



HAL
open science

Conception de circulateurs et isolateurs pour des applications spatiales : nouvelles technologies d'intégration

Nathan Noutehou

► **To cite this version:**

Nathan Noutehou. Conception de circulateurs et isolateurs pour des applications spatiales : nouvelles technologies d'intégration. Electronique. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2019. Français. NNT : 2019BRES0033 . tel-02304957

HAL Id: tel-02304957

<https://theses.hal.science/tel-02304957>

Submitted on 3 Oct 2019

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'UNIVERSITE
DE BRETAGNE OCCIDENTALE
Comue Université Bretagne Loire

ECOLE DOCTORALE N° 596
Matière Molécules et Matériaux
Spécialité : *Ondes et Matériaux*

Par

Nathan NOUTEHOU

Conception de circulateurs et isolateurs pour des applications spatiales : nouvelles technologies d'intégration

Thèse présentée et soutenue à Brest le 23/05/2019

Unité de recherche : Lab-STICC, équipes pôle MOM (Micro-ondes, Optoélectroniques, Matériaux)

Rapporteurs avant soutenance :

Philippe FERRARI, Professeur des Universités, Université de Grenoble Alpes

Bruno SAUVIAC, Professeur des Universités, Université Jean Monet, Saint-Etienne

Composition du Jury :

Camille PATRIS, Ingénieur de Recherche, Thales Alenia Space, Toulouse

Jean-Luc ROUX, Expert Composants Hyperfréquences, CNES, Toulouse

Directeur de thèse Vincent LAUR, Maître de Conférences, Université de Bretagne Occidentale, Brest

Philippe FERRARI, Professeur des Universités, Université de Grenoble Alpes, Président du Jury

Bruno SAUVIAC, Professeur des Universités, Université Jean Monet, Saint-Etienne



Remerciements

Je voudrais remercier toutes les personnes qui ont contribué d'une manière ou d'une autre au travail décrit dans cette thèse. Avant tout, je voudrais exprimer ma gratitude à mes superviseurs Patrick QUEFFELLEC et Vincent LAUR pour leur confiance et leurs conseils au cours de ce travail de thèse.

Je leur suis reconnaissant pour tous leurs conseils, leur soutien et leurs encouragements. Au cours de ces années, ils ont contribué à une expérience enrichissante en école doctorale en me donnant la liberté dans mon travail, m'engageant avec de nouvelles idées et exigeant une haute qualité dans tous mes travaux de recherche.

Je tiens à remercier aussi mes encadrants Thales, Camille PATRIS et Lidwine RAYNAUX et aussi CNES Jean-luc ROUX pour leurs diverses contributions qui m'ont aidé tout au long de ce projet.

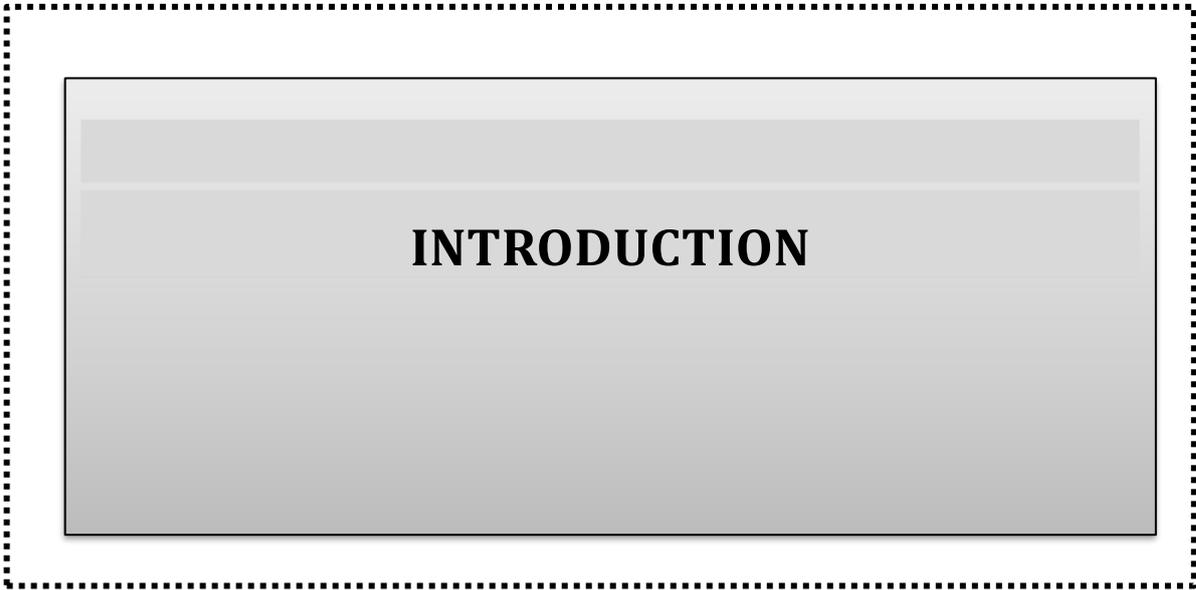
J'adresse également mes remerciements les plus chaleureux à Cong NHA, Younes ARBAOUI, Jean-Luc MATTEI et Alexis Chevalier pour tous nos échanges scientifiques et le travail effectué ensemble au cours de ces années. Un grand merci aux membres du laboratoire pour tout le soutien et pour nos divers échanges au cours de ces années. Ils ont fourni une atmosphère amicale et coopérative au travail et également utile commentaires et commentaires perspicaces sur mon travail.

Enfin je voudrais remercier mes amis et ma famille, leur soutien et leurs encouragements m'ont été d'une grande aide pendant ces 3 années.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	7
I CHAPITRE 1 : LES FERRITES	10
I.1 Ferrimagnétisme et propriétés statiques des ferrites	12
(a) Origine du magnétisme	12
(b) SPIN de l'électron.....	14
(c) Processus d'aimantation dans les ferrites polycristallins.....	16
(d) Différentes familles de ferrites.....	21
I.2 Propriétés dynamiques des ferrites	23
(a) Phénomène de non réciprocity	23
(b) Perméabilité d'un ferrite aimanté à saturation	25
(c) Ferrite partiellement aimanté ou désaimanté	31
I.3 Propagation d'une onde plane dans un ferrite aimanté à saturation	36
(a) Propagation le long de la direction d'aimantation: l'effet Faraday	37
(b) Propagation orthogonale à la direction d'aimantation : l'effet Cotton-Mouton	40
II CHAPITRE 2 : DISPOSITIFS HYPERFREQUENCES NON RECIPROQUE ET METHODOLOGIE DE SIMULATION.....	47
II.1 Dispositifs hyperfréquences non réciproque	49
(a) Isolateur.....	50
(b) Circulateurs	53
II.2 Analyse électromagnétique.....	61
(a) Théorie de Bosma	61
(b) Adaptation d'impédance	66
(c) Transformateur d'impédance	67
(d) Modèle utilisé en technologie guide d'onde	69
II.3 Simulation.....	72
(a) Logiciel de simulation usuellement utilisé	72
(b) Logiciels de simulation choisie pour le projet	74
(c) Autres logiciels associés aux simulations	75
III CHAPITRE 3 : CIRCULATEURS BASÉS SUR L'UTILISATION DE MATÉRIAUX COMPOSITE DOUX.....	81
III.1 Propriétés des matériaux composites	83
III.2 Elaboration et propriétés des composites.....	85
III.3 Influence des paramètres d'élaboration des composites sur la réponse des circulateurs	91
III.4 Conception et réalisation de circulateurs en technologie microruban	94
(a) Circulateur en technologie Microruban classique.....	95
(b) Circulateur avec report du composite en surface	97
III.5 Réalisation et mesure	99

(a)	Circulateur en technologie Microruban classique.....	99
(b)	Circulateur avec report de composite en surface	102
(c)	Etude magnétostatique	105
III.6	Matériaux composites utilisant des poudres de ferrite commerciales	109
III.7	Circulateur intégrant le nouveau matériau composite	112
IV	CHAPITRE 4 : CIRCULATEURS ET ISOLATEURS BASÉS SUR L'UTILISATION DE FERRITES DUR PRÉ-ORIENTÉS.....	117
IV.1	Circulateur et isolateur à base d'hexaferrite de strontium	119
(a)	Hexaferrites de strontium substitués	119
(b)	Isolateur à déplacement de champs.....	120
(c)	Circulateur basé sur l'utilisation de strontium substitué.....	123
(d)	Isolateur en bande Ka.....	139
IV.2	Intégration de l'isolateur dans un équipement RF	143
IV.3	Circulateur à base d'hexaferrites de baryum	147
(a)	Elaboration du matériau	147
(b)	Modélisation du circulateur	148
(c)	Fabrication	152
IV.4	Perspectives.....	159
(a)	Circulateur accordable	159
(b)	Diviseur de puissance	163
	ANNEXES.....	177
	VALORISATION DU TRAVAIL DE RECHERCHE.....	184



INTRODUCTION

Les évolutions technologiques de ces dernières années ont permis un nouvel essor dans le domaine des télécommunications et une augmentation des services et offres proposés aux utilisateurs. La demande pour ces nouvelles applications, utilisant de plus en plus les hyperfréquences, est toujours croissante et impacte fortement les développeurs de ces systèmes. La recherche du meilleur compromis entre performance du système et coût de fabrication est souvent le fruit de l'optimisation des technologies et topologies conventionnelles mais aussi de l'utilisation de technologies émergentes.

La conception des dispositifs hyperfréquences nécessite la maîtrise de phénomènes électromagnétiques (EM) souvent complexes aujourd'hui facilitée par la disponibilité d'outils de calculs EM performants. Les matériaux ferrimagnétiques, posent un problème de modélisation particulièrement complexe. Leurs propriétés électromagnétiques sont exploitées pour réaliser deux classes de dispositifs hyperfréquences. La première regroupe les dispositifs tels que les isolateurs et les circulateurs et la seconde comprend des dispositifs tels que déphaseurs, les filtres accordables, les commutateurs et les atténuateurs variables.

La première classe, dont les isolateurs, qui constituent notre domaine d'étude, regroupe des dispositifs à la technologie déjà éprouvée mais présentant des contraintes fortes liées essentiellement à leur encombrement et leur coût de fabrication ; ce qui explique qu'ils ont été parfois abandonnés par les concepteurs de système au profit d'autres dispositifs (coupleurs). Leur réintroduction dans des technologies directement intégrables sur circuit couche mince à l'aide des matériaux nanocomposites permettrait de résoudre des problèmes de désadaptation rencontrés sur les équipements hyperfréquences.

Les circulateurs quant à eux sont notamment utilisés dans les modules d'émission/réception pour recevoir et émettre des signaux simultanément à la même fréquence à l'aide d'une seule antenne (système Full-Duplex). Leur encombrement et leur coût entraîne parfois leur suppression au profit de switchs ou de duplexeurs. Ces dispositifs non-réciproques exploitent les propriétés d'anisotropie des matériaux aimantés et sont employés dans divers systèmes tels que les radars, les liaisons satellitaires ou encore la téléphonie mobile. Pour ces applications, le coût et l'encombrement sont aussi des contraintes fortes pour lesquelles de nouvelles solutions technologiques doivent être explorées.

Cette thèse a été réalisée au Lab-STICC et a été financée par le CNES et Thales Alenia Space. Elle concerne la conception, la fabrication et la caractérisation de circulateurs et isolateurs miniaturisés. L'optimisation de l'intégration de ces composants et la maîtrise du coût de fabrication constitue le cœur de ce travail. Pour cela, deux voies technologiques différentes

ont été étudiées : l'utilisation de nanocomposites magnétiques et l'utilisation de ferrites durs pré-orientés.

Le premier chapitre de la thèse concerne la présentation générale des matériaux utilisés pour la réalisation des circulateurs. Une description détaillée des interactions entre une onde EM et un ferrite aimanté est incluse et plusieurs modèles de prédiction des propriétés dynamiques de ces matériaux sont présentés. Dans le chapitre 2, un état de l'art des circulateurs et isolateurs a été dressé dans le but de présenter les différentes topologies et matériaux permettant la conception de ces composants. Les topologies en guide d'onde rectangulaire et en microruban seront notamment détaillées car elles correspondent aux deux topologies retenues pour la réalisation de nos dispositifs. Les deux derniers chapitres présentent les circulateurs fabriqués au cours de ce travail de thèse. Ces circulateurs font partie de deux familles de composants distinctes : les circulateurs à ferrite doux présentés dans le chapitre 3 et les circulateurs auto-polarisés travaillant à la rémanence dans le chapitre 4. Les propriétés de ces matériaux ferrimagnétiques, ainsi que les étapes de modélisation des composants non-réciproques sont discutées dans ces chapitres

I CHAPITRE 1 : LES FERRITES

Plusieurs dispositifs hyperfréquences comme les circulateurs/isolateurs, les déphaseurs ou certains commutateurs sont basés sur l'utilisation de ferrites, notamment en raison du caractère non-réciproque de la propagation des ondes électromagnétique (EM) dans de tels milieux lorsqu'ils sont aimantés. Ces matériaux se comportent de différentes manières en fonction de leur état d'aimantation, de leurs formes ou encore de leur microstructure (taille des grains, porosité...) étroitement liée aux procédés de fabrication utilisés.

Pour concevoir ces composants, il est ainsi important de connaître leurs propriétés magnétiques statiques et dynamiques dans l'état d'aimantation correspondant à l'application visée. Ces différents points seront abordés dans ce chapitre.

Ce chapitre a également pour objet de présenter plusieurs notions essentielles d'électromagnétisme dans la matière ferrimagnétique qui permettent d'expliquer le fonctionnement de la plupart des dispositifs hyperfréquences non réciproques.

Nous définirons d'abord les différentes classes de corps magnétiques et nous détaillerons le cas des matériaux ferrimagnétiques en décrivant leurs propriétés hyperfréquences.

Ensuite, le comportement dynamique des ferrites selon leur état d'aimantation (de l'état désaimanté jusqu'à la saturation, en passant par des états de partielle aimantation) et les modèles de prédiction associés à ces états d'aimantation seront présentés.

1.1 Ferrimagnétisme et propriétés statiques des ferrites

(a) Origine du magnétisme

Les matériaux magnétiques sont divisés en 4 principales catégories : (1) diamagnétiques, (2) paramagnétiques, (3) ferromagnétiques et (4) ferrimagnétiques.

Le diamagnétisme résulte du mouvement de rotation de chaque électron autour du noyau central de l'atome. En effet, si l'on considère le modèle planétaire de Bohr de l'atome, chaque électron qui tourne autour du noyau central peut être vu comme une boucle élémentaire de courant, à laquelle on peut associer un moment magnétique. Le paramagnétisme, le ferromagnétisme et le ferrimagnétisme sont quant à eux associés à la rotation des électrons sur eux-mêmes, ce que l'on appelle le spin des électrons, comme illustré par Figure I-1. Le magnétisme lié au spin des électrons n'existe pas dans tous les milieux. Mais, lorsqu'il existe (selon la règle de Hund de la mécanique quantique), il vient masquer le diamagnétisme qui, par nature, existe dans tout type d'atome et donc de corps.

Comme rappelé ci-avant, le moment magnétique provient de deux mouvements des électrons : orbital et spin. Le mouvement orbital qui est principalement responsable du diamagnétisme, contribue faiblement au moment magnétique total. Sa contribution est souvent négligée. Le spin de l'électron est alors la principale contribution pour le moment magnétique. Les supports paramagnétiques donnent lieu à une aimantation quand on applique un champ externe qui aligne tous les moments magnétiques. Les moments magnétiques sont aléatoirement alignés quand il n'y a pas de champ appliqué. Aucun couplage entre spin n'est présent, ce qui fait que les matériaux paramagnétiques ne restent pas aimantés, même lorsqu'un champ magnétique externe d'intensité élevée a été appliqué, puis « relâché ».

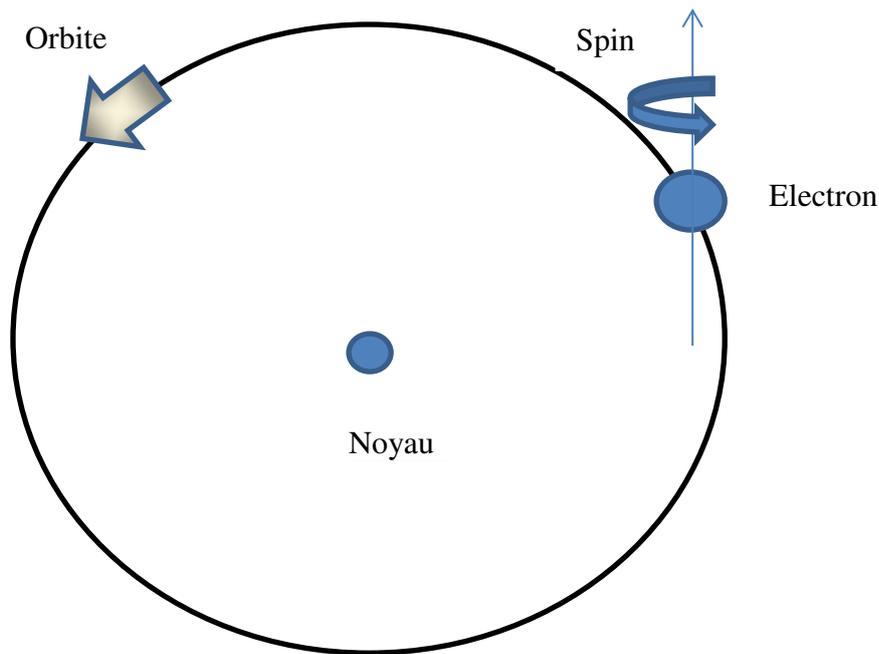


Figure I-1 : Représentation schématique du mouvement orbital et de spin de l'électron.

La différence entre paramagnétique et ferro- ou ferrimagnétisme se situe au niveau de l'interaction entre dipôles magnétiques adjacents due à la structure microscopique du matériau. Tandis que dans les matériaux paramagnétiques, il y a de faibles interactions ou pas du tout d'interaction entre les dipôles magnétiques voisins, dans les matériaux ferro- et ferrimagnétiques les atomes ayant un moment magnétique permanent sont suffisamment couplés les uns avec les autres pour exercer une forte interaction magnétique qui tend à aligner localement les moments magnétiques associés aux atomes (cf. calcul de l'intégral d'échanges en mécanique quantique).

Dans les corps ferromagnétiques, les dipôles magnétiques tendent à s'aligner parallèlement dans certaines régions. Il en résulte une aimantation (moments magnétiques par unité de volume) spontanée non nulle dans ces régions. Ces régions sont appelées les domaines de Weiss. La direction d'aimantation change d'un domaine à l'autre et, à l'état désaimanté, le matériau se place naturellement dans une configuration en domaines conduisant à une aimantation globale nulle du matériau (principe de minimisation de l'énergie interne du matériau).

Dans les corps ferrimagnétiques, on retrouve également une structuration magnétique en domaines similaire aux matériaux ferromagnétiques mais l'aimantation spontanée résultante est plus faible que dans le cas du ferromagnétisme. Cela s'explique par la formulation chimique des milieux ferrimagnétiques qui implique l'existence de deux sous-réseaux présentant des aimantations anti-parallèles. Ainsi, l'aimantation spontanée résultante, somme des aimantations

relatives à chaque sous-réseau, est plus faible que pour le ferromagnétisme. Ces classes de matériaux magnétiques, découvertes par Néel [I-1] -[I-2], vont être décrites dans ce chapitre.

(b) SPIN de l'électron

Les propriétés magnétiques des matériaux ferrimagnétiques trouvent leur origine dans l'existence, à l'échelle atomique, de moments magnétiques permanents liés au spin des électrons. Même si l'aimantation spontanée qui règne localement dans un milieu ferrimagnétique est forte, lorsqu'aucun champ magnétique statique extérieur n'a été appliqué sur le matériau, ce dernier présente une aimantation macroscopique nulle en raison de l'existence de domaines magnétiques caractérisés par des directions d'aimantation différentes. Lorsqu'un champ magnétique statique externe est appliqué sur le matériau, les moments magnétiques s'alignent progressivement, au fur et à mesure que l'intensité du champ de polarisation augmente, dans une même direction, celle du champ extérieur. Il en résulte une aimantation du milieu.

Un électron présente un moment magnétique de spin (m) proportionnel et de sens opposé au moment angulaire de rotation (s , encore appelé moment cinétique). Le rapport entre le moment magnétique de spin et le moment angulaire de spin est appelé le rapport gyromagnétique :

$$\gamma = \frac{m}{s} = \frac{q}{m_e} = 1.759 * 10^{11} \text{ C/Kg} \quad (\text{I.1})$$

où q est la charge de l'électron et m_e sa masse. Lorsqu'un champ magnétique statique H_0 (A/m) est appliqué sur un milieu magnétique, un couple de force agit sur les dipôles magnétiques. D'après l'équation du mouvement de la mécanique classique, ce couple est égal au taux de variation du moment cinétique, c'est-à-dire :

$$T = \frac{ds}{dt} = -\frac{1}{\gamma} \frac{dm}{dt} = \mu_0(m \wedge H_0) \quad (\text{I.2})$$

Ainsi, avec N dipôles magnétiques par unité de volume, c'est-à-dire $M = N * m$, l'équation du mouvement devient :

(I.3)

$$\frac{dM}{dt} = -\mu_0\gamma(M \wedge H_0)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide ($4\pi \times 10^{-7} \text{ kg.m.A}^{-2}.\text{s}^{-2}$). La projection de M sur les trois axes d'un repère cartésien montre que sa trace dans le plan (x, y) est circulaire si l'on néglige les pertes inhérentes au milieu (cf. figure I-2). Cela traduit un mouvement de précession gyroscopique.

