713–1722, 2005.
- [71] Agilent Technologies. Free space materials measurements seminar. Note d’application, Agilent, 2005.
- [72] P. F. Goldsmith. Quasioptical techniques offer advantages at millimeter frequencies. *Microwave Systems News*, 13 :65–84, 1983.
- [73] P. S. Kildal. Gaussian beam model for aperture-controlled and flare angle-controlled corrugated horn antennas. *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings H*, 135(4) :237–240, 1988.
- [74] M. Le Goff. *Étude et développement d’un banc de mesure quasi optique pour la caractérisation de composants passifs et actifs : application à la définition d’une structure d’amplificateur quasi-optique*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 1999.
- [75] T. S. Chu. Geometrical representation of gaussian beam propagation. *Bell System Technical Journal*, 45 :287–299, 1966.
- [76] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Applied Optics*, 5(10) :1550–1567, 1966.
- [77] J. Achkar. Analyseurs de réseaux en micro-ondes. *Techniques de l’ingénieur. Mesures et contrôle*, RE2(R1145v2), 2006.
- [78] T. Jaffre. *Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multi-périodiques et leurs applications aux antennes*. PhD thesis, Université de Limoges, 2005.
- [79] Ed. Hopkins, J. Schultz, and P. Friederich. User’s guide : theory and operation of the GITRI focused beam system. User’s guide, Georgia Institute of Technology, 2002.
- [80] Agilent Technologies. Time domain analysis using a network analyser. Note d’application, Agilent, 2007.
- [81] J. Baker-Jarvis, M. D. Janezic, J. H. Grosvenor, and R. G. Geyer. Transmission/reflection and short-circuit line methods for measuring permittivity and permeability. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 93 :12084–+, 1992.
- [82] A. M. Nicolson and G. F. Ross. Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 19(4) :377–382, 1970.
- [83] S. N. Burokur, A. Sellier, B. Kante, and A. de Lustrac. Symmetry breaking in metallic cut wire pairs metamaterials for negative refractive index. *Applied Physics Letters*, 94(20) :201111, 2009.
- [84] S. N. Burokur, T. Lepetit, and A. de Lustrac. Incidence dependence of negative index in asymmetric cut wire pairs metamaterials. *Applied Physics Letters*, 95(19) :191114, 2009.
- [85] X. Chen, T. M. Grzegorzczuk, B. I. Wu, J. Pacheco, and J. A. Kong. Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials. *Physical Review E*, 70 :016608, 2004.

Résumé

Nous étudions dans cette thèse divers matériaux périodiques, en particulier des métamatériaux, auxquels nous appliquons des méthodes d'homogénéisation. Un état de l'art des formules de mélange des paramètres électromagnétiques est d'abord brossé. Nous présentons ensuite une technique d'homogénéisation asymptotique, dite de l'éclatement périodique, qui s'applique aux matériaux bianisotropes dispersifs. Les simulations par éléments finis sont effectuées aussi bien dans le domaine temporel que fréquentiel. Cette méthode ne prenant pas en compte les résonances intrinsèques de l'inclusion, nous introduisons une deuxième méthode d'homogénéisation, reposant sur la décomposition de Floquet-Bloch. Nous l'appliquons au cas particulier des résonateurs à anneaux fendus. Les simulations par éléments finis requièreraient un nombre très important de mailles dans la région de la fente, raison pour laquelle nous fermons l'anneau, et modélisons mathématiquement son comportement résonnant. Nous abordons enfin dans la dernière partie le calcul des paramètres électromagnétiques effectifs à partir de paramètres S mesurés. La caractérisation est menée en espace libre entre deux cornets focalisés dans la gamme 6-18 GHz. Pour pallier l'absence de chambre anéchoïque, nous filtrons les données mesurées dans le domaine temporel, avant de les utiliser dans le domaine fréquentiel. Différents métamatériaux sont caractérisés. En particulier, la mesure des résonateurs à anneaux fendus permet de valider notre méthode d'homogénéisation dynamique.

Mots-clefs

Métamatériaux, homogénéisation, espace libre, domaine temporel.

Modelization and spectral characterization of Metamaterials

Abstract

We study several periodic structures, in particular metamaterials to which we apply homogenization techniques. We first present a state of the art of the mixing formulas. We introduce the periodic unfolding method that takes into account bianisotropy, thermal and memory effects. The simulations are achieved in both time and frequency domains. However, this method does not take into account the intrinsic resonances of the inclusions. We implemented another homogenization technique, which is based on the Floquet-Bloch decomposition, and applied to an array of split-ring based metamaterials. We close the ring and model mathematically its resonant behaviour to reduce the number of mesh elements in the airgap. We finally present the retrieval procedure of the effective parameters from measured S parameters. We characterize the materials in free space, with a focused beam system in the 6-18 GHz frequency range. To avoid the use of an anechoic chamber, we filter the S parameters in the time domain. Several materials are characterized. In particular, we obtained a very good agreement between the experimental and simulated behaviour of the split-ring resonator.

Keywords

Metamaterials, homogenization, free space, time-domain.