Pour tenir compte des pertes du milieu sur le mouvement de précession gyroscopique des moments magnétiques, on introduit dans l'équation du mouvement une force dirigée vers l'axe de rotation du gyroscope. Cette force d'amortissement, entraîne la spirale du moment magnétique jusqu'à l'alignement dans la direction du champ statique qui règne localement H_0 . On parle de précession gyroscopique amortie.

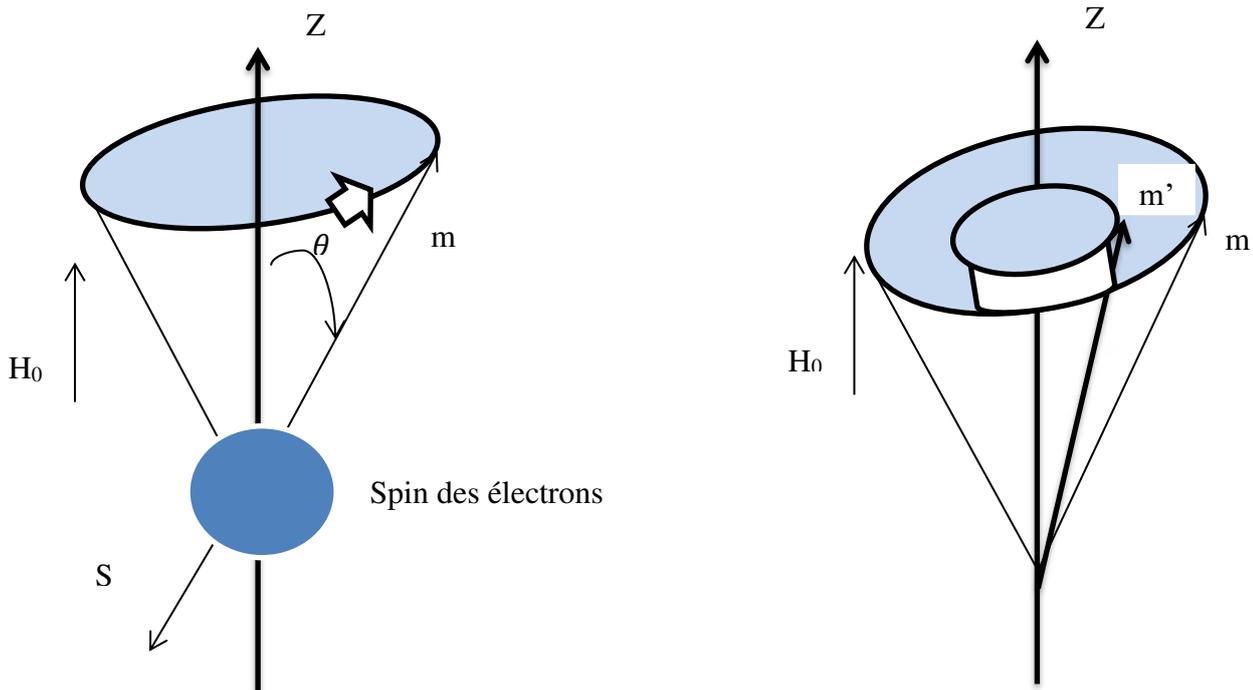


Figure I-2 : Mouvement diphasique et moment dipolaire magnétique (m) et moment angulaire (s) vecteurs d'un électron tournant sans et avec forces d'amortissement

Il est possible d'identifier à partir de l'équation (I.4) que $\mu_0\gamma H_0$ représente la fréquence de précession d'un dipôle magnétique dans un champ magnétique constant, appelée fréquence de Larmor. La fréquence de Larmor est alors directement proportionnelle au champ magnétique statique qui règne localement. En magnétisme, les unités CGS sont traditionnellement utilisées

avec une aimantation en Gauss et un champ magnétique en Oersted [I-3]. Ces unités semblent être plus adaptées dans le travail pratique, ainsi la fréquence de Lamor est :

$$f_0 = \frac{\mu_0 \gamma H_0}{2\pi} = 2.8 \left(\frac{\text{MHz}}{\text{Oe}} \right) * H_0(\text{Oe}) \quad (\text{I.4})$$

(c) Processus d'aimantation dans les ferrites polycristallins

Les matériaux ferromagnétiques de dimensions macroscopiques n'ont pas d'aimantation résultante si on ne leur applique aucun champ magnétique externe. Cependant, l'aimantation microscopique due aux champs moléculaires internes est présente (aimantation spontanée). Weiss a suggéré que les milieux ferromagnétiques, de même que ferrimagnétiques, étaient constitués d'un certain nombre de régions aimantées à saturation. Ces régions, appelées domaines de Weiss, de directions d'aimantation différentes, orientées de manière à minimiser l'énergie interne du matériau (cf. Figure I-3), conduisent à une aimantation macroscopique nulle de l'échantillon. Il faut appliquer un champ statique extérieur pour que le matériau acquière une aimantation non nulle, par déplacement des domaines de Weiss et rotation des moments magnétiques.

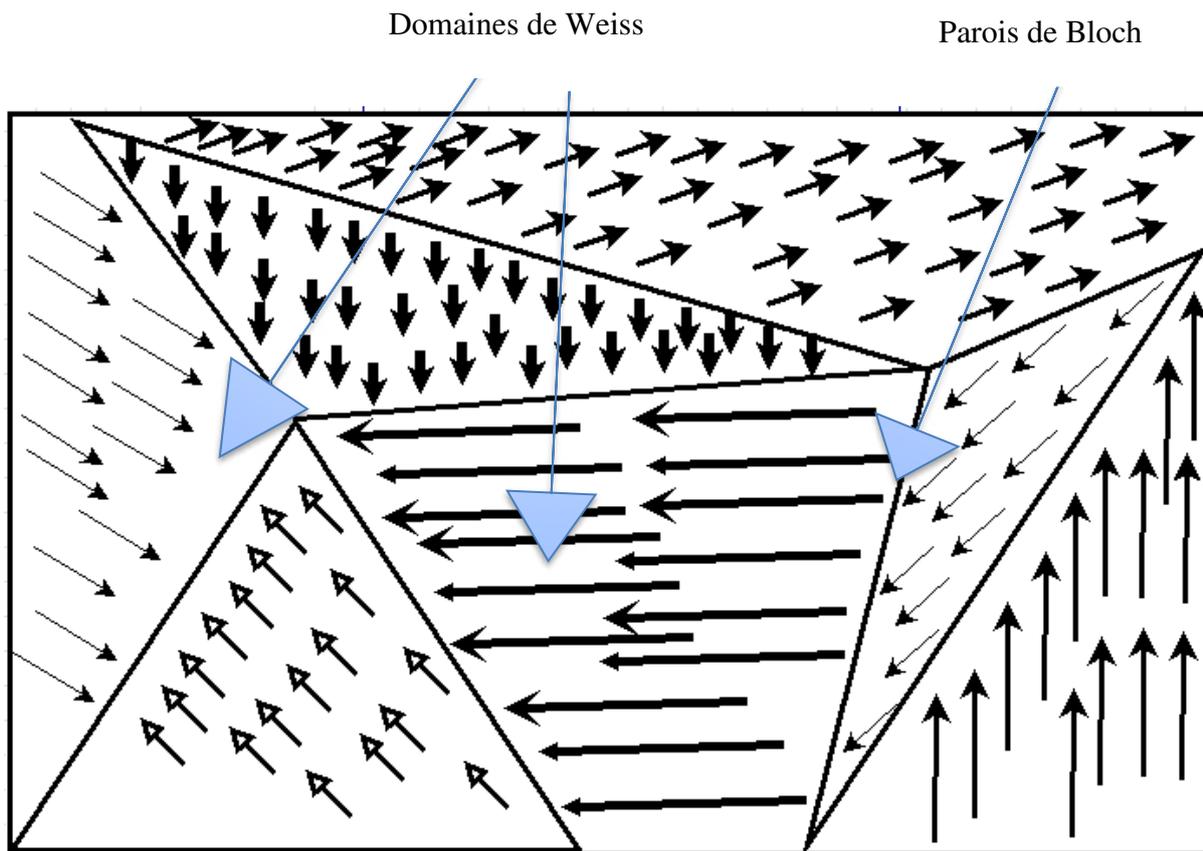


Figure I-3 : Représentation schématique des domaines dans un milieu ferrimagnétique polycristallin

La structure en domaine des ferrites polycristallins est représentée sur la Figure I-3 où chaque cristallite est un domaine. Dans un monocristal de matériau ferrimagnétique, les grains sont subdivisés en domaines. Lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué à un échantillon, il y a une augmentation de la composante d'aimantation le long du champ appliqué. Deux mécanismes sont impliqués dans l'aimantation du milieu ferrimagnétique, à savoir le déplacement des parois de domaines (cf. Figure I-4 (b)) et la rotation du domaine (Figure I-4 (c)). Le premier phénomène se produit dès qu'un champ statique extérieur est appliqué, même de faible intensité. Ce champ statique provoque le déplacement de la paroi de domaine (paroi de Bloch). En conséquence, un domaine orienté favorablement par rapport au champ externe va croître tandis que ses voisins orientés défavorablement vont se réduire (Figure I-4 (b)). Dans un second temps, lorsque le champ externe augmente en intensité, c'est la direction des moments magnétiques qui va évoluer jusqu'à l'alignement dans la direction du champ magnétique statique externe (Figure I-4 (c))

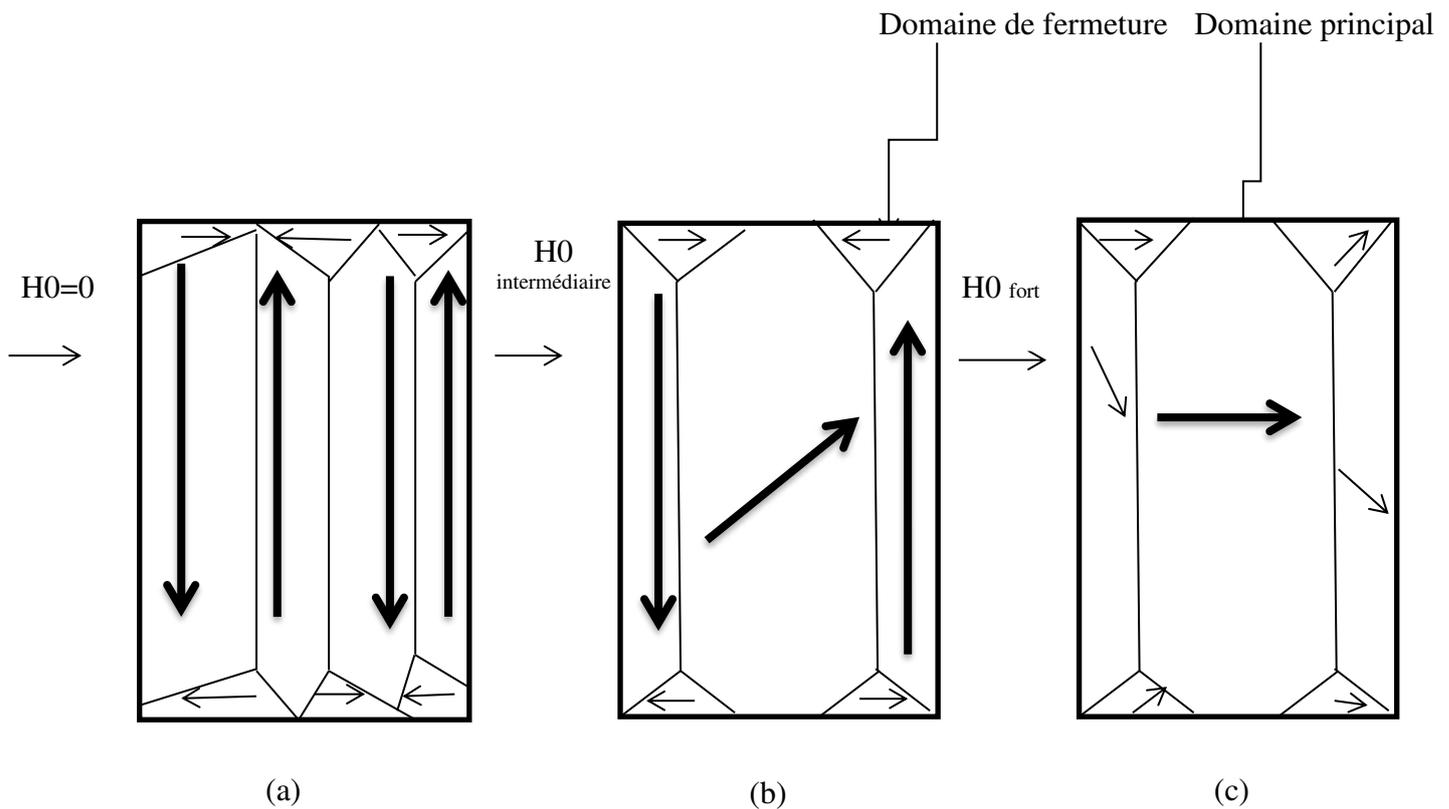


Figure I-4 : Représentation schématique du modèle de domaine dans les milieux ferrimagnétiques quand aucun champ magnétique externe n'est appliqué (a), et avec le champ magnétique appliqué introduisant le déplacement de la paroi du domaine (b) et la rotation de l'aimantation du domaine (c).

Le mouvement réversible de la paroi du domaine est possible à de faibles intensités du champ magnétique externe. Mais pour des intensités de champ magnétique plus élevées, le processus d'aimantation du matériau ferromagnétique devient irréversible. Enfin, pour de fortes intensités du champ magnétique, les moments magnétiques s'écartent de leur axe de facile aimantation pour s'aligner progressivement dans la direction du champ externe. Lorsque tous les moments magnétiques sont alignés dans la direction du champ externe, on dit que le matériau est saturé. L'aimantation de l'échantillon a atteint sa valeur maximale, l'aimantation à saturation M_s . Une courbe typique de première aimantation (le matériau étant totalement désaimanté avant application du champ magnétique extérieur) est représentée sur la Figure I-5.

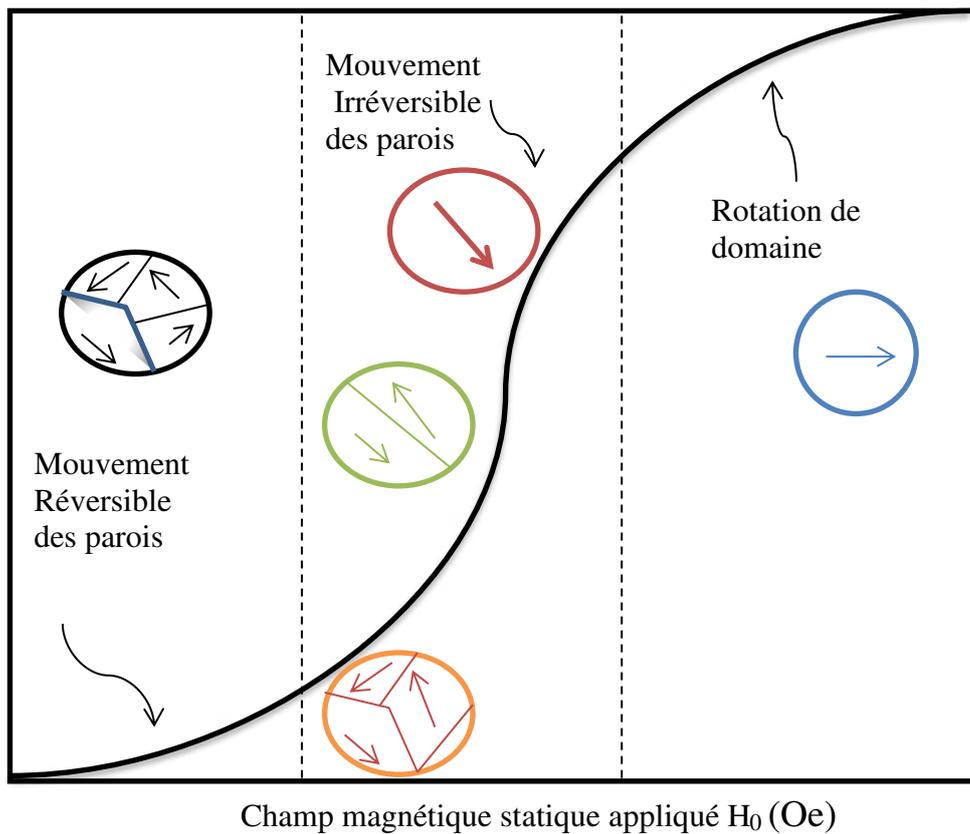


Figure I-5 : Courbe de première aimantation.

Sur la courbe de première aimantation représentée sur la Figure I-5, l'aimantation atteint sa valeur maximale, l'aimantation à saturation, à H_{max} . Lorsque le champ magnétique DC H_0 diminue, l'aimantation du matériau ferrimagnétique diminue également mais conserve un certain niveau même sans polarisation externe. Ce niveau est appelé aimantation rémanente M_r . Pour annuler cet état aimanté résiduel, un champ magnétique dirigé de manière opposée doit être appliqué. Ce champ est appelé champ coercitif H_c . Figure I-6 montre une boucle d'hystérésis magnétique typique (champ magnétique externe en fonction de la magnétisation de l'échantillon) de milieux ferro- ou ferrimagnétiques.

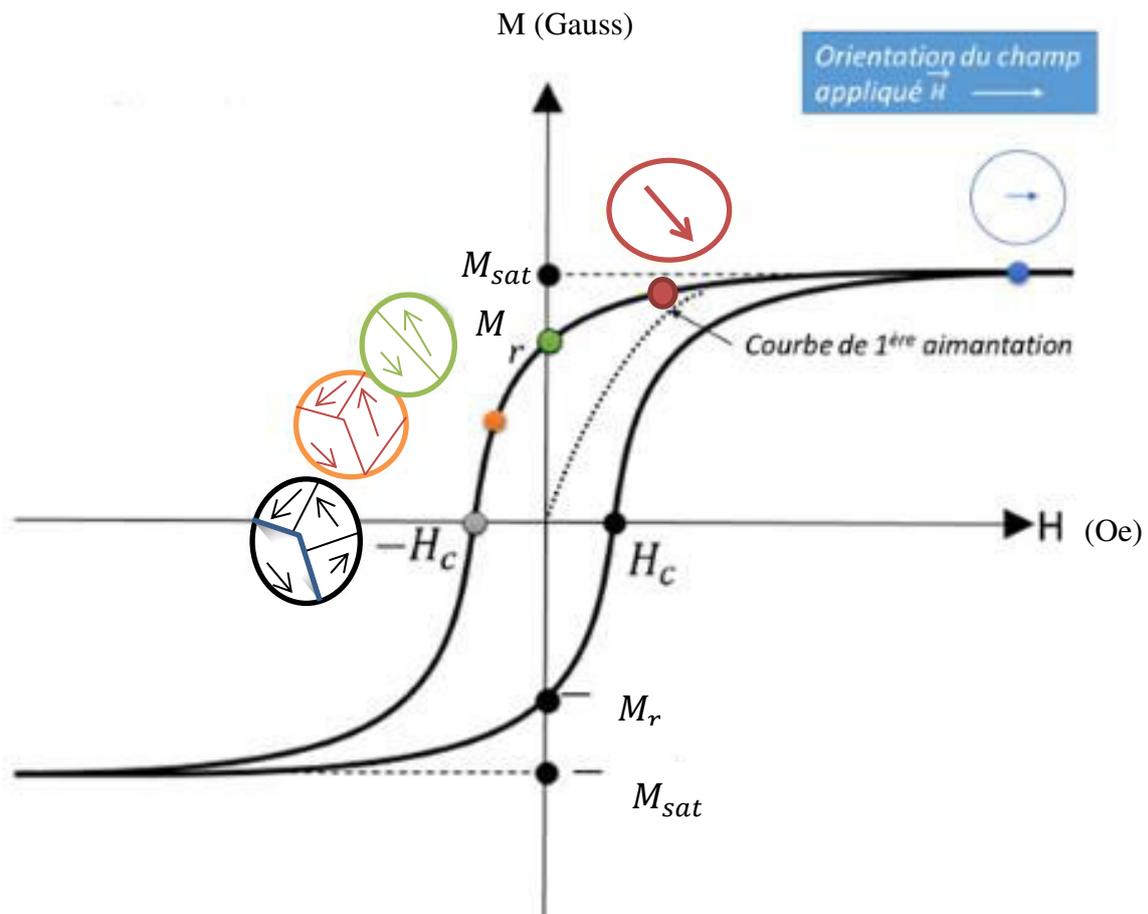


Figure I-6 : Courbe d'hystérésis magnétique des milieux ferrimagnétiques.

Ce cycle d'hystérésis contient trois états d'aimantation principaux, à savoir :

- (1) milieu désaimanté lorsque $M = 0$,
- (2) milieu totalement saturé lorsque $M = M_s$, et
- (3) milieu partiellement aimanté avec l'aimantation entre les états désaimantés et complètement saturés y compris les états de rémanence.

Pour désaimanter un échantillon de ferrite préalablement aimanté, il faut élever sa température à une valeur supérieure à sa température dite de Curie (T_c). La température de Curie est le point critique pour lequel les moments magnétiques s'orientent aléatoirement sous l'action de l'énergie d'agitation thermique qui devient prépondérante face à l'énergie d'échange.

(d) Différentes familles de ferrites

Les ferrites polycristallins ont diverses compositions chimiques qui amènent à des propriétés magnétiques différentes [I-4], [I-5]. Ainsi, les ferrites peuvent être classés en deux grandes familles, les matériaux magnétiques doux et les matériaux magnétiques durs avec lesquels on peut fabriquer des aimants permanents. Les milieux magnétiques doux présentent des champs coercitifs H_c faibles. A l'opposé, les matériaux magnétiques durs présentent un fort champ coercitif et, lorsqu'ils sont pré-orientés lors de leur phase de fabrication, une aimantation rémanente élevée. Trois grandes familles de ferrites sont distinguées en fonction de la structure cristallographique : (a) les spinelles, (b) les grenats de fer et de terre rare et (c) les hexaferrites.

(i) Les spinelles

Les ferrites de type spinelle permettent en fonction de la composition d'atteindre une large gamme de propriétés magnétiques. Ils sont ainsi utilisés dans des plages de fréquences allant de quelques kHz à plusieurs dizaines de GHz. Leurs structures cristallines sont similaires au $MgAl_2O_4$, minéral dont elles reprennent la dénomination. La base de la composition chimique de ces ferrites est la magnétite Fe_2O_4 avec un élément divalent ajouté ou un ensemble d'ions. A basses fréquences, deux principaux types de ferrites de spinelle ont été utilisés à l'origine : (1) Manganèse-Zinc (Mn-Zn) et (2) Nickel-Zinc (Ni-Zn).

Les spinelles de Manganèse-Zinc ont une formulation chimique $Mn_x^{2+}Zn_y^{2+}Fe_z^{2+}Fe_2O_4$ où $x + y + z = 1$. Ces matériaux ont une forte aimantation mais leur résistivité électrique est faible. Les ferrites spinelle Nickel-Zinc ont une aimantation légèrement plus faible mais une résistivité électrique élevée, ce qui les rend appropriés pour des applications en hyperfréquences. Un exemple de formulation est $Ni_x^{2+}Zn_y^{2+}Cu_z^{2+}Fe_2O_4$.

Pour créer des ferrites de spinelle utilisables dans une gamme de fréquences centimétriques (jusqu'à 30 GHz), des éléments métalliques divalents tels que le nickel (Ni) ou le cobalt (Co) peuvent être ajoutés à la magnétite Fe_2O_4 . Les propriétés magnétiques et diélectriques des spinelles sont toutes deux contrôlées par la substitution d'éléments. Par exemple, l'utilisation de l'ion Co^{2+} permet de réduire l'anisotropie, ce qui force la liaison d'un domaine à l'autre, car l'anisotropie du cobalt a une direction opposée à celle du fer. L'inclusion du zinc engendre une augmentation de l'aimantation du milieu.

Les ferrites de spinelle avec des inclusions de manganèse et de magnésium sont utilisés dans des applications RF de faible puissance dans la gamme de fréquences 7-15 GHz. La formule chimique est $Mn_xMg_yFe_2O_4$, et l'aimantation à saturation M_s peut varier de 1200 à 2800 G en fonction de la valeur de x . La largeur de raie à mi-hauteur ΔH est faible (quelques Oe).

Les ferrites de lithium ($Li_{0.5}^+Fe_{2.5}^{3+}O_4^{2-}$) ont un faible coût de fabrication et une température de Curie élevée, ce qui les rend très attractifs pour les applications RF. Les ferrites de spinelle au lithium atteignent une aimantation à saturation de 3600 Gauss, la température de Curie est voisine de 645 °C et la largeur de raie à mi-hauteur est très faible (ΔH de l'ordre de 3 Oe).

(ii) Les ferrites de grenat de terres rares

Les ferrites de type grenat de fer de terre rare ont la même structure que le grenat naturel $Mn_3Al_2Si_3O_{12}$. La formule chimique de ce milieu est $M_3^{3+}Fe_5^{3+}O_{12}$, où M est un élément de terres rares. Tous les ions métalliques dans les grenats sont trivalents, ce qui facilite le processus de fabrication et permet de faibles pertes diélectriques. Les grenats sont magnétiquement doux et ont une aimantation à saturation légèrement inférieure à celle des spinelles ainsi que des pertes magnétiques et diélectriques plus faibles. La température de Curie est habituellement plus basse pour les grenats que pour les spinelles, environ 300°C pour les grenats alors qu'elle peut atteindre jusqu'à 600°C pour les spinelles.

Le grenat le plus largement utilisé dans la gamme de fréquences 1-10 GHz est le Grenat d'Yttrium-Fer, $Y_3Fe_5O_{12}$, communément appelé YIG. Sa structure monocristalline montre une largeur de raie d'absorption très faible (18 Oe), et pour cette raison, ils sont largement utilisés pour la réalisation de circulateurs et d'isolateurs.

(iii) Les hexaferrites

Les hexaferrites sont des matériaux magnétiquement durs. Leur champ d'anisotropie (jusqu'à 35 kOe) est de 100 à 1000 fois supérieur à celui des spinelles ou des grenats, ce qui les rend très difficiles à aimanter. Malgré cette difficulté, les hexaferrites sont attrayants pour les applications RF car ils possèdent une aimantation élevée et leur champ coercitif important assure une stabilité des propriétés magnétiques. Lorsqu'ils sont pré-orientés, l'aimantation rémanente (aimantation à champ nul) peut également être importantes (entre 0,8 et 0,9) ce qui les rend idéaux pour la fabrication d'aimants permanents ou de composants auto-polarisés.

1.2 Propriétés dynamiques des ferrites

(a) Phénomène de non réciprocity

L'une des principales singularités des matériaux ferrimagnétiques aimantés est la gyrorésonance des moments magnétiques qui entraîne la propagation non-réciproque d'une onde électromagnétique à l'intérieur du milieu, i.e. l'interaction onde/matière diffère selon le sens de propagation de l'onde EM. On distingue trois types de réponses dynamiques du ferrite aimanté à une onde EM polarisée rectilignement selon la direction de propagation :

- (1) Parallèle à H_0 ,
 - (2) Orthogonale à H_0 avec le champ magnétique dynamique perpendiculaire à H_0 et
 - (3) Orthogonale à H_0 avec le champ magnétique dynamique parallèle à H_0 ,
- où H_0 est le champ magnétique statique qui règne à l'intérieur du matériau.

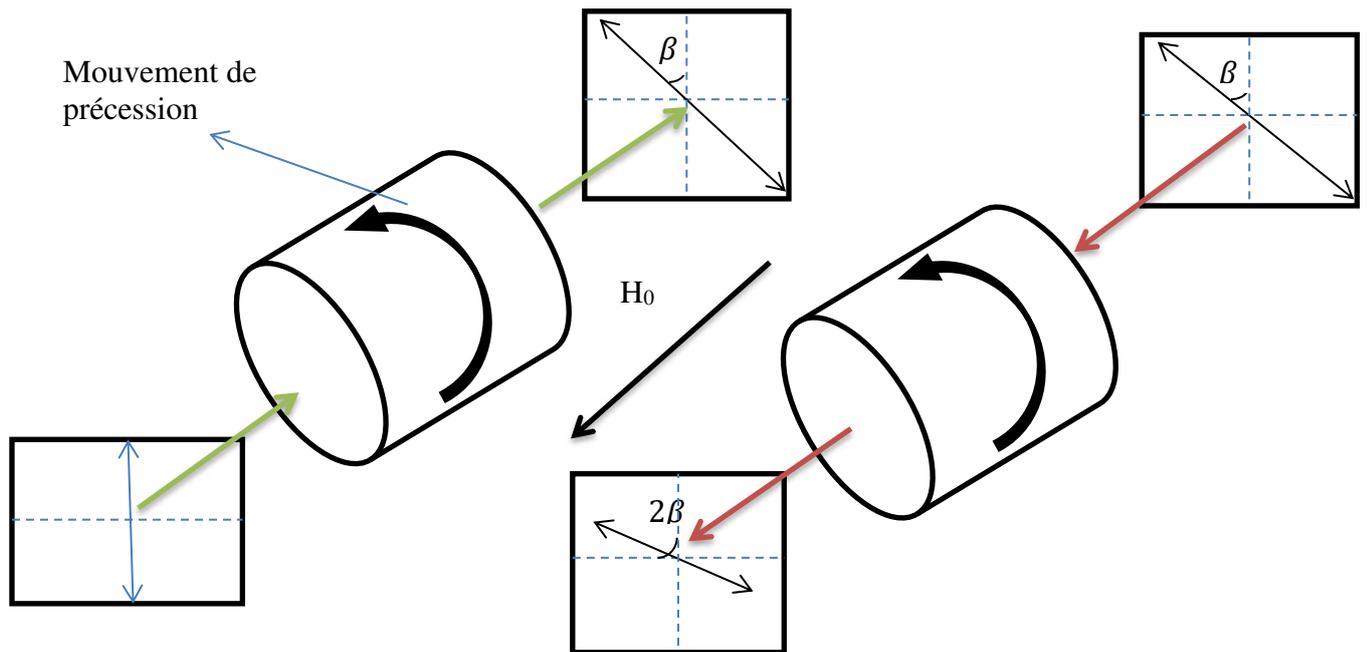


Figure I-7 : Rotation de Faraday non réciproque pour une onde se déplaçant de gauche à droite, onde avant, dans un milieu ferrimagnétique aimanté (vert) et pour une onde se déplaçant dans le même milieu mais en direction opposée (rouge)

Dans la première configuration, la polarisation de l'onde tourne progressivement au fur et à

mesure qu'elle se propage dans le milieu suivant la direction du champ magnétique appliqué [I.6], [I.7]. Cette rotation est non réciproque. En effet, comme ce phénomène est dû au mouvement gyrotropique des moments magnétiques dans le matériau ferrimagnétique, une onde se propageant dans le sens inverse voit sa polarisation tourner dans le même sens que celle de l'onde directe, comme illustré sur la Figure I-7. Cet effet est connu sous le nom de rotation de Faraday.

Dans les deuxième et troisième configurations, les ondes électromagnétiques se propagent perpendiculairement à la polarisation magnétique. La différence entre les configurations (2) et (3) réside dans l'orientation des champs RF. Dans la deuxième configuration, le champ magnétique RF est orthogonal au champ magnétique statique H_0 . Dans ce cas, le champ magnétique dynamique interagit fortement avec les moments magnétiques conduisant à une rotation des champs RF avec la précession gyroscopique. Cet effet est très bien illustré par le cas d'une onde EM se propageant le long d'une ligne microruban imprimée sur un substrat de ferrite normalement aimanté, comme représenté sur la Figure I-8. La configuration des champs RF dans la structure conduit à créer des zones d'interaction forte et d'interaction faible dans le milieu en raison de la rotation du champ H dynamique. Cela s'explique par la symétrie de la carte des champs associés au mode fondamental qui entraîne des sens de polarisation inversée de part et d'autre du plan médian de la ligne. D'un côté du plan médian (yOz), l'onde est polarisée elliptiquement en tournant dans un sens. De l'autre côté, l'onde tourne dans le sens opposé. Dans la région de la ligne où le sens de polarisation de l'onde coïncide avec le sens de rotation des moments magnétiques, il y a une forte interaction onde/matière. Dans l'autre région, l'onde voit le ferrite saturé comme un simple diélectrique. Par conséquent, une onde se propageant dans une telle structure serait déplacée d'un côté du matériau, comme décrit sur la Figure I-8. Il y a un effet de déplacement de champ. Il est important de noter que lorsqu'une onde se déplace dans la direction opposée, les champs RF sont décalés sur le bord opposé du substrat ferrimagnétique.

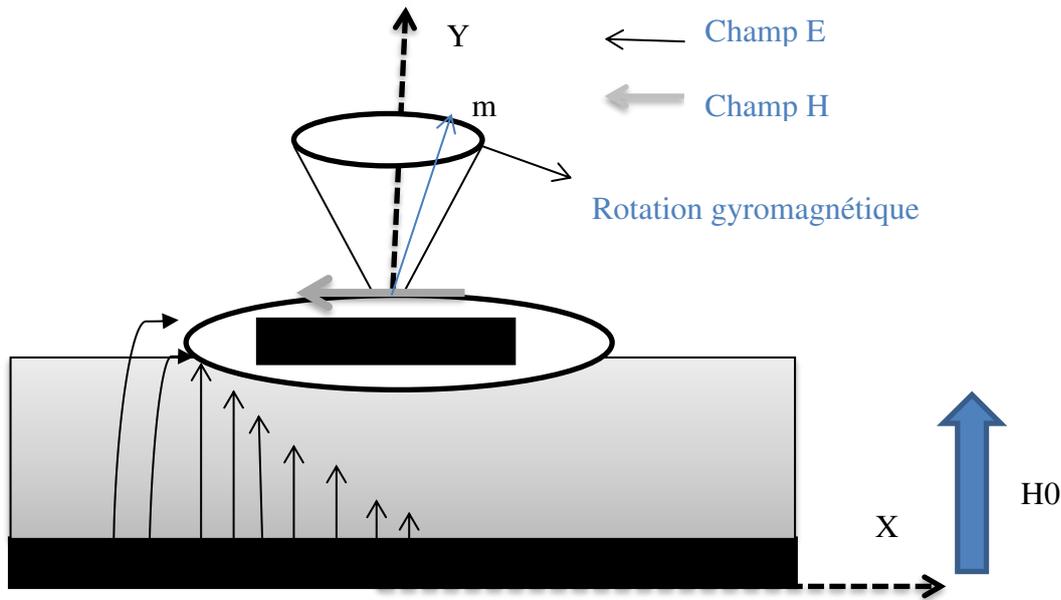


Figure I-8 : Coupe transversale de la ligne microruban sur un substrat de ferrite saturé et carte des champs RF pour une aimantation selon l'axe z et une propagation le long de l'axe y

Dans la troisième et dernière configuration, le champ magnétique RF est parallèle à la polarisation magnétique. Ainsi, à faible niveau de puissance du champ dynamique, il n'y a pas d'interaction avec l'aimantation du matériau. Par conséquent, dans cette configuration, le milieu de ferrite est réciproque et réagit comme un diélectrique. À fort niveau de puissance, il y a une forte interaction avec l'aimantation du matériau. Ces deux dernières configurations sont respectivement appelées ondes extraordinaire et ordinaire, et leur comportement est régi par l'effet Cotton-Mouton [I.6], [I.8].

(b) Perméabilité d'un ferrite aimanté à saturation

(i) Tenseur de polder

Lorsque le champ magnétique continu H_0 est suffisamment fort pour aligner tous les moments dipolaires dans sa direction et que les parois du domaine ont disparu, le matériau est entièrement aimanté ; on dit qu'il a atteint la saturation. Ceci implique que l'aimantation est maximale (M_s) et est orientée dans la même direction que le champ de polarisation statique. Lorsque les moments magnétiques sont soumis à un champ magnétique RF transversal de faible amplitude

(faible devant celle du champ statique appliqué), ils présentent un mouvement de précession autour de la direction du champ statique H_0 avec une pulsation angulaire proportionnelle à l'intensité de ce dernier, appelée pulsation de Larmor. L'équation du mouvement appliqué à un moment magnétique, ou à l'aimantation totale du milieu M_t pour prendre en compte un comportement collectif de moments magnétiques tous parallèles entre eux, s'écrit :

$$\frac{dM_t}{dt} = -\mu_0\gamma(M_t * H_t) \quad (I.5)$$

où le champ magnétique total (H_t) est l'addition d'un champ magnétique de polarisation DC (H_0) et d'un champ magnétique RF de faible amplitude (h):

$$H_t = H_0 + h \quad (I.6)$$

et l'aimantation totale dans le ferrite est la somme de l'aimantation spontanée et de l'aimantation dynamique induite par le champ magnétique RF :

$$M_t = M_s + m \quad (I.7)$$

En négligeant le produit $m*h$ avec $h \ll H_0$ et $m \ll M_s$, il en découle le résultat suivant :

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= -\omega_0 m_y + \omega_m h_y \\ \frac{dm_y}{dt} &= \omega_0 m_x + \omega_m h_x \\ \frac{dm_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (I.8)$$

La fréquence de Larmor $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$ et $\omega_m = \mu_0 \gamma M_s$. En régime harmonique, puisque la variation temporelle du champ magnétique RF h est de la forme $e^{j\omega t}$, les solutions des équations du mouvement s'écrivent de la manière suivante :

$$m_x = \frac{\omega_0 \omega_m h_x + j \omega \omega_m h_y}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (I.9)$$

$$m_y = \frac{-j \omega \omega_m h_x + \omega_0 \omega_m h_y}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

$$m_z = 0$$

Ces équations peuvent être exprimées sous forme tensorielle en faisant ainsi intervenir un tenseur de susceptibilité $[\chi]$:

$$m = [\chi] h = \begin{bmatrix} \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} & \frac{j \omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} & 0 \\ -\frac{j \omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} & \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} h \quad (I.10)$$

Dans le Système International d'Unités (SI) on peut écrire l'induction magnétique b en fonction de m et de h et en déduire l'expression de la perméabilité μ en fonction de la susceptibilité :

$$\begin{aligned} \mathbf{b} &= \mu_0 (\mathbf{h} + \mathbf{m}) = \mu_0 (\mathbf{h} + [\chi] \mathbf{h}) \\ \mathbf{b} &= \mu_0 ([\mathbf{U}] + [\chi]) \mathbf{h} = \mu_0 [\boldsymbol{\mu}] \mathbf{h} \end{aligned} \quad (I.11)$$

Avec $[\mathbf{U}]$ le tenseur diagonal unitaire. Dans un ferrite aimanté à saturation, l'expression de la perméabilité est ainsi la suivante :

$$[\boldsymbol{\mu}] = ([\boldsymbol{U}] + [\boldsymbol{\chi}]) \quad (\text{I.12})$$

$$[\boldsymbol{\mu}] = \begin{bmatrix} \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} + 1 & \frac{j\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} & 0 \\ -\frac{j\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} & \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} + 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.13})$$

On a ainsi le terme diagonal et le terme extra-diagonal du tenseur de Polder dans le cas sans pertes :

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} + 1 \\ \kappa &= \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (\text{I.14})$$

Les références [I.10]-[I.11] donnent plus de détails sur le tenseur de Polder.

(ii) Prise en compte des pertes

Le tenseur de susceptibilité (I.10) et le tenseur de perméabilité (I.13) ont été obtenus ci-dessus pour un milieu ferromagnétique sans pertes. L'effet des effets dissipatifs inhérents aux ferrites réels, est pris en compte à l'aide du facteur d'amortissement α mentionné dans la section II.1.2 (spin des électrons). Pour tenir compte des pertes, une force de rappel est prise en compte

dans l'équation du mouvement du moment magnétique. Cette force de rappel engendre un amortissement du mouvement gyroscopique du moment magnétique. La formulation la plus courante de l'équation du mouvement tenant compte des pertes magnétiques dans les ferrites est celle de Landau-Lifshitz [I.22]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M}\mathbf{H} + \frac{\alpha}{M_s}(\mathbf{M} * \frac{d\mathbf{M}}{dt}) \quad (\text{I.15})$$

$\alpha = \lambda/\gamma.M$ avec λ la fréquence de relaxation. En résolvant (I.15) de manière similaire à l'équation de mouvement (I.5) pour le cas sans pertes, on obtient le tenseur de susceptibilité pour un milieu ferromagnétique avec pertes (I.16):

$$[\chi] = \begin{bmatrix} \frac{\omega_0\omega_m + j\alpha\omega\omega_m}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2} & \frac{j\omega_m\omega}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2} & 0 \\ -j\omega_m\omega & \frac{\omega_0\omega_m + j\alpha\omega\omega_m}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi' - j\chi'' & j(\kappa' - j\kappa'') & 0 \\ -j(\kappa' - j\kappa'') & \chi' - j\chi'' & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.16})$$

Le facteur d'amortissement α peut être relié à la largeur à mi-hauteur de raie de résonance ferromagnétique ΔH :

$$\alpha \approx \frac{\gamma\Delta H}{2\omega} \quad (\text{I.17})$$

La grandeur ΔH est la largeur à mi-hauteur de la courbe d'absorption $\chi''(\text{H})$ (cf. Figure I-9 où les composantes réelle et imaginaire de la susceptibilité sont tracées pour deux valeurs différentes de ΔH). En comparant les expressions des composantes des tenseurs de susceptibilité dans les milieux sans pertes (I.12) et avec pertes (I.18), on peut remarquer qu'ils ont la même forme à l'exception de la fréquence de résonance ($\omega_0 + j\alpha\omega$) qui prend une forme

complexe en présence de pertes ; c'est pourquoi il est possible d'associer α dans (I.17) à la largeur de raie à mi-hauteur.

Susceptibilité

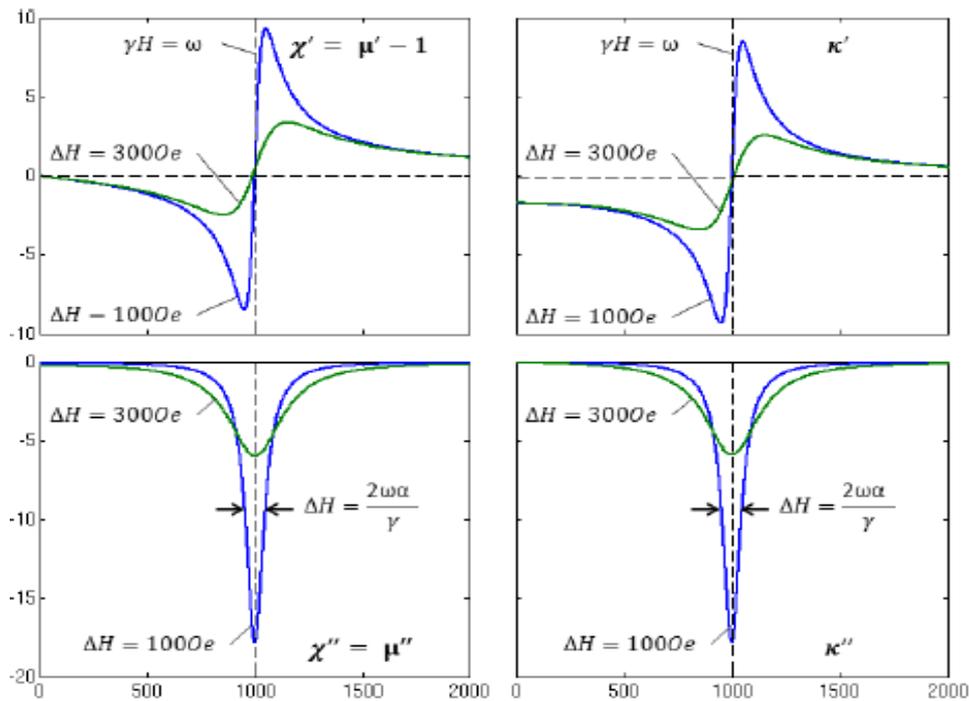


Figure I-9 : Parties réelles et imaginaires calculées des composantes du tenseur de susceptibilité (I.16) en fonction du champ magnétique continu H_0 à la fréquence $f = 2,8$ GHz et deux largeurs de raie de résonance $H = 100$ Oe et $H = 300$ Oe. Magnétisation de saturation $4\pi M_s = 1780$ G.

(iii) Facteur démagnétisant

Lorsqu'un matériau ferro- ou ferrimagnétique, est placé dans un champ magnétique continu uniforme H_0 , le champ interne H_a diffère généralement du champ appliqué en raison de la forme de l'échantillon et des conditions aux limites à sa surface. En effet, les dipôles magnétiques induits à la surface de l'échantillon par le champ appliqué créeront un champ magnétique de sens opposé, appelé champ démagnétisant. Le champ magnétique interne s'exprime alors :

$$H_a = H_0 - NM_s \tag{I.18}$$

où le tenseur de désaimantation N est défini de sorte que la somme de ses composantes diagonales $N_x + N_y + N_z$ soit égale à 1. Les échantillons de formes différentes présentent des facteurs de désaimantation différents. Certains cas canoniques présentent des valeurs de

coefficients démagnétisants particulières. A titre d'exemple, les facteurs de désaimantation d'une sphère sont $N_x = N_y = N_z = 1/3$. Pour une plaque infiniment mince dont l'axe z est perpendiculaire à sa surface $N_x = N_y = 0$ et $N_z = 1$. Pour un fil infiniment long aligné selon l'axe z, $N_x = N_y = 1/2$ et $N_z = 0$. Pour des cas plus généraux, le modèle d'Aharoni peut par exemple être utilisé pour calculer les valeurs des coefficients démagnétisants dans les trois directions de l'espace.

Dans un cas pratique, tel qu'un substrat de ferrite dont l'épaisseur est faible devant ses dimensions latérales, lorsqu'un champ magnétique externe sera appliqué perpendiculairement au plan du substrat, le champ magnétique interne sera nettement plus faible que le champ appliqué en raison de la valeur élevée du coefficient démagnétisant suivant cet axe.

Dans un échantillon de ferrite, la fréquence de résonance gyromagnétique est modifiée par les facteurs de désaimantation liés à la forme du matériau. Pour prendre en compte cet effet, la fréquence de résonance peut être définie à l'aide de l'équation de Kittel exprimée en fonction du champ externe appliqué et des facteurs de désaimantation :

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{[H_0 - (N_z - N_x)M_s][H_0 - (N_z - N_y)M_s]} \quad (I.19)$$

où $\gamma = 2,8 \text{ MHz/Oe}$ est le rapport gyromagnétique.

(c) Ferrite partiellement aimanté ou désaimanté

Dans certains dispositifs hyperfréquences, les ferrites sont utilisés dans des états non saturés, c'est-à-dire partiellement aimantés, désaimantés ou rémanents. Par exemple, dans certains déphaseurs, le déphasage du signal est obtenu par basculement entre deux états rémanents à l'aide d'une impulsion de courant traversant un fil de commande. Lorsque l'on change l'état d'aimantation du ferrite, sa réponse dynamique à une excitation EM, i.e. sa perméabilité, est modifiée. Dans ces états d'aimantation non saturés, le modèle de Polder ne permet pas de prédire la perméabilité dynamique du ferrite. Ainsi, depuis le début des années 1950, des recherches approfondies ont été consacrées à la modélisation du comportement des ferrites placés dans différents états d'aimantation, c'est-à-dire désaimanté, partiellement aimanté, ou rémanent.

(i) Tenseur de Rado

Pour traiter le problème de la prédiction de la perméabilité dans un état de partielle aimantation, Rado publie en 1953 une étude des phénomènes microscopiques ferromagnétiques [I.12] où il présente les expressions des composantes du tenseur de perméabilité dans (I.16) obtenues par moyennage spatial des aimantations de domaines individuels, dont les axes de facile aimantation sont orientés de manière isotrope dans le ferrite :

$$\begin{aligned}\mu_x = \mu_y = \mu_z &= 1 \\ \kappa &= -\frac{\omega_m M}{\omega M_s}\end{aligned}\tag{I.20}$$

Les résultats expérimentaux ont montré un bon accord avec l'élément non diagonal κ bien au-delà de la fréquence de résonance gyromagnétique ($\omega \gg \omega_0$) mais les estimations des éléments diagonaux μ se sont avérées incorrectes.

(ii) Modèle de Schlömann

Utilisant une simple configuration géométrique des domaines de type coaxial, Schlömann a calculé en 1970 la perméabilité effective (rapport du flux magnétique moyen au champ d'excitation magnétique moyen) dans l'approximation magnétostatique et en négligeant les effets d'échange [I.13]. Dans un état désaimanté, lorsque les volumes de domaines aimantés positivement et négativement sont égaux, la perméabilité scalaire effective devient :

$$\mu_0 = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{(\omega^2 - \gamma^2) * (H_k + M_s)^2}{\omega^2 - \gamma^2 H_k^2}} + \frac{1}{3}\tag{I.21}$$

où H_k est le champ d'anisotropie. Cette équation donne une bonne approximation de la partie réelle de la perméabilité scalaire aux fréquences supérieures à la résonance gyromagnétique. Cependant, elle donne une représentation peu satisfaisante des pertes magnétiques.

(iii) Tenseur d'IGARASHI & NAÏTO

Igarashi et Naïto [I.14-15] proposent des formules empiriques pour tous les éléments du tenseur de perméabilité. Ce modèle permet de retrouver à l'état désaimanté les résultats issus du modèle de Schlöemann. Ces auteurs considèrent que le milieu est constitué de domaines à aimantations positives et négatives, sans toutefois leur imposer de formes particulières. Ils ont déterminé de manière semi-empirique l'expression du terme diagonal du tenseur de perméabilité effective. Les résultats obtenus sont comparés aux mesures effectuées par Green et Sandy. Dans la région de partielle aimantation l'accord est correct. La concordance est par contre moins bonne lorsque l'aimantation est très proche de l'aimantation à saturation. Lorsque le champ DC augmente pour saturer le milieu, on ne retrouve pas les résultats issus du modèle de Polder.

(iv) Tenseur de BOUCHAUD & ZERAH

Bouchaud et Zérah ont étudié, dans le cadre de l'approximation du milieu effectif (AME), la perméabilité de matériaux ferrimagnétiques uni-axiaux partiellement aimantés, ou encore de couches minces magnétiques. Il ressort de leurs travaux que l'AME permet d'interpréter de manière qualitative, mais aussi quantitative, plusieurs aspects de la perméabilité d'une large gamme de matériaux différents d'un point de vue technologique et physique. La configuration des domaines magnétiques retenue est similaire à celle utilisée par Schlöemann. Sur la figure I-10, les zones en noir et blanc représentent respectivement les domaines magnétiques à aimantation positive et négative plongés dans un milieu effectif (en gris) dont les caractéristiques sont à déterminer. Ils obtiennent la relation d'homogénéisation suivante:

$$\mu_e^2 - \kappa_e^2 = \mu^2 - \kappa^2 \quad (I.22)$$

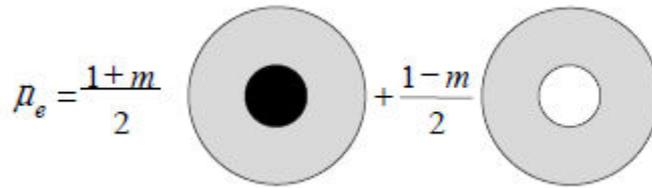


Figure 0-10 : Représentation du milieu magnétique non saturé dans l'approximation du milieu effectif

Dans le cas particulier d'un milieu désaimanté, ce résultat est similaire à celui obtenu par Schlöemann, et correspond en fait à un résultat exact d'un point de vue mathématique. Quand le milieu est partiellement aimanté, la partie extra diagonale du tenseur est non nulle. A l'état d'aimantation partielle, les résultats ne sont valables que pour des champs appliqués externes faibles parce que le champ interne est considéré comme étant égal au champ d'anisotropie [I.16].

(v) Tenseur de GELIN: Generalized Permeability Tensor

En 1997, Gelin a proposé une approche théorique pour calculer le tenseur de perméabilité de ferrites polycristallins dans divers états d'aimantation, de l'état complètement désaimanté à la saturation [I.17] - [I.18]. Ce modèle, qui fournit des expressions pour tous les éléments du tenseur de perméabilité pour décrire le comportement dynamique d'un ferrite, est basé sur la description du matériau comme un conglomérat de cristaux ayant la même structure de domaine interne.

Dans l'état désaimanté, les domaines sont parallèles ou antiparallèles à un axe de facile aimantation. Dans cet état, le champ DC interne dans chaque domaine est approché par le champ d'anisotropie. La perméabilité initiale est donnée par :

$$\mu_G = \frac{2(\omega_0 - j\omega\alpha) + \omega_m(\omega_0 - j\omega\alpha) + 2n\omega_m - \omega^2}{3(\omega_0 - j\omega\alpha)(\omega_0 - j\omega\alpha) + 2n\omega_m - \omega^2} + \frac{1}{3} \quad (I.23)$$

où n est le coefficient de désaimantation des domaines (n = 1/3 dans le cas de sphères).

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, la taille de chaque domaine change ainsi que la direction de son aimantation interne sous l'effet combiné du champ d'anisotropie magnéto-cristalline, du champ externe et du champ démagnétisant proportionnel à l'aimantation, mais aussi de son état d'aimantation antérieur (phénomène d'hystérésis).

Le champ magnétique dynamique interne comprend à la fois le champ RF et le champ démagnétisant dynamique, qui est lié à la forme du grain et du domaine, via un couplage magnétique entre domaines adjacents et grains voisins. Pour prendre en compte ces champs démagnétisants dynamiques, les auteurs ont considéré deux équations du mouvement du moment magnétique pour les domaines adjacents aux directions d'aimantation respectives antiparallèles (indicés $i = 1$ et 2) :

$$\frac{dM_i}{dt} = \gamma M_i * H_1 + h + h_{di} + h_g + \frac{\alpha}{M_s} M_i * \frac{dM_i}{dt} \quad (I.24)$$

Où :

$$\begin{aligned} h_{d1} &= -n_d(m_1 - m_2) \\ h_{d2} &= -n_d(m_2 - m_1) \end{aligned} \quad (I.25)$$

représentent les champs démagnétisants dynamiques dus à la forme du domaine. L'introduction de ces champs démagnétisants dans l'équation du mouvement des moments magnétiques permet de prendre en compte de manière quantitative l'effet Polder-Smit [I.19]. Il s'agit d'un couplage entre les vecteurs d'aimantation RF des domaines adjacents. Ce couplage va dépendre du coefficient démagnétisant lié à la forme du domaine considéré. La quantité n_d est le facteur démagnétisant relatif à la forme du domaine. Dans cette équation, h_g est le champ démagnétisant dynamique relatif au grain avec une aimantation moyenne RF environnante $\langle m \rangle$ et un facteur démagnétisant lié à la forme du grain n_g :

$$h_g = -n_g \left(\frac{m_1 + m_2}{2} \right) + n_g \frac{M}{M_s} \langle m \rangle \quad (I.26)$$

Pour calculer l'aimantation M_i , le champ magnétique H_i et la position d'équilibre du moment magnétique dans chaque domaine de chaque grain, les auteurs utilisent le modèle de Stoner-Wohlfarth [I.20]. La résolution du système à deux équations (I.25) avec les valeurs obtenues conduit à l'expression de l'aimantation de chaque domaine. La moyenne de l'aimantation dans tous les domaines donne l'aimantation moyenne sur l'ensemble de l'échantillon :

$$\mathbf{m}(\mathbf{h}, H_a) = \iiint_{0 \ 0 \ 0}^{\pi \ 1 \ 1} \Gamma(\mathbf{n}_g)\Gamma(\mathbf{n}_d) \mathbf{m}_i d\mathbf{n}_g d\mathbf{n}_d \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \quad (I.27)$$

où $\Gamma(\mathbf{n}_d)$ et $\Gamma(\mathbf{n}_g)$ sont des lois de distribution des coefficients démagnétisants respectifs des domaines et des grains.

Enfin, la relation I.28 donne les expressions de tous les éléments du tenseur de perméabilité.

$$\mathbf{b}_d = \mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m}(\mathbf{h}, H_a)) = \mu_0[\mu_r]\mathbf{h}_d \quad (I.28)$$

Ce modèle peut être qualifié de généraliser (Generalized Permeability Tensor : GPT) dans la mesure où il permet d'accéder à tous les éléments du tenseur de perméabilité quel que soit l'état d'aimantation du ferrite.

1.3 Propagation d'une onde plane dans un ferrite aimanté à saturation

La connaissance de la perméabilité macroscopique d'un ferrite, décrite dans la section précédente, permet d'analyser les phénomènes de propagation des ondes EM dans un tel milieu. En utilisant le tenseur de Polder $[\mu]$ (I.13), nous pouvons résoudre les équations de Maxwell pour une propagation d'une onde plane dans un ferrite aimanté [I.21], [I.11]. Pour illustrer l'effet de la rotation et de la biréfringence de Faraday, ou encore l'effet Cotton-Mouton, nous allons considérer deux cas de propagation d'ondes dans un ferrite de dimensions infinies, aimanté à saturation :

- (1) cas de la propagation d'une onde plane le long de la direction d'aimantation,

(2) cas de la propagation d'une onde plane perpendiculairement à la direction d'aimantation.

En régime harmonique, l'onde EM (E, H) de pulsation angulaire ω satisfait dans un ferrite de permittivité relative ε et de perméabilité relative μ les équations de Maxwell :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{\text{rot}}(E) &= -j\omega\mu_0\overline{\mu} H \\ \overrightarrow{\text{rot}}(H) &= j\omega\varepsilon_0\varepsilon E \\ \text{div}(D) &= 0 \\ \text{div}(B) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{I.29})$$

(a) Propagation le long de la direction d'aimantation : l'effet Faraday

Considérons une onde plane se propageant dans la direction de l'axe Oz. Sa variation spatio-temporelle est de la forme $e^{j(\omega t - \beta z)}$. Le ferrite est aimanté à saturation le long de l'axe Oz.

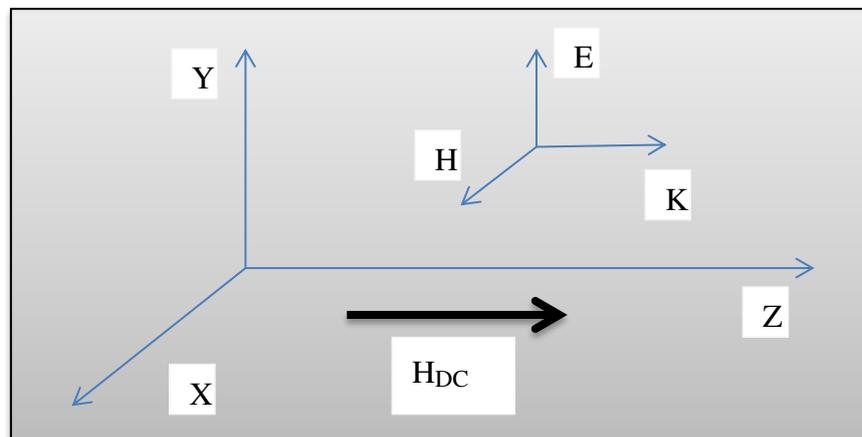


Figure I-11 : Configuration des champs dans le cas d'une propagation le long de la direction d'aimantation

Puisque le champ EM associé à l'onde plane ne varie pas dans le plan transversal, on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0 \text{ et } \frac{\partial}{\partial z} = -j\beta \quad (\text{I.30})$$

En utilisant les équations (I.11) et (I.30) dans les équations de Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère, on obtient :

$$\begin{aligned} j\beta E_y &= -j\omega\mu_0(\mu H_x + j\kappa H_y) \\ -j\beta E_x &= -j\omega\mu_0(-j\kappa H_x + \mu H_y) \\ 0 &= -j\omega\mu_0 H_z \end{aligned} \quad (\text{I.31})$$

et

$$\begin{aligned} j\beta H_y &= j\omega\varepsilon_0\varepsilon E_x \\ -j\beta H_x &= j\omega\varepsilon_0\varepsilon E_y \\ 0 &= j\omega\mu_0 E_z \end{aligned} \quad (\text{I.32})$$

L'équation (I.32) amène la relation :

$$\frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} = \frac{\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon} \quad (\text{I.33})$$

En utilisant les relations de (I.31), on obtient :

$$\beta^2 H_x - \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon \mu H_x + j\kappa H_y = 0 \quad (\text{I.34})$$

$$\beta^2 H_y - \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon \mu H_y - j\kappa H_x = 0$$

La résolution du système d'équations (I.34) amène deux solutions pour la constante de propagation β :

$$\begin{aligned}\beta_+ &= \omega (\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0) (\mu + \kappa) \\ \beta_- &= \omega (\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0) (\mu - \kappa)\end{aligned}\quad (I.35)$$

En remplaçant la constante de propagation par les expressions obtenues dans (I.35) on obtient les relations suivantes entre les composantes du champ EM :

$$E_x = \pm j E_y \quad (I.36)$$

$$H_x = \pm j H_y$$

Ces champs représentent respectivement une onde à polarisation circulaire droite et gauche. Finalement les composantes du champ EM s'écrivent :

$$\begin{aligned}E_x^\pm &= E_0 e^{j(\omega t - j\beta^\pm z)} \\ H_y^\pm &= \frac{E_0}{Z_0} \frac{\varepsilon}{\mu \pm \kappa} E_0 e^{j(\omega t - j\beta^\pm z)}\end{aligned}\quad (I.37)$$

où E_0 est l'amplitude maximale de l'onde plane et $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$ est l'impédance du vide. Les perméabilités effectives μ_{eff}^\pm , vues respectivement par les ondes polarisées circulairement gauche et droite solutions des équations de Maxwell, sont déduites des valeurs propres de l'équation (I.35). Elles s'expriment :

$$\mu_{eff}^\pm = \mu_0 (\mu \pm \kappa) = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_m}{\omega_0 -/+ \omega} \right) \quad (I.38)$$

Ainsi, les ondes planes polarisées circulairement droite (RCP) et gauche (LCP) se déplacent

dans le ferrite aimanté avec des constantes de propagation différentes correspondant aux perméabilités effectives respectives vues par les deux modes. La perméabilité effective $\mu_{\text{eff}+}$ pour le mode RCP présente un comportement fortement résonant à la pulsation ω_0 et prend des valeurs négatives entre ω_0 et $\omega_b = \omega_0 + \omega_m$, tandis que pour le mode LCP, la perméabilité effective présente peu de variation en fonction de la fréquence comme le montre la Figure I-12.

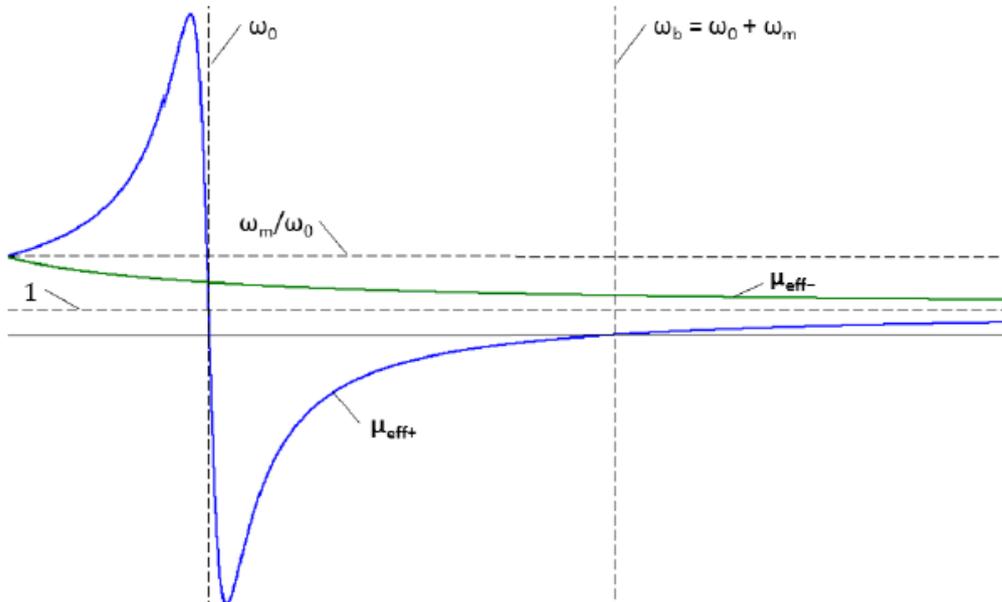


Figure I-12 : Partie réelle de la perméabilité effective pour les ondes planes RCP (eff+) et LCP (eff-) se propageant le long de la polarisation magnétique en milieu ferrite entièrement aimanté

Ce phénomène est lié à la résonance gyromagnétique du milieu, comme discuté précédemment dans la section I.2. En effet, en raison de la précession des moments magnétiques, qui tournent dans un certain sens dans le milieu, une onde plane RCP interagit fortement avec le ferrite, alors qu'une onde plane LCP n'est que faiblement affectée par la gyrotropie.

(b) Propagation orthogonale à la direction d'aimantation : l'effet Cotton-Mouton

Considérons à présent une onde plane se propageant dans la direction Oz (variation spatio-temporelle en $e^{j(\omega t - kz)}$) dans un ferrite aimanté à saturation le long de l'axe Oy .

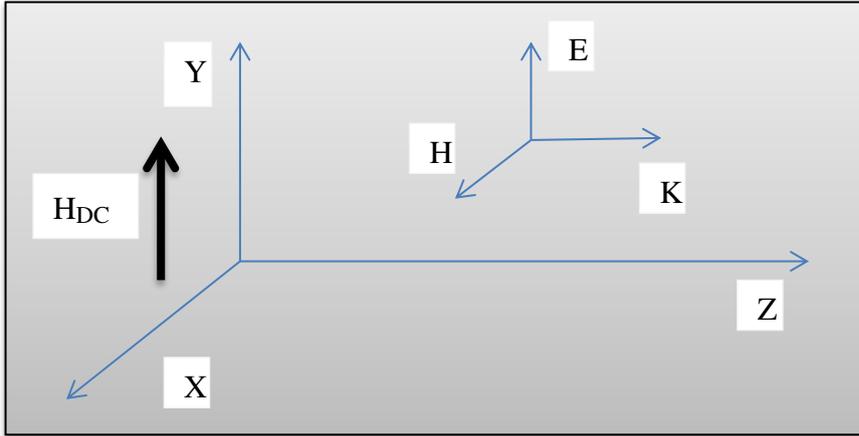


Figure I-13: Configuration des champs dans le cas d'une propagation orthogonal à la direction d'aimantation

Le tenseur de Polder du ferrite prend la forme suivante :

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & 0 & -j\kappa \\ 0 & 1 & 0 \\ j\kappa & 0 & \mu \end{bmatrix} \quad (\text{I.39})$$

L'équation de Maxwell-Faraday projetée dans le système de coordonnées cartésiennes (Ox , Oy , Oz) s'écrit :

$$\begin{aligned} j\beta E_x &= -j\omega\mu_0(\mu H_x - j\kappa H_z) \\ -j\beta E_x &= -j\omega\mu_0 H_y \\ 0 &= -j\omega\mu_0(j\kappa H_x + \mu H_z) \end{aligned} \quad (\text{I.40})$$

L'équation de Maxwell-Ampère est indépendante du tenseur de perméabilité. On retrouve donc les mêmes relations entre les composantes de champ que celles obtenues dans l'étude de l'effet Faraday (cf. équation (I.33)). Puis en remplaçant (I.32) dans (I.40) pour éliminer E_y et H_y , on obtient le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned}
\beta^2 - \omega^2 \epsilon \mu_0 E_x &= 0 \\
-j\kappa H_z + \mu H_x - \frac{\beta^2}{\omega^2 \mu_0 \mu \epsilon} H_x &= 0 \\
\mu H_z + j\kappa H_x &= 0
\end{aligned}
\tag{I.41}$$

Une première solution du système d'équations (I.41) correspond à un mode de type Transverse Magnétique (TM) car ses composantes de champ non nulles sont E_x , E_z et H_y . La relation de dispersion associée à ce mode est la suivante :

$$\beta = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon}
\tag{I.42}$$

Cela implique qu'une onde TM polarisée rectilignement avec un champ magnétique variable H_y orienté le long de la direction d'aimantation ($H_x = H_z = 0$) n'est pas affectée par la précession des moments magnétiques lors de sa propagation perpendiculairement au champ de polarisation magnétique H_0 . Cette onde est appelée l'onde ordinaire.

L'autre solution du système d'équations (I.41) correspond à un mode de type Transverse Electrique (TE) avec des composantes de champ E_y , H_x , H_z non-nulles. La relation de dispersion associée au mode TE est la suivante :

$$\beta = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon} \frac{\sqrt{\mu^2 - \kappa^2}}{\mu}
\tag{I.43}$$

Le mode TE se propageant dans la direction Oz , à travers l'assemblée de moments magnétiques tous parallèles entre eux sous l'action du champ de polarisation H_0 , présente un champ électrique E_y parallèle au champ magnétique statique de polarisation H_0 et un champ magnétique perpendiculaire à H_0 . Ce mode, en raison de la configuration du champ EM, interagit fortement avec les gyroscopes que sont les moments magnétiques et « voit » la perméabilité effective suivante :

$$\mu_{eff} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}
\tag{I.44}$$

qui peut s'exprimer en fonction des pulsations caractéristiques ω_0 et ω_m apparaissant dans les expressions des composantes du tenseur de Polder.

Le mode TE est appelé mode extraordinaire en raison de sa forte interaction avec le milieu magnétique. Cette interaction prend un caractère résonant lorsque $\mu_{eff} \rightarrow \infty$ pour une pulsation caractéristique que l'on appelle la pulsation de résonance ferromagnétique transversale ω_{\perp} :

$$\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_m)} \quad (I.45)$$

Le mode extraordinaire de type TE présente une composante du champ magnétique dans la direction de propagation Oz ($H_z \neq 0$). Cette composante de champ (H_z) est due à la rotation du champ RF provoqué par la précession des moments magnétiques.

Cette caractéristique singulière liée à la propagation d'une onde perpendiculairement à la direction d'aimantation du milieu, qui « voit » deux perméabilités effectives très différentes est appelée biréfringence. La perméabilité effective μ_{eff} associée au mode extraordinaire de type TE dépend fortement de la fréquence de fonctionnement. Elle présente une résonance à ω_{\perp} et prend des valeurs négatives dans la bande de fréquence de ω_{\perp} à $\omega_b = \omega_0 + \omega_m$, comme illustré sur la Figure I-14. Le mode TM qui présente un champ magnétique parallèle à la direction d'aimantation n'est pas affecté par la gyrotropie du milieu ferrimagnétique. Ce comportement de biréfringence est le résultat de la nature gyrotrotique du milieu. Comme discuté plus tôt dans la section II.2, lorsque le champ magnétique RF est normal au champ de polarisation, il interagit fortement avec les moments magnétiques qui précessent, mais ce phénomène disparaît lorsque le champ magnétique RF est parallèle à l'aimantation.

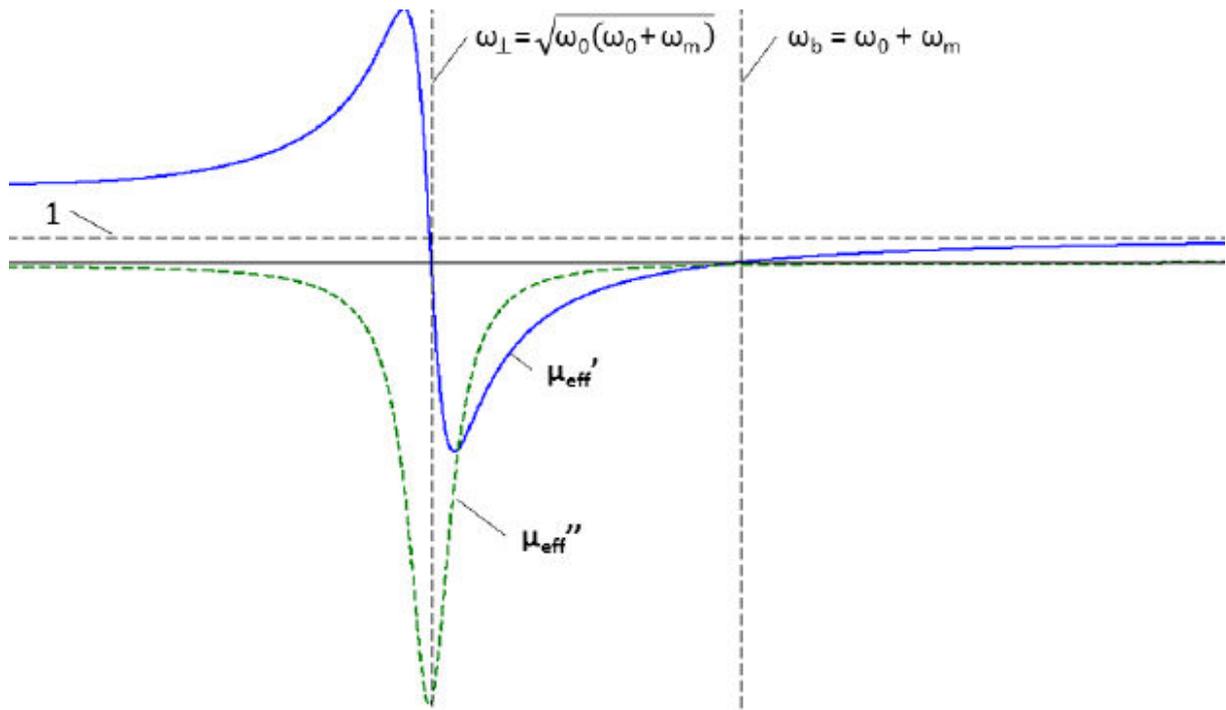


Figure I-14 : Les parties réelles (μ_{eff}') et imaginaires (μ_{eff}'') de la perméabilité effective μ_{eff} d'une onde TE se propageant dans un milieu magnétique aimanté avec son champ magnétique perpendiculaire à la direction de l'aimantation

Ce chapitre a permis de décrire les propriétés générales des milieux ferrimagnétiques, leur structure microscopique ainsi que leurs propriétés magnétiques statiques et dynamiques. Les propriétés EM des milieux ferrimagnétiques placés dans différents états d'aimantation ont été introduites et les modèles de prédiction de la perméabilité dynamique associés à ces états magnétiques ont été présentés. Les effets de la forme de l'échantillon de ferrite sur sa réponse à une excitation EM ont été également discutés. Enfin, les phénomènes de base régissant l'interaction d'une onde électromagnétique avec un ferrite aimanté (effet Faraday et effet Cotton-Mouton) ont été détaillés.

Les ferrites sont utilisés dans la fabrication de plusieurs dispositifs hyperfréquences. Le chapitre suivant aura pour objectif de présenter ces dispositifs, les matériaux utilisés et leur utilité au sein des systèmes. Une attention particulière sera portée aux circulateurs et isolateurs avec une description détaillée des modèles utilisés pour leur dimensionnement dans la suite de ce manuscrit.

Références chapitre 1

[I.1] **L. NEEL**, "INFLUENCE DES FLUCTUATIONS DES CHAMPS MOLECULAIRES SUR LES PROPRIETES MAGNETIQUES DES CORPS," UNIVERSITE, 1932.

[I.2] **L. NEEL**, "PROPRIETES MAGNETIQUES DES FERRITES. FERRIMAGNETISME ET ANTIFERROMAGNETISME," ANNALS OF PHYSICS, VOL. 3, P.137, 1948.

[I.3] **L. YOUNG**, "SYSTEMS OF UNITS IN ELECTRICITY AND MAGNETISM", OLIVER & BOYD, 1969.

[I.4] **B. LAX AND K. J. BUTTON**, "MICROWAVE FERRITES AND FERRIMAGNETICS", MCGRAW-HILL, 1962.

[I.5] **R. LEBOURGEOIS**, "FERRITES FAIBLES PERTES POUR APPLICATIONS FREQUENTIELLES," TECHNIQUES DE L'INGENIEUR.

[I.6] **P. GELIN**, "PROPAGATION DES ONDES RADIOELECTRIQUES DANS LES FERRITES POLYCRISTALLINS," TECHNIQUES DE L'INGENIEUR.

[I.7] **C. L. HOGAN**, "THE FERROMAGNETIC FARADAY EFFECT AT MICROWAVE FREQUENCIES AND ITS APPLICATIONS," BELL SYSTEM TECHNICAL JOURNAL, VOL. 31, NO. 1, PP. 1–31, JAN. 1952.

[I.8] **R. CAREY AND B. W. J. THOMAS**, "THE THEORY OF THE VOIGT EFFECT IN FERROMAGNETIC MATERIALS," J. PHYS. D: APPL. PHYS., VOL. 7, NO. 17, P. 2362, NOV. 1974.

[I.9] **L. R. WALKER**, "MAGNETOSTATIC MODES IN FERROMAGNETIC RESONANCE," PHYS. REV., VOL. 105, NO. 2, PP. 390–399, JAN. 1957.

[I.10] **D. POLDER**, "ON THE THEORY OF FERROMAGNETIC RESONANCE," PHYSICA, VOL. 15, NO. 1–2, PP. 253–255, APR. 1949.

[I.11] **R. E. COLLIN**, "FOUNDATIONS FOR MICROWAVE ENGINEERING", JOHN WILEY AND SONS, 2001.

[I.12] **G. T. RADO**, "THEORY OF THE MICROWAVE PERMEABILITY TENSOR AND FARADAY EFFECT IN NONSATURATED FERROMAGNETIC MATERIALS," PHYS. REV., VOL. 89, NO. 2, PP. 529–529, JAN. 1953.

[I.13] **E. SCHLOMANN**, "MICROWAVE BEHAVIOR OF PARTIALLY MAGNETIZED FERRITES," JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, VOL. 41, NO. 3, PP.1350–1350, MAR. 1970.

[I.14] **M. IGARASHI AND Y. NAITO**, "TENSOR PERMEABILITY OF PARTIALLY MAGNETIZED FERRITES," IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 13, NO. 5, PP. 1664–1668, SEP. 1977.

[I.15] **M. IGARASHI AND Y. NAITO**, "PARALLEL COMPONENT MZ OF PARTIALLY MAGNETIZED MICROWAVE FERRITES," IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, VOL. 29, NO. 6, PP. 568–571, JUN. 1981.

[I.16] **J. P. BOUCHAUD AND P. G. ZERAH**, "THE INITIAL SUSCEPTIBILITY OF FERRITES: A QUANTITATIVE THEORY," *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, VOL. 67, NO. 9, PP. 5512–5514, MAY 1990.

[I.17] **P. GELIN**, "NEW CONSISTENT MODEL FOR FERRITE PERMEABILITY TENSOR WITH ARBITRARY MAGNETIZATION STATE," *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, VOL. 45, NO. 8, PP. 1185–1192, AUG. 1997.

[I.18] **A. LE GOUELLEC, G. VERISSIMO, P. QUEFFELEC, V. LAUR, I. ALBERT, AND T. GIRARD**, "FERRITE-BASED PHASE SHIFTERS DESIGN: THE MODELING PROBLEM OF NON-SATURATED ANISOTROPIC FERRITES," *IN MICROWAVE SYMPOSIUM DIGEST (IMS), 2013 IEEE MTT-S INTERNATIONAL, 2013*, PP. 1–4.

[I.19] **D. POLDER AND J. SMIT**, "RESONANCE PHENOMENA IN FERRITES," *REV. MOD. PHYS.*, VOL. 25, NO. 1, PP. 89–90, JAN. 1953.

[I.20] **E. C. STONER AND E. P. WOHLFARTH**, "A MECHANISM OF MAGNETIC HYSTERESIS IN HETEROGENEOUS ALLOYS," *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, VOL. 27, NO. 4, PP. 3475–3518, JUL. 1991.

[I.29] **D. M. POZAR**, *MICROWAVE ENGINEERING*. WILEY, 1997.

[I.30] **L. D. LANDAU AND E. LIFSHITZ**, "ON THE THEORY OF THE DISPERSION OF MAGNETIC PERMEABILITY IN FERROMAGNETIC BODIES," *PHYS. Z. SOWJET.*, 1935. [ONLINE]. AVAILABLE: [HTTP://CDS.CERN.CH/RECORD/437299](http://CDS.CERN.CH/RECORD/437299). [ACCESSED: 04-NOV-2014].

**II CHAPITRE 2 : DISPOSITIFS
HYPERFRÉQUENCES NON-RÉCIPROQUE ET
MÉTHODOLOGIE DE SIMULATION**

Actuellement la plupart des systèmes de télécommunication opérant à hautes fréquences reposent sur la technologie des circuits micro-ondes. Parmi ces systèmes, un certain nombre intègre des composants à ferrite. Les ferrites sont parfois utilisés pour réaliser des antennes compactes. En effet, à basses fréquences, ces matériaux peuvent présenter un indice élevé ($n = \sqrt{\epsilon \times \mu}$) qui permet de diminuer la taille des antennes. Par ailleurs, une forte perméabilité a pour conséquence une augmentation de l'efficacité de l'antenne par rapport à un diélectrique de même indice. La possibilité de modifier la perméabilité sous l'action d'une commande magnétique est également utilisée pour concevoir des déphaseurs ou des filtres accordables. Les composants à ferrite les plus couramment utilisés sont des composants non réciproques (isolateurs et circulateurs). Ces dispositifs passifs sont employés dans des systèmes de télécommunication tels que les duplexeurs de radar, de téléphonie mobile et de liaisons satellitaires. Ils sont présents dans les applications hyperfréquences pour lesquelles il est nécessaire de découpler l'émission et la réception quand une seule fréquence porteuse est utilisée.

Principalement les circulateurs et les isolateurs sont beaucoup utilisés quand il s'agit de :

- Découplage entre la charge et le générateur [II.1]. Les générateurs sont généralement affectés par toute puissance qui leur revient, ce qui peut entraîner des effets non linéaires tels que le décalage de fréquence et l'instabilité. Pour surmonter ces problèmes, un isolateur est utilisé pour éliminer le couplage (figure II-1).
- Découplage des étages d'amplification. La figure II- 2 montre la mise en série de deux amplificateurs. Dans les applications présentant des amplificateurs en série, les amplificateurs peuvent s'influencer mutuellement par rapport à leur impédance d'entrée. L'influence augmente si leur bande de fréquence de travail est étroite car leur impédance d'entrée varie fortement. Si les différents étages d'amplificateur sont découplés par un isolateur, ils peuvent être chacun ajustés et réglés sans affecter les autres.
- Combinaison de plusieurs transmetteurs. Les stations de bases ou les relais des communications téléphoniques mobiles contiennent, à l'émission, différents transmetteurs travaillant à des fréquences différentes (figure II-3). L'utilisation d'isolateurs permet à chaque signal de chaque transmetteur de traverser l'antenne sans perturber les autres signaux.
- Duplexage sur une même antenne, coupler l'émission et la réception d'un même signal sur une même antenne avec un circulateur (figure II- 3).

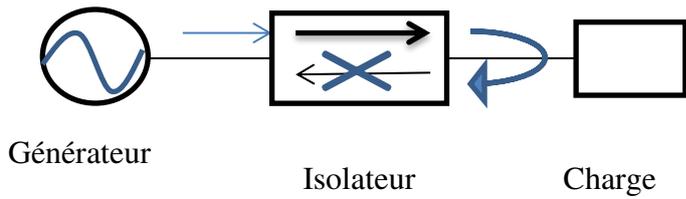


Figure II-1 Découplage de générateur et de charge

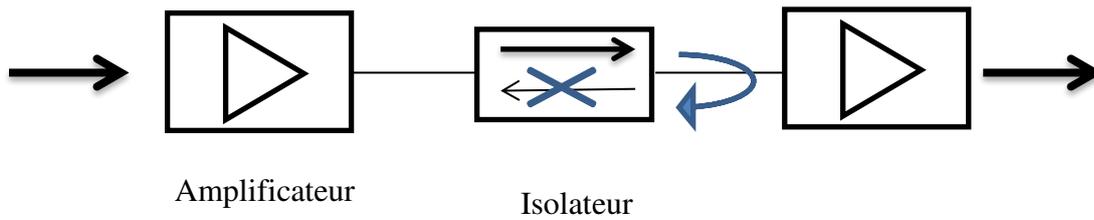


Figure II-2 : Découplage d'amplificateur

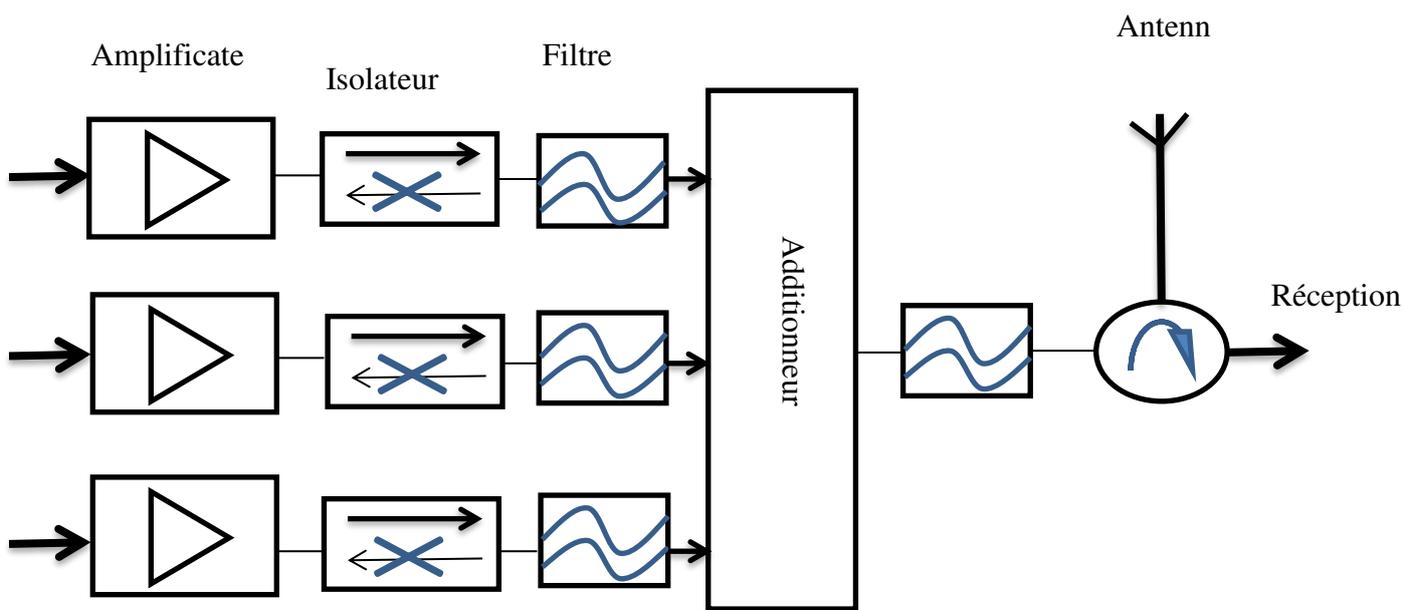


Figure II-3 : Combinaison de chaine d'émission

Quelques uns de ces dispositifs seront présentés dans ce chapitre ainsi que les modèles et les théories utilisés lors de leur dimensionnement.

II.1 Dispositifs hyperfréquences non-réciproque

(a) Isolateur

Un isolateur idéal transmet toute la puissance du port 1 au port 2, tout en interdisant le passage du signal allant dans la direction inverse, du port 2 au port 1. Cette propriété ne peut être obtenue que pour un dispositif non réciproque. Les ferrites sont utilisés à cet effet dans la fabrication des isolateurs, circulateurs et d'autres dispositifs microondes. Un isolateur est donc un dispositif non réciproque qui peut être décrit par une matrice de répartition asymétrique qui dans le cas idéal a la forme suivante :

$$\mathbf{s} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.1})$$

Il existe plusieurs types d'isolateurs tels que les isolateurs à déplacement de champ, les isolateurs à rotation de Faraday et les isolateurs à résonance. Ils sont réalisables en utilisant les technologies usuelles en hyperfréquence (i.e. microruban, coplanaire, guide d'ondes).

(i) Isolateur à rotation de Faraday

Comme présenté précédemment, la polarisation linéaire de l'onde électromagnétique tourne si elle se propage dans un ferrite magnétisé parallèlement à la direction de propagation de l'onde EM. Ce phénomène, appelé rotation de Faraday, est non réciproque de sorte que la polarisation tourne toujours dans la même direction quelle que soit la direction de propagation.

La rotation de Faraday peut être ainsi utilisée dans la fabrication des isolateurs. Le dispositif est fabriqué à l'aide d'un guide d'onde circulaire contenant un rotateur 45° entre deux guides d'ondes rectangulaires pivotés de 45° (figure II-4) [II.2]. Une feuille résistive est placée dans les transitions de guide d'onde rectangulaire à guide d'onde circulaire

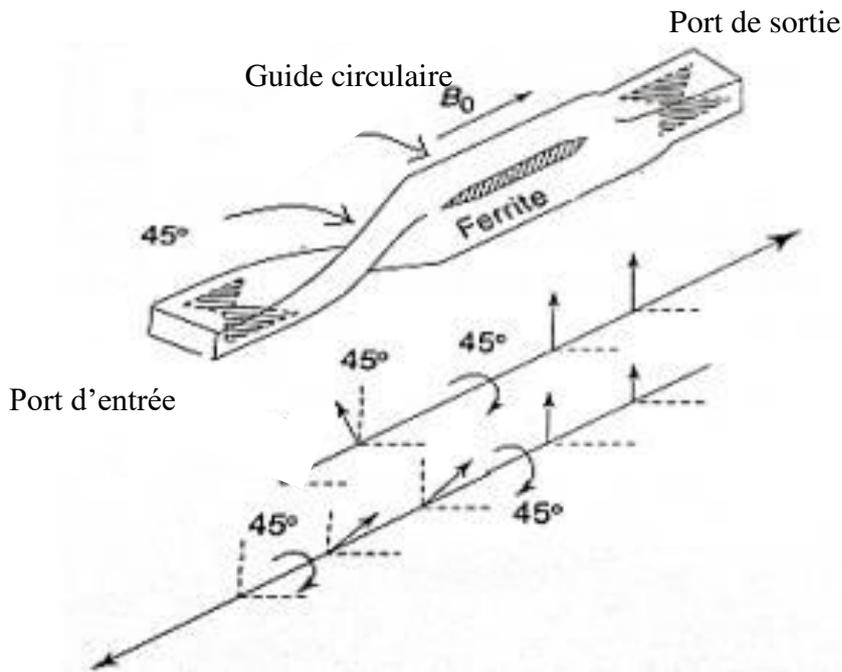


Figure II-4 : Isolateur à rotation de Faraday

Dans une direction de propagation (par exemple du port d'entrée au port de sortie), l'onde incidente possède un champ électrique (mode fondamental TE_{10}) perpendiculaire à la feuille résistive et n'interagit donc pas avec elle. Le champ électrique subit une rotation de 45° dans la transition entre le guide d'onde rectangulaire et le guide d'onde circulaire, puis une rotation inverse de 45° par effet Faraday dans le guide d'onde circulaire chargé par le ferrite. Ainsi, cette onde arrive au port 2 avec un champ électrique perpendiculaire à la feuille résistive. Cette onde traversant le composant du port 1 au port 2 est ainsi passante. Dans le sens de propagation inverse, le champ électrique de l'onde incidente au port 2 subit deux rotations de 45° de même sens amenant le champ électrique au port 2 dans une direction parallèle à la feuille résistive. Ainsi, l'onde traversant le composant du port 2 au port 1 sera atténuée par la feuille résistive au port 1, aboutissant à l'effet d'isolation.

(ii) Isolateur à résonance

Une onde plane polarisée circulairement tournant dans la même direction que les dipôles magnétiques dans un matériau ferrite aura une interaction forte avec ce matériau, tandis qu'une onde polarisée circulairement tournant dans le sens opposé aura une interaction plus faible. L'atténuation d'une onde polarisée circulairement sera très importante près de la résonance gyromagnétique du ferrite, alors que l'atténuation d'une onde se propageant dans la direction

opposée sera très faible. Cet effet peut être utilisé pour construire un isolateur. De tels isolateurs doivent fonctionner près de la résonance gyromagnétique et sont donc appelés isolateurs à résonance. L'avantage de ce dispositif est sa simplicité de fabrication et son faible encombrement. Les isolateurs à résonance sont généralement constitués d'une plaque de ferrite placée dans un guide d'ondes (figure II-5).

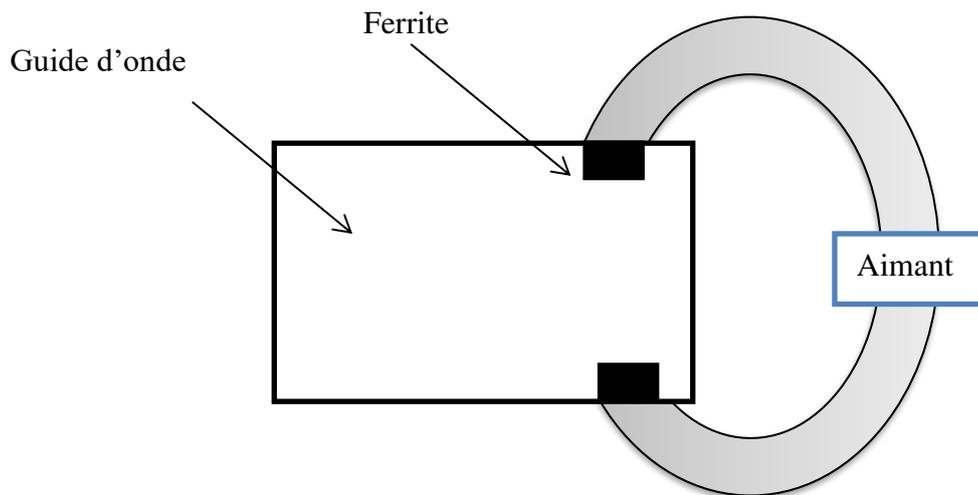


Figure II-5 : Isolateur à résonance

(iii) Isolateur à déplacement de champ

D'autres isolateurs reposent sur le principe que les plaques de ferrite placées dans un guide d'onde modifient les distributions de champ électrique des ondes progressives et rétrogrades. Comme illustré sur la Figure II-6, en présence d'un ferrite aimanté dans le guide, le champ électrique de l'onde dans un sens est minimal sur une face de la plaque de ferrite à $x = c + t$, tandis que le champ électrique de l'onde EM dans le sens inverse est maximal sur ce même plan. Si une fine feuille résistive est placée dans ce plan, l'onde progressive sera essentiellement non affectée, mais l'onde rétrograde sera atténuée. Un tel isolateur est appelé un isolateur à déplacement de champ. Des valeurs élevées d'isolation peuvent être obtenues avec un dispositif relativement compact avec des bandes passantes de l'ordre de 10%. Un autre avantage de l'isolateur à déplacement de champ sur l'isolateur de résonance est qu'un champ de polarisation

beaucoup plus faible est nécessaire car il fonctionne bien en dessous de la résonance gyromagnétique.

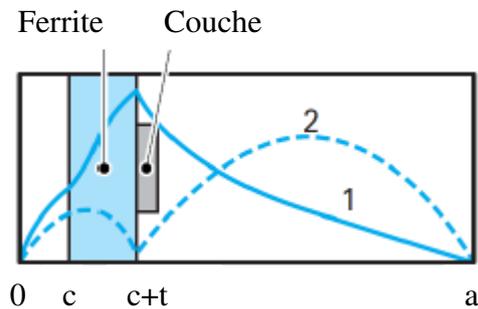


Figure II-6 : Déplacement de champ et propagation non réciproque

Le principal problème dans la conception d'un isolateur à déplacement de champ est de déterminer les paramètres de conception qui produisent des distributions de champs semblables à celles illustrées à la figure II-7 pour une technologie microruban.

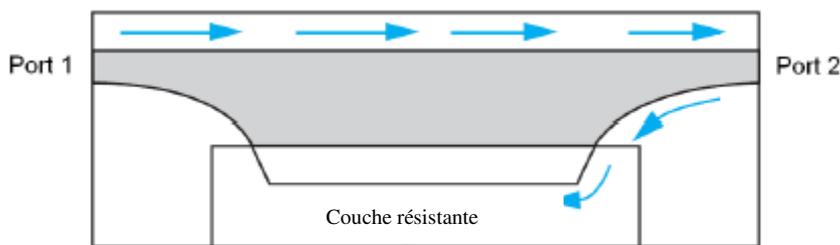


Figure II-7 : Isolateur à déplacement de champ en microruban vue de dessus

Une autre méthode de réalisation d'un isolateur est de réaliser un circulateur et de connecter un des 3 ports du circulateur à une charge adaptée qui absorbe l'onde.

(b) Circulateurs

Les circulateurs sont généralement constitués d'une jonction Y avec trois ports d'accès orientés à 120° les uns des autres autour d'un conducteur central qui peut avoir différentes géométries (cercle, triangle, hexagone). L'élément qui crée la non-réciprocité est souvent un disque de ferrite placé sous le conducteur central. Ces composants passifs connus depuis une cinquantaine d'années font toujours l'objet de recherches pour l'amélioration de leurs performances et leur miniaturisation. Leurs performances sont caractérisées par les pertes d'insertion, l'isolation, la réflexion et la largeur de bande passante. Les pertes d'insertion ont différentes sources comme les pertes magnétiques, les pertes diélectriques et les pertes des conducteurs. La bande passante correspond à la plage de fréquences où l'on garantit une valeur d'isolation voulue.

La matrice S représentant cet hexapôle est présentée comme suit :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} \mathbf{S}_{11} & \mathbf{S}_{12} & \mathbf{S}_{13} \\ \mathbf{S}_{21} & \mathbf{S}_{22} & \mathbf{S}_{23} \\ \mathbf{S}_{31} & \mathbf{S}_{32} & \mathbf{S}_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{II.2})$$

Les paramètres S_{11} , S_{22} et S_{33} sont les coefficients de réflexion au niveau des ports 1, 2 et 3, alors que les paramètres S_{21} , S_{32} et S_{13} sont des paramètres de transmission entre ports et correspondent aux pertes d'insertion du dispositif (s'il est adapté). Les paramètres S_{12} , S_{23} et S_{31} quant à eux sont les coefficients de transmission inverses du circulateur et correspondent à l'isolation entre ports.

Dans un cas idéal, la matrice S du circulateur prend la forme suivante :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{1} \\ \mathbf{1} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{1} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (\text{II.3})$$

Généralement, les circulateurs sont réalisés à partir de ferrites aimantés à saturation. Néanmoins, des technologies utilisant des éléments actifs (transistors) ont permis de mettre au point des circulateurs à hautes fréquences. Ce type de circulateurs présente l'avantage, par rapport aux circulateurs à ferrite, d'un faible encombrement, d'un coût faible et d'une possibilité d'intégration monolithique. Néanmoins, ils souffrent de plusieurs défauts : une faible tenue en puissance, une consommation importante, des pertes d'insertion élevées. Par ailleurs, pour cette technologie basée sur l'utilisation de transistors, la circulation sur l'ensemble des voies n'est généralement pas assurée ; on parle alors de quasi-circulateurs.

Ainsi, les circulateurs à ferrite restent la voie privilégiée par les industriels. Plusieurs topologies permettent de réaliser des circulateurs à ferrite. Certaines d'entre-elles sont décrites succinctement ci-dessous

(i) Circulateur à élément localisé

Les circulateurs à éléments distribués (motifs proportionnels à la longueur d'onde) fonctionnant en basses fréquences ont des dimensions importantes. La miniaturisation étant un défi, les circulateurs à éléments localisés s'avèrent intéressants. En effet, la taille de ces dispositifs est réduite car la taille du disque de ferrite est indépendante de la longueur d'onde, et donc, de la fréquence de travail.

Les bandes connectées aux trois ports sont entrelacées et isolées les unes des autres pour créer un maillage avec des couplages non réciproques dus aux disques de ferrite aimantés normalement. Ces circulateurs sont généralement modélisés à l'aide de réseaux équivalents composés d'inductances et de capacités. Le circuit équivalent de base est donné à la figure II-8. Le principal avantage de cette technologie est la faible taille des circulateurs pouvant aller jusqu'à un facteur de miniaturisation de 20 par rapport aux circulateurs à jonction Y classiques à basses fréquences (par exemple dans les bandes VHF et UHF) [II.3]. En raison de leurs bonnes performances électriques (perte d'insertion $< 0,5$ dB et isolation > 20 dB) et de leurs tailles réduites, ces circulateurs sont très utilisés dans les applications GSM et UMTS. Néanmoins, à hautes fréquences, au dessus de 5 GHz environ ces topologies compactes sont limitées par des pertes d'insertion élevées.

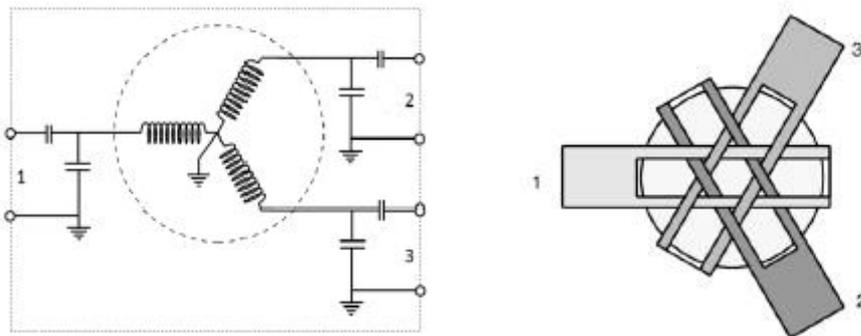


Figure II-8 : Circulateurs à éléments localisés

(ii) Les circulateurs à éléments distribués

Parallèlement aux travaux menés sur l'approche à éléments localisés, les études sur les circulateurs à éléments distribués se sont multipliées à partir de la fin des années cinquante. L'importance de la radiocommunication et des systèmes hyperfréquences a favorisé le

développement de ce type de dispositifs hyperfréquences. Ils sont réalisés dans différentes technologies :

- **Circulateur à effet Faraday** : Ce circulateur utilise les mêmes effets Faraday que l'isolateur du même nom. Il est constitué d'accès en guide d'onde rectangulaire et d'un tronçon de guide d'onde circulaire. Un cylindre de ferrite est positionné à l'intérieur du guide d'onde circulaire central. La longueur du cylindre de ferrite et le champ magnétique de polarisation sont dimensionnés de telle sorte que l'onde subisse (par effet Faraday) une rotation de 45° . Une onde entrant sur le port 1 est transmise au port 2, une onde entrant au niveau du port 2 ressort sur le port 3 et ainsi de suite.
- **Circulateur à déplacement de champs** : Ces circulateurs utilisent les mêmes principes de déplacement de champs que les isolateurs. Mais à la différence des isolateurs, le déplacement de champs s'effectue sur 3 ports ou plus.
- **Circulateur à jonction Y** : Ils sont les plus répandus et seront détaillés dans la suite de ce chapitre. Ils sont souvent fabriqués en technologie guide d'ondes, triplaque, microruban ou coplanaire...

(iii) Circulateur en guide d'onde

Le circulateur à jonction Y en guide d'ondes comporte trois voies à 120° les unes des autres autour d'un corps central où se trouve l'élément en ferrite qui confère au circulateur sa non-réciprocité. Les dimensions de l'élément de ferrite et du guide ainsi que la valeur du champ magnétique polarisant extérieur sont telles qu'une onde entrant sur la voie 1 est reçue sur la voie 2, qu'une onde présente en voie 2 est transmise à la voie 3 et qu'une onde entrant sur la voie 3 est transmise sur la voie 1.

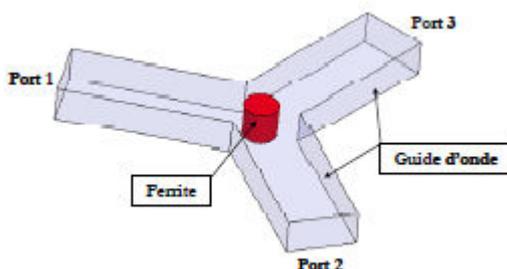


Figure II-9 : Circulateur à guide d'onde

Les dimensions du guide d'onde dépendent de la fréquence de fonctionnement. A basses fréquences, les dimensions latérales du guide sont importantes (ex. : 34,85 mm x 15,80 mm pour un guide en bande C au standard WR 137). A très hautes fréquences, la diminution des dimensions latérales du guide d'onde (ex. : 4,77 mm x 2,39 mm pour un guide en bande U au standard WR 19) rend difficile l'usinage des pastilles de ferrite ainsi que leur insertion et leur positionnement dans le guide. Ainsi ces dispositifs sont difficiles à réaliser pour des fréquences élevées. Les méthodes de fabrication de ces guides sont principalement l'usinage mécanique. Avec l'essor des technologies additives, la fabrication de ces dispositifs devient de plus en plus facile. Cependant, des efforts restent encore à faire pour diminuer les pertes d'insertions générées par ces derniers par rapport à l'usinage mécanique.

(iv) Structure triplaque

Un circulateur triplaque, représenté sur la figure II-10, est constitué de deux plans de masse métalliques, d'un conducteur central et de deux disques de ferrite positionnés au-dessus et en dessous du conducteur central. Le conducteur central est constitué de trois lignes d'accès 50Ω positionnées à 120° autour de la jonction Y, généralement de forme circulaire. Les aimants permanents sont généralement positionnés au-dessus et en-dessous des plans de masse pour fournir un champ magnétique aux disques de ferrite suffisant pour les amener à l'état saturé. Sans champ magnétique, une onde entrant au port 1 génère deux modes qui se propagent à la même fréquence. Ainsi, l'onde stationnaire qui en résulte est divisée en deux moitiés passant chacune au port 2 et au port 3. Quand un champ magnétique de direction normale aux disques de ferrite est appliqué, l'anisotropie des ferrites implique que les deux modes générés ne se propagent plus à la même fréquence. Ce phénomène induit une rotation de l'onde stationnaire qui, si une condition d'adaptation d'impédance entre le résonateur et les lignes d'accès est remplie, entraînera une transmission vers le port 2 et une isolation du port 3. Si l'onde incidente est injectée au port 2, la transmission se fera vers le port 3, le port 1 étant isolé [II.4].

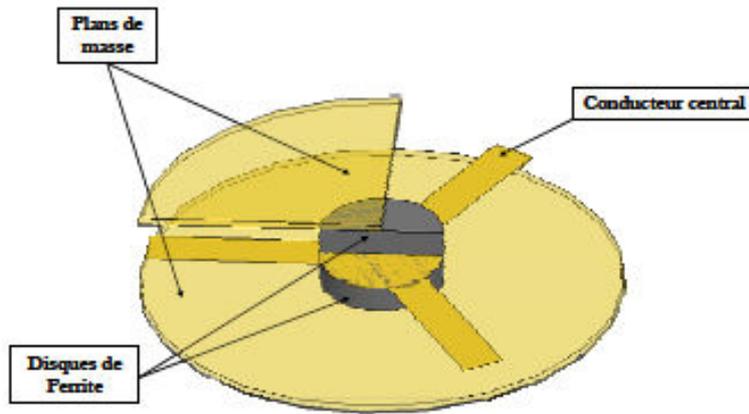


Figure II-10 : Circulateur à jonction en technologie triplaque

(v) Technologie microruban

Les études sur les circulateurs en technologie microruban sont nombreuses car cette technologie permet une intégration aisée de ces composants dans des chaînes RF. Par exemple, How et al [II.6] ont fabriqué un circulateur de dimension $14,1 \times 14,1 \times 0,1 \text{ mm}^3$ avec un matériau ferrite grenat de terres rare YIG monocristallin. Les performances obtenues pour cette structure sont intéressantes : une bande passante de 1 GHz centré sur 9,5 GHz dans laquelle les pertes d'insertion sont inférieures à 1dB.

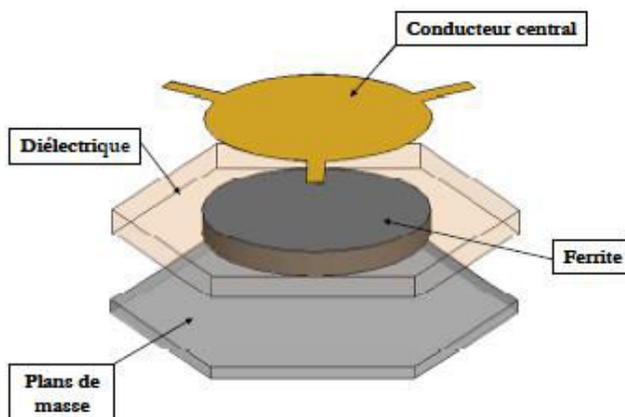


Figure II-11 : Structure d'un circulateur en microruban

En se basant sur les travaux de Bosma, Y.S.Wu et F.J.Rosenbaumé ont adapté la théorie pour ce type de circulateur [II.7]. L'utilisation de ce type de circulateur est intéressante à cause de sa

simplicité de fabrication. Les travaux de Zeina et al [II.8] ont prouvé qu'il était possible d'utiliser ce genre de circulateur avec des ferrites doux comme des ferrites durs pré-orientés de façon à s'affranchir de l'aimant permanent (circulateur auto-polarisé). Plusieurs autres travaux ont été menés pour montrer l'intérêt d'utiliser ce type de matériaux dans des circulateurs microruban. On peut citer par exemple les travaux de Bk.O'neil [II.9] qui a conçu un circulateur microruban en intégrant un disque d'hexaferrite de strontium, qui possède une forte anisotropie (entre 1.7 T et 2.1 T).

Plus récemment, en 2010, Keyan Tian [II.10] a réalisé un circulateur en technologie microruban de dimensions $6 \times 8 \times 0.6$ mm et qui permet d'obtenir 1 GHz de bande passante en bande Ku avec des pertes d'insertion de 0,9 dB dans la bande passante.

(vi) Structure coplanaire

La technologie coplanaire est assez similaire à la technologie microruban avec le plan de masse inférieur ramené de part et d'autre de la piste de signal. Le processus de fabrication de ces circulateurs est relativement simple puisqu'un seul niveau de métallisation est nécessaire.. Compte-tenu de la propagation d'un mode TEM à fréquence de coupure nulle et de la faible dispersion fréquentielle de cette technologie, les fréquences de fonctionnement des circulateurs coplanaires sont variables et peuvent s'étendre de quelques mégahertz à plusieurs dizaines de gigahertz. K. Koshiji et E. Shu [II.11] ont proposé deux topologies de ces circulateurs : une en intégrant un disque de ferrite sur le conducteur central et l'autre en utilisant deux disques de ferrite situés de part et d'autre du conducteur central (figure II-12). Cette deuxième configuration a donné expérimentalement de meilleures performances avec une isolation de 19 dB et des pertes d'insertion de 0.8 dB pour une fréquence de fonctionnement de 9.5 GHz.

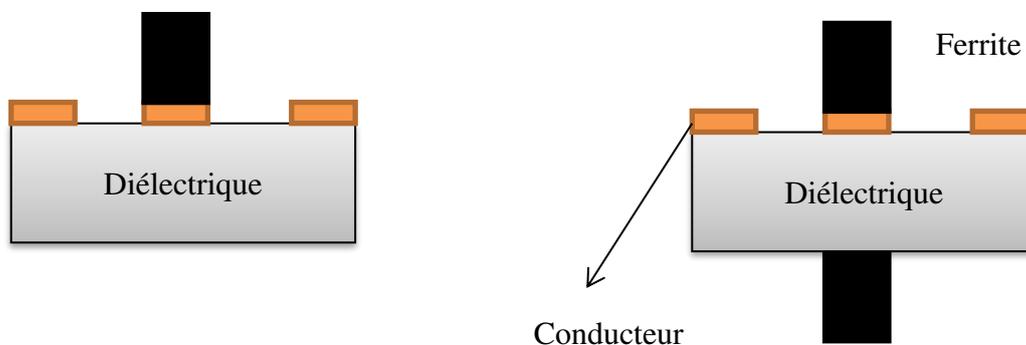


Figure II-12 : Structures coplanaires par K. Koshiji et E. Shu (a) et par N. Ogasawara et M. Kaji (b)

D'autres technologies sont aussi utilisées pour la réalisation des circulateurs, par exemple la technologie SIW (Substrate Integrated Waveguide) et les méthodes de fabrication multicouche LTCC. Ces technologies sont de plus en plus utilisées et constituent des pistes pour faire évoluer la fabrication de ces dispositifs

(vii) Circulateur auto polarisé

Le concept de circulateur auto-polarisé est illustré sur la Figure II-13 pour une technologie microruban. Pour s'affranchir de l'aimant permanent, il est nécessaire de disposer de matériaux auto-polarisés dont les moments magnétiques sont orientés naturellement suivant une direction perpendiculaire au plan du substrat. D'un point de vue magnétique, cette propriété se caractérise par un rapport entre l'aimantation à champ nul (M_r) et l'aimantation à champ fort (M_s) proche de l'unité. Par ailleurs, un champ coercitif (H_c) élevé permet de garantir une stabilité de l'aimantation et est ainsi une caractéristique également recherchée.

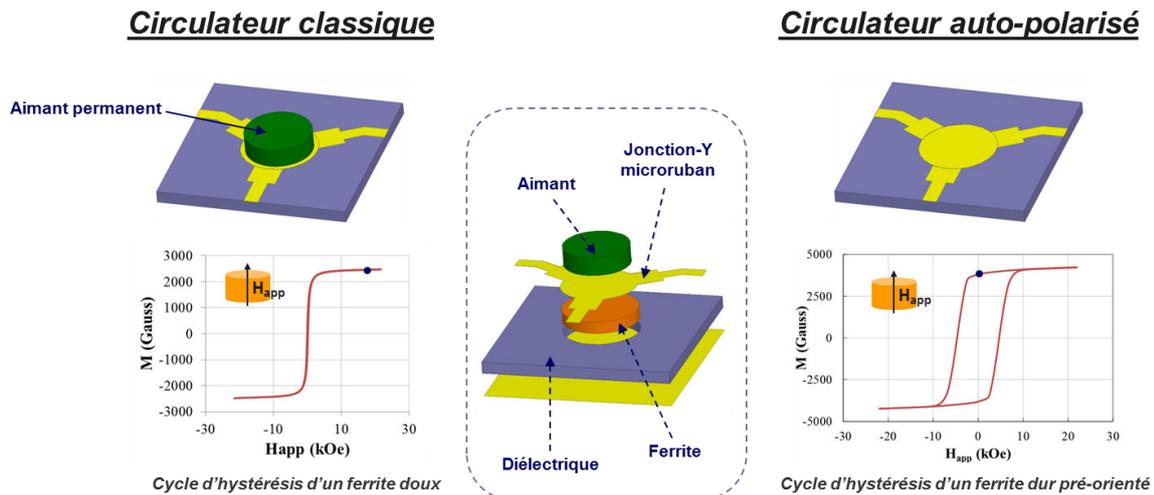


Figure II-13 : Concept de circulateur auto-polarisé

Ces propriétés, essentielles à la conception de circulateurs auto-polarisés, peuvent être obtenues pour des hexaferrites pré-orientés. Dans cette famille de matériaux, les hexaferrites de strontium ou de barium à structure mégnétoplombite (SrM et BaM) ont été majoritairement étudiés pour ces applications. Ces ferrites possèdent des particules uniaxiales (présentant un axe unique de facile aimantation). Si les particules sont orientées durant l'élaboration du matériau, il est alors possible d'obtenir des ferrites massifs présentant un rapport M_r/M_s élevé ($> 0,8$) compatible avec la réalisation de ces composants. Généralement, l'orientation des particules est réalisée durant le pressage (étape préliminaire au frittage de la céramique) à l'aide de champs magnétiques de très forte intensité.

De nombreuses démonstrations expérimentales ont permis de valider ce concept de circulateurs auto-polarisés en technologies planaires ou volumiques 0-0. Ces démonstrations ont été

réalisées à partir d'hexaferrites de strontium pré-orientés. A titre d'exemple, Weiss et al. [0] ont réalisé un circulateur microruban pour lequel des pertes d'insertion inférieures à 2 dB associées à une isolation inférieure à -20 dB sur une bande passante de 5% centrée à 30,8 GHz ont été mesurées. Parmi les résultats les plus marquants, Zeina et al. [0] ont également réalisé un circulateur microruban présentant des pertes d'insertion de 1,06 dB, une isolation de -11 dB et une adaptation de -17 dB à 37,5 GHz.

L'utilisation d'hexaferrites pré-orientées constitue donc une voie de recherche originale et prometteuse pour la conception de circulateurs miniatures en bande millimétrique. Cette thématique a été abordée au cours de cette thèse, avec l'appui de Thales Research and Technology et de Thales Alenia Space, et sera décrite dans le chapitre IV.

II.2 Analyse électromagnétique

La modélisation d'un circulateur consiste à déterminer les paramètres géométriques et les propriétés de matériau permettant d'obtenir le phénomène de circulation. Dans la littérature, plusieurs modèles existent et nous ont servi à pré-dimensionner le composant avant un réglage fin à l'aide de simulateurs électromagnétiques. Plusieurs auteurs ont proposé dans la littérature des modèles permettant de dimensionner ces dispositifs non réciproques, comme par exemple Bosma [II.16] pour le design des circulateurs en technologie triplaque et Marion Hines [II.17] pour les isolateurs à déplacement de champs.

Concernant les circulateurs, Bosma a été un précurseur et a proposé un modèle de conception en se basant sur des constatations expérimentales et a formulé une théorie validée par la mesure dans le cas de circulateurs en technologie triplaque. Ce modèle lui a permis d'établir des conditions de circulation, et à partir de celles-ci, de déduire les paramètres physiques essentiels à la conception des circulateurs.

(a) Théorie de Bosma

Dans le cas de circulateurs en technologie triplaque, le modèle théorique de Bosma est le plus couramment utilisé. Il suppose que la périphérie ($r=R$) du disque de ferrite est assimilable à un mur magnétique sauf au niveau des accès (Figure II-14). Il suppose aussi que les lignes d'accès propagent des modes TEM (hypothèse valide dans le cas d'une technologie triplaque). Les équations de Maxwell sont résolues dans le cas d'un milieu anisotrope et en employant une fonction de Green avec les hypothèses évoquées précédemment.

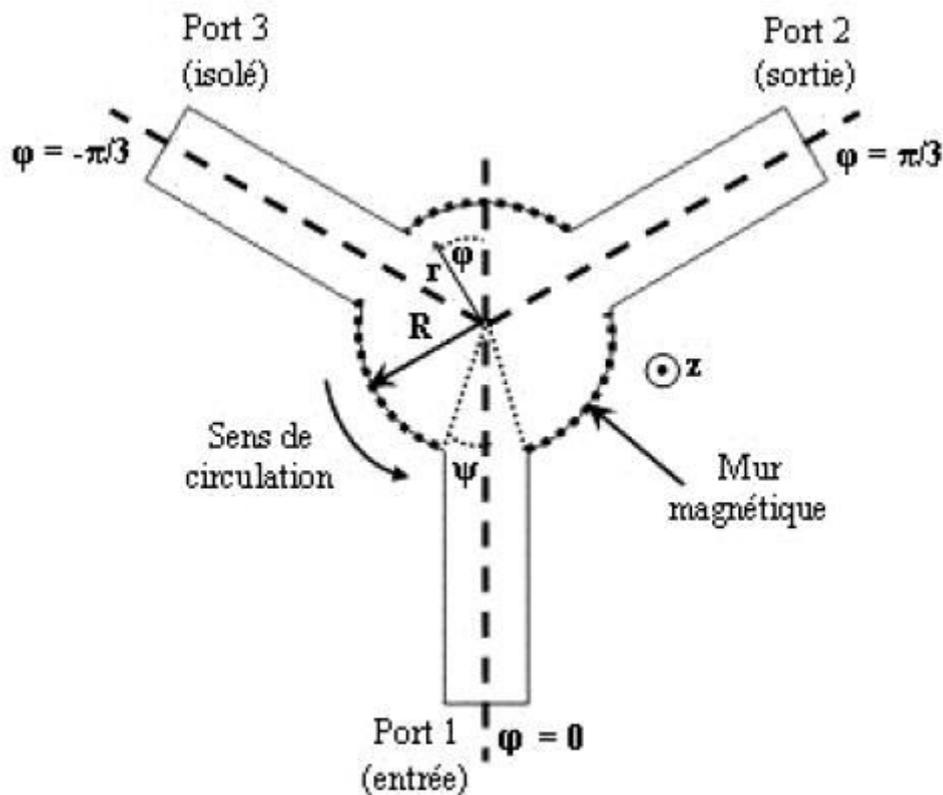


Figure II-14 : Circulateur de Bosma

La relation en B et H est réécrite en (II.4)

$$[\mu] = \begin{Bmatrix} \mu & -j \cdot \kappa & 0 \\ j \cdot \kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{Bmatrix} \longrightarrow \begin{cases} B_r = \mu \cdot H_r - j \cdot \kappa \cdot H_\phi \\ B_\phi = j \cdot \kappa \cdot H_r + \mu \cdot H_\phi \\ B_z = \mu_0 \cdot H_z \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

D'après les hypothèses de Bosma, les composantes H_z , E_r et E_ϕ sont nulles et la hauteur des disques de ferrite est considérée suffisamment faible pour que les champs électromagnétiques soient supposés invariants dans la direction z . Ce modèle ne prend en compte que des modes de circulation de type TM ($H_z = 0$).

En se focalisant sur les premiers modes de circulation dont la répartition des champs électromagnétiques est de type ($h_z=0$). Les composantes non nulles en coordonnées cylindrique sont donc H_r , H_ϕ , et E_z .

En prenant en compte les composantes non nulles du champ et le tenseur de polder. On peut écrire l'équation d'Helmholtz sur E_z suivant la forme suivante :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + w^2 \cdot \epsilon \cdot \mu_0 \cdot \mu_{eff} \right] E_z(r, \phi) = 0 \quad (\text{II.5})$$

L'utilisation d'une fonction de Green pour exprimer la composante E_z en fonction de H_ϕ permet de déterminer les fréquences de résonance des modes TM d'ordre n qui dépendent du facteur d'anisotropie κ/μ :

$$J'_n(kR) - \frac{\kappa n J_n(kR)}{\mu kR} \text{ et } J'_n(kR) + \frac{\kappa n J_n(kR)}{\mu kR} \quad (\text{II.6})$$

Où k est le nombre d'onde

La solution générale de cette équation est proportionnelle à la fonction de Bessel de 1^{ère} espèce à l'ordre n . On en déduit le nombre d'onde

$$k = w \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_f \mu_0 \mu_{eff}} \quad (\text{II.7})$$

Avec

$$\mu_{eff} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \quad (\text{II.8})$$

Où $(\mu; \kappa)$ sont les éléments du tenseur de perméabilité, et ε_f la permittivité du ferrite et μ_{eff} sa perméabilité effective.

$$k \cdot R = 1,84 \quad (\text{II.9})$$

La largeur de la piste d'accès de la ligne triplaque w (elle n'apparaît pas sur le schéma) peut être déduite géométriquement à partir de la valeur de l'angle Ψ en sortie du résonateur central qui dépend des propriétés diélectriques et magnétiques du ferrite :

$$\frac{\kappa}{\mu} = \frac{\sqrt{3} \times 1,84}{\pi} \Psi \sqrt{\frac{\mu_{eff}}{\varepsilon_f}} \quad (\text{II.10})$$

D'où

$$w = 2R \sin \psi \quad (\text{II.11})$$

On remarque que les formules de Bosma permettent de dimensionner $(w; R)$ en vue d'obtenir la fonction circulateur à la fréquence centrale F_c , sans tenir compte de l'épaisseur du substrat. En pratique, une fois les grandeurs $(w; R)$ calculées, il faut ajuster la hauteur du substrat de manière à obtenir une ligne micro-ruban d'impédance caractéristique $Z_c = 50\Omega$.

Le modèle présenté précédemment a été conçu pour travailler en-dessous de la résonance. Au-dessus de la résonance, un désaccord notable a été observé en comparant les fréquences de résonance des modes avec des données expérimentales [II.18]. Ces différences proviennent notamment de l'approximation de la présence de murs magnétiques sur les parois externes du cylindre de ferrite. Néanmoins, ce modèle permet d'obtenir un pré-dimensionnement grossier des dimensions du résonateur à ferrite. Une correction du modèle de Bosma a été proposé pour

prédire le comportement du résonateur à ferrite au-dessus de la résonance [II.19] et [II.20]. Ce dernier fait intervenir un facteur de correction relatif à l'espace modal au rayon du résonateur. Ce facteur est donné par :

$$M_{rel} = \frac{f_1}{f_2} \quad (\text{II.12})$$

Ou f_1 et f_2 sont les fréquences de résonance des modes. Le rayon au-dessus de la résonance est une multiplication du rayon en dessous de la résonance et du facteur de correction. D'autres approches plus rigoureuses ont été proposées dans la littérature, notamment en prenant en compte la présence de modes hybrides (non purement TM) dans l'analyse EM [II.18]. Une fois le modèle connu, il est important de le valider au travers de simulations électromagnétiques. Le simulateur HFSS est utilisé à cet effet pour vérifier le fonctionnement du modèle. A l'aide des paramètres d'entrée qui sont la permittivité, la fréquence de travail, l'aimantation, le champ à l'intérieur du ferrite et les pertes magnétiques (tableau II.1), il est possible de remonter aux paramètres permettant de dimensionner le circulateur. Dans cet exemple, les propriétés typiques d'hexaferrites sont prises en compte.

Ms (gauss)	Ha(Oe)	Fc(GHz)	ΔH (Oe)	ϵ
3419	16800	15	200	15

Tableau II.1 : Paramètres d'entrée utilisés pour valider le modèle de Bosma

Ces paramètres donnent en sortie un rayon de 1,48mm et une largeur de piste autour de 0,4mm. Ces dimensions ont été prises en compte pour réaliser un modèle 3D du circulateur de Bosma (Figure II-15). Ce modèle est constitué de ligne d'accès propageant une onde TEM (murs électriques sur les parois supérieures et inférieures et murs magnétiques sur les parois latérales). La figure II-15 représente la cavité cylindrique décrite par Bosma [II.16].

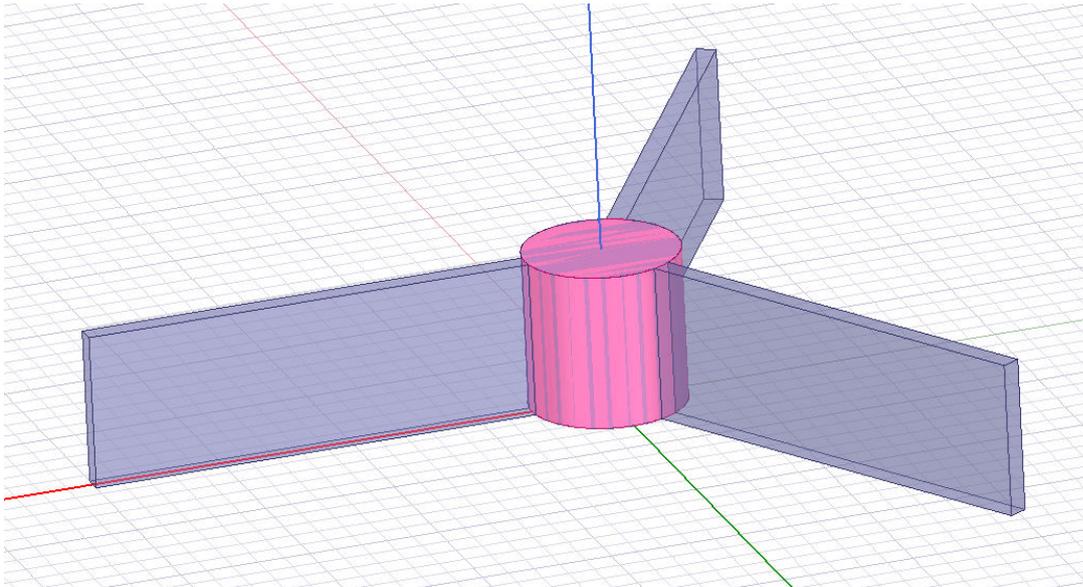


Figure II-15 : Modèle HFSS utilisé pour valider le modèle de Bosma

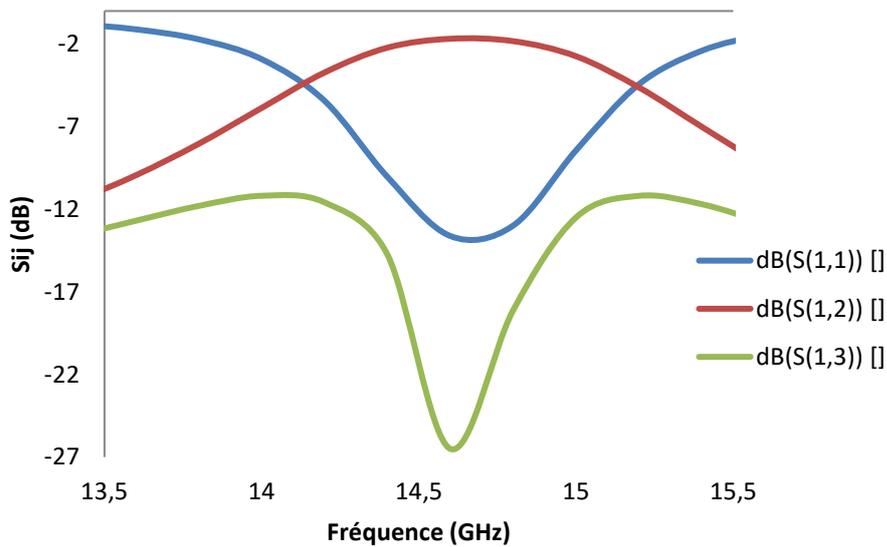


Figure II-16 : Résultat de simulation du modèle de Bosma simulé sur HFSS

On observe bien un phénomène de circulation mais à une fréquence légèrement inférieure à la fréquence visée par l'utilisation du modèle de Bosma. Pour affiner la modélisation du circulateur, il est alors nécessaire de recourir à des optimisations sur des logiciels de simulation électromagnétique.

(b) Adaptation d'impédance

L'adaptation du résonateur à ferrite dans sa bande de fonctionnement est une problématique qui doit être adressée finement, notamment lorsqu'une bande passante importante est requise. Les stubs sont utilisés au niveau des angles morts car ils constituent une solution d'adaptation d'impédance compacte en permettant de s'affranchir d'intégrer sur les lignes d'accès des solutions d'adaptation (lignes quart d'onde par exemple). Riblet comme d'autres auteurs [II.21] ont dans leurs travaux constatés que les stubs élargissaient aussi la bande passante des circulateurs à jonction Y (Figure II-17).

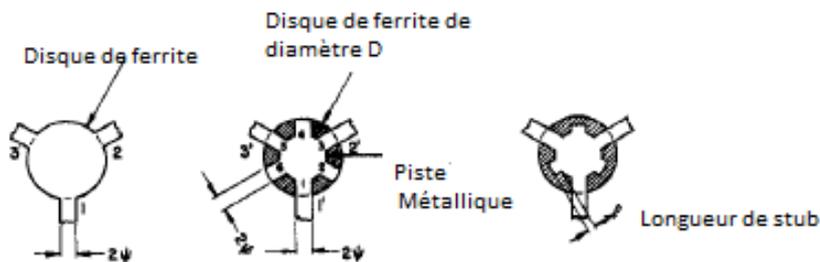


Figure II-17 : Insertion de stubs CO en parallèle sur la piste métallique centrale.

D'après ces travaux, en introduisant les stubs au niveau de la jonction Y, le rayon du disque de ferrite ou du conducteur central en présence de stubs R_s peut être calculé à partir du rayon initial R_i et de la longueur des stubs L_{stub} . Dans le cas optimal, on obtient :

$$R_s = R_i - 2 \times L_{stub} \quad (II.13)$$

Dans les travaux d'Annaig Guesnou [II.22], on peut relever que la fréquence de fonctionnement des circulateurs peut changer en fonction des dimensions des stubs ajoutés.

Ainsi si L_{stub} est inférieur ou égale à w_{stub} (largeur du stub) on observe une élévation de la fréquence. À partir d'une certaine longueur de stubs on retrouve une évolution classique puisque les zéros de transmission du stub sont translatés vers des fréquences plus basses lorsque L_{stub} s'accroît.

(c) Transformateur d'impédance

Une solution alternative à l'utilisation de stubs consiste à intégrer des transformateurs d'impédance sur les lignes d'accès du résonateur. Ce concept, très largement utilisé dans la conception des circulateurs, est également une technique classique d'adaptation dans de nombreux composants (antennes, filtres...). Jeffrey L. Young l'a par exemple utilisé pour adapter l'impédance de sortie d'un circulateur à une antenne sur une large gamme de fréquences [II.23].

Le concept est illustré sur la figure II-18. Pour adapter une impédance de charge Z_L (impédance en sortie du résonateur à ferrite) à une impédance d'entrée Z_0 , plusieurs sections de lignes d'impédances intermédiaires peuvent être utilisées. Si la charge est directement connectée à un accès présentant une impédance différente, le coefficient de réflexion est alors donné par l'équation (II.14) dans laquelle $Z_1 = Z_L$. Le modèle de Bosma n'amenant pas forcément à une largeur de ligne correspondant à une impédance de 50Ω , il s'agit du cas le plus général dans la conception des circulateurs. Si plusieurs lignes présentant des impédances intermédiaires entre Z_L et Z_0 sont cascadées, le coefficient de réflexion globale dépendra des longueurs électriques de chaque tronçon de ligne et de leurs impédances. Il est ainsi possible d'adapter l'impédance de la charge sur une plus grande plage de fréquences.

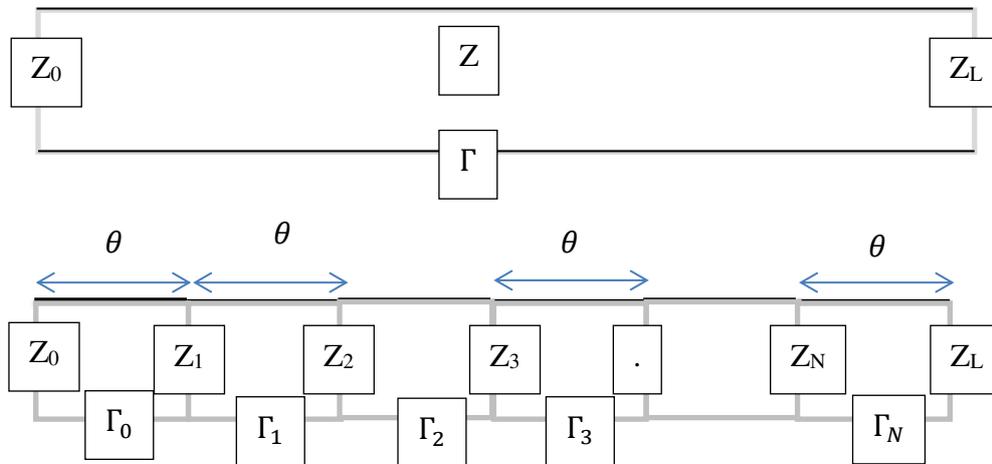


Figure II-18 : Schéma équivalent d'un système d'adaptation basé sur des lignes de transmission

$$\Gamma_0 = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (\text{II.14})$$

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_1 \cdot e^{-2i\theta} + \Gamma_2 \cdot e^{-4i\theta} + \dots + \Gamma_N \cdot e^{-2iN\theta} \quad (\text{II.15})$$

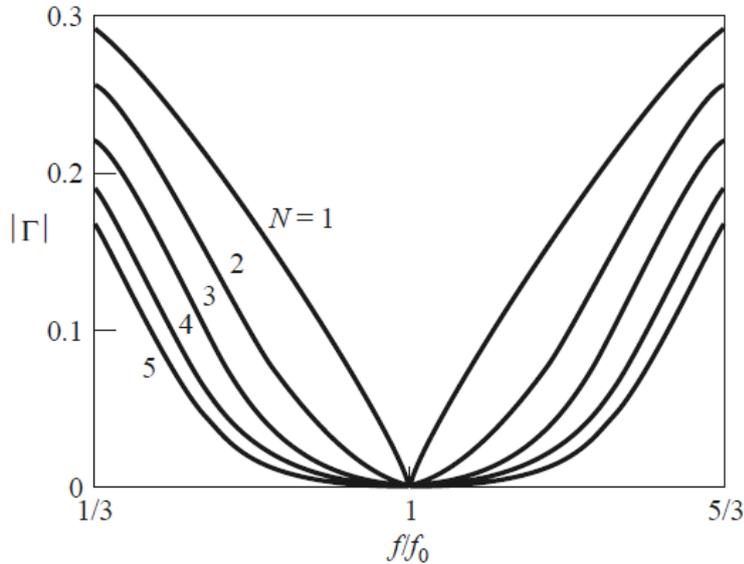


Figure II-19 : Amplitude du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour un transformateur binomial avec un nombre de sections variant de 1 à 5.

La figure II-19 présente ainsi l'évolution du coefficient de réflexion global en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de sections du transformateur d'impédance. Sur cette figure, il apparaît clairement que l'augmentation du nombre de sections permet d'élargir la bande passante d'adaptation.

Il existe plusieurs méthodes de dimensionnement de ces transformateurs d'impédance (transformateur binomial, transformateur de Tchebychev, transformateur exponentiel, transformateur de Klopfenstein). La différence entre ces méthodes concerne principalement l'évolution de l'impédance au sein du transformateur.

(d) Modèle utilisé en technologie guide d'onde

La technologie guide d'onde rectangulaire est privilégiée dans les applications à forte puissance tels que les radars ou certains systèmes d'émission dans le domaine satellitaire. Les circulateurs en guide d'onde ont ainsi fait l'objet de nombreux travaux [II.3], [II.26].

Un circulateur en guide d'onde est constitué de 3 guides rectangulaires orientés à 120° les uns par rapport aux autres. Un ou des disques de ferrite sont positionnés au centre de cette jonction

Y. On retrouve parfois des transformateurs d'impédance métalliques ou des diélectriques entre les parois du guide et le ferrite. Il existe plusieurs méthodes de synthèse des circulateurs en guide d'onde rectangulaire.

Dans [II.24], Linkhart propose une méthode de dimensionnement de ces circulateurs. Pour des propriétés de ferrite fixées et un champ interne donné, le facteur d'anisotropie κ/μ permet de calculer une valeur approximative du facteur de qualité en charge du résonateur à ferrite :

$$Q_L = \frac{0.71}{\frac{\kappa}{\mu}} \quad (\text{II.16})$$

La valeur du coefficient de qualité étant inversement proportionnelle à la bande passante, Q_L permet d'estimer la bande passante du circulateur. D'une manière générale, les propriétés du ferrite et le champ appliqué ne sont pas fixés a priori mais constitue des paramètres de synthèse. Néanmoins, dans les cas abordés dans ce manuscrit, ces paramètres seront figés car la synthèse de circulateurs en guide d'onde sera appliquée à des hexaferrites pré-orientés pour lesquels le champ interne est fixé par le champ d'anisotropie et la forme du matériau.

Par ailleurs, il est possible de calculer par un jeu d'équations simples les paramètres électriques du résonateur (facteur de qualité). Cette méthodologie s'applique à un résonateur dont l'adaptation d'impédance est réalisée par un transformateur simple (une seule section). Pour cela, il est nécessaire de fixer une bande de fréquence et de borner un niveau de réflexion dans la bande passante. Dans les équations suivantes, f_1 , f_2 et f_0 sont respectivement la fréquence minimale, la fréquence maximale et la fréquence centrale du composant. S_{\min} et S_{\max} sont les valeurs minimales et maximales du taux d'onde stationnaire dans la bande de fréquence. Z_t représente l'impédance du transformateur.

$$\omega = \frac{f_2 - f_1}{f_0} \quad (\text{II.17})$$

$$K^2 = \left(\frac{S_{\min} - 1}{2 \cdot \sqrt{S_{\min}}} \right)^2 \quad (\text{II.18})$$

$$\varepsilon^2 = \left(\frac{S_{\max} - 1}{2 \cdot \sqrt{S_{\max}}} \right)^2 - K^2 \quad (\text{II.20})$$

$$(\text{II.21})$$

$$\theta_0 = \frac{(2-w) \cdot \pi}{4}$$

$$\beta = \tan^2 \theta_0 + \frac{\tan \theta_0}{\cos \theta_0}$$

$$\begin{aligned} a &= K^2 + \varepsilon^2 \\ b &= 2 \cdot \beta \cdot \varepsilon^2 - K^2 \\ c &= \beta^2 \cdot \varepsilon^2 \end{aligned} \quad (\text{II.22})$$

$$n_1 = \sqrt{2 \cdot \sqrt{(a+1) \cdot c - b + 1} - \sqrt{2 \cdot \sqrt{a \cdot c - b}}} \quad (\text{II.23})$$

$$n_2 = \sqrt{a+1} - \sqrt{a} = \frac{1}{\sqrt{S_{max}}}$$

$$d_0 = 2 \cdot \sqrt{c}$$

$$Z_t = \frac{n_2}{Y_0 \cdot n_1} = \frac{1}{\sqrt{S_{max}} \cdot G_r \cdot Y_0} \quad (\text{II.24})$$

$$G_r = Y_0 \cdot n_1^2 \quad (\text{II.25})$$

$$B' = \frac{Y_0 \cdot n_1 \cdot d_0 \cdot \pi}{4} \quad (\text{II.26})$$

$$Q_L = \frac{B'}{G_r} = \frac{d_0 \cdot \pi}{4 \cdot n_1} \quad (\text{II.27})$$

Il est alors possible de déterminer le Taux d'Onde Stationnaire (TOS) minimal qui peut être atteint avec les propriétés de ferrite fixées au préalable en modifiant la valeur de S_{max} jusqu'à l'obtention d'une valeur identique du coefficient de qualité calculé par ces deux méthodes.

L'impédance du transformateur Z_t de l'équation (II.24) permet de calculer les dimensions du transformateur d'impédance pour un fonctionnement à une fréquence donnée. En guide d'onde, ce transformateur peut être réalisé par une modification de la hauteur du guide, par l'utilisation de plongeurs métalliques ou encore par des sections de guide ridgées.

Pour respecter les conditions de circulation, Helszajn dans [II.25] a proposé une équation itérative pour laquelle plusieurs couples de valeurs du rayon du ferrite R et de sa hauteur h peuvent être obtenus :

$$k_0 R = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_f}} \sqrt{\left(\frac{\pi \cdot R}{2 \cdot h}\right)^2 + (1.84)^2} \quad (\text{II.28})$$

Avec k_0 le nombre d'onde, ε_f la permittivité.

Pour un rayon ou une hauteur choisie, il est ainsi possible de calculer la hauteur ou le rayon de la pastille de ferrite correspondant.

II.3 Simulation

Les modèles présentés précédemment permettent de pré-dimensionner les composants à ferrite. Néanmoins, certaines hypothèses permettant de simplifier la résolution des équations de Maxwell dans ces milieux complexes (anisotropes) ne sont pas totalement vérifiées en pratique. Ainsi, le dimensionnement final des composants fait appel à des simulateurs électromagnétiques.

Les techniques de simulation électromagnétique (EM) ont évolué rapidement ces dernières décennies pour atteindre un niveau de précision très important pour les structures micro-ondes ou hyperfréquences. Ces outils de simulation EM ont permis d'accélérer le processus de conception, permettant de concevoir des prototypes virtuels très réalistes. Il existe plusieurs logiciels électromagnétiques qui sont adaptés aux différentes simulations et qui utilisent différentes méthodes de calcul.

(a) Logiciel de simulation usuellement utilisé

Les logiciels de simulations électromagnétiques les plus généralement utilisés sont CST Microwave Studio, HFSS, COMSOL Multiphysics et Momentum. Ils utilisent chacun différentes méthodes numériques pour résoudre les équations de Maxwell dans des structures complexes volumiques (3D) ou semi-volumiques (2,5D). Les caractéristiques de ces différentes méthodes numériques sont présentées dans le tableau suivant.

Méthodes numériques	Domaine de solution Typique	Avantages	Inconvénients	Applications typique
Mom(méthode des moments) « Momentum »	Fréquentiel	<ul style="list-style-type: none"> ■ Sous-volumes homogènes ■ Sources (densités de courant, ou de charges) généralement calculées directement. 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Fonctions de green sous forme analytique restreinte à certaines géométries ■ Difficilement applicable aux milieux à paramètres continument variable ou fortement hétérogène ■ Traitement analytique assez lourd 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Problèmes de diffusion (surface équivalente radar, antenne). ■ Circuits plaqués multicouches ■ Discontinuités 2D (filtre coupleurs transitions)
FEM (méthode des éléments finis) « HFSS » « COMSOL »	Fréquentiel	<ul style="list-style-type: none"> ■ Matrice résultante creuse ■ Géométrie arbitraire ■ S'adapte au milieu fortement hétérogène ■ Bonne approximation des interfaces curvilignes ■ Calcul analytique à l'intérieur des éléments 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Approche volumique ■ Coût de calcul relativement élevé ■ Les problèmes ouverts requièrent des frontières absorbantes et une transformation champ proche-champ lointain. 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Discontinuités 3D ■ Caractérisation des structures en guide ■ Problème de diffusion électromagnétique
FIT (technique d'intégration finie) « CST »	Temporel	<ul style="list-style-type: none"> ■ Algorithme numérique très simple ■ Algorithme de base indépendant de la géométrie ■ Peut facilement traiter des problèmes non-linéaires et non-stationnaires 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Méthode volumique qui débouche sur les mêmes désavantages que la FEM ■ Complications pour les milieux fortement dispersifs 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Peut s'appliquer à tous les problèmes comme la FEM avec en plus les non linéarités et/ou non-stationnarité si implémentées dans le domaine temporel

Tableau II-2: Avantages et inconvénients de différents logiciels de simulation électromagnétique

Ces dernières années de nouvelles améliorations ont été apportées à ces logiciels notamment CST et HFSS leur permettant d'utiliser différents solveurs (méthodes de calcul). Ces deux simulateurs intègrent aujourd'hui des solveurs temporels, fréquentiels, et même des solutions de simulations hybrides mélangeant solveurs temporels et fréquentiels. Chaque logiciel ainsi cité dans le tableau II.2 présente des avantages et inconvénients. Le choix d'un logiciel dépend ainsi de l'étude à réaliser.

(b) Logiciels de simulation choisies pour le projet

Le logiciel Ansys HFSS a été choisi pour réaliser notre étude car historiquement c'est l'un des logiciels les plus utilisés dans le laboratoire. Par ailleurs, dans le contexte de la simulation de composants à ferrite, nous travaillons avec des milieux fortement dispersifs et l'utilisation d'un solveur fréquentiel est plus adapté à la résolution de ce type de problème électromagnétique.

HFSS abréviation de "High Frequency Structure Simulator" est un logiciel de simulation de propagation d'ondes électromagnétiques dans les structures volumiques à 3 dimensions. Il utilise la méthode des éléments finis [II.26]. Le volume de calcul, de dimension finie mais pouvant intégrer différents matériaux, est discrétisé sous forme de mailles (mesh en anglais) de formes tétraédriques dont la dimension est relative à la longueur d'onde à la fréquence du calcul. Les équations de Maxwell sont résolues dans chacune des mailles puis un raccordement des champs permet de déterminer les paramètres S de la structure. Cette méthode de calcul est itérative. A chaque itération, le maillage du volume de calcul est affiné jusqu'à aboutir à une convergence des résultats (critère de convergence basé sur la différence entre les paramètres S entre deux itérations successives, valeur fixée par l'utilisateur). Par ailleurs, ce logiciel intègre des outils de simulations paramétriques (variation d'une ou de dimensions géométriques et/ou propriétés des matériaux) et d'optimisation très utiles dans la phase de conception des composants.

Concernant les ferrites, le logiciel HFSS intègre le modèle de Polder. Ce modèle, dont les données d'entrée sont le champ appliqué, l'aimantation et les pertes magnétiques (ΔH), permet de calculer l'évolution fréquentielle des éléments du tenseur de perméabilité.

Le logiciel HFSS peut être couplé avec Maxwell 3D, logiciel de simulation magnétostatique permettant de prendre en compte dans les simulations les inhomogénéités de champs. Dans le cas des circulateurs, le champ interne et l'aimantation dans chacune des mailles du ferrite sous l'action d'un aimant peuvent être calculés à l'aide de Maxwell 3D. Cette carte de champ local peut ensuite être importée automatiquement sous l'environnement HFSS pour l'étude dynamique. Ces données permettent de calculer la perméabilité à différents endroits du ferrite, et ainsi, de tenir compte de l'inhomogénéité de celle-ci au sein du matériau. Un logiciel magnétostatique a également été développé au Lab-STICC permettant aussi de réaliser ce type d'étude magnétostatique. Cependant, l'interfaçage avec HFSS n'est pas développé et les résultats de simulation (champ interne, aimantation) doivent être exportés manuellement.

Les logiciels utilisés pour la simulation dans le laboratoire s'effectuent sur un cluster de calcul à hautes performances. Ce cluster dispose de 16 nœuds de calcul. Un nœud de calcul est

composé de 16 cœurs et 128 GB de mémoire RAM. Au total, les utilisateurs disposent de 256 cœurs et 2048 GB de RAM.

(c) Autres logiciels associés aux simulations

Les modèles de pré-dimensionnement des composants décrits précédemment (circulateurs triplaques ou en guide d'onde) ont été programmés dans des logiciels numériques (Matlab) afin de faciliter leur utilisation. En dehors de ces modèles, certaines équations liées au comportement statique ou dynamique des ferrites ont été utilisées durant cette thèse et programmées à l'aide du logiciel Matlab. Ainsi, un code de calcul, basé sur le modèle d'Aharoni [II.27], a été utilisé pour calculer les coefficients démagnétisants d'échantillons de ferrite en fonction de leur facteur de forme (cf. Chapitre I).

Le logiciel HFSS ne prenant pas en compte les effets démagnétisants liés à la forme des matériaux, il s'est avéré nécessaire d'intégrer cette donnée dans le simulateur, notamment dans le cas d'hexaferrites auto-polarisés pour lesquels le champ interne ne dépend que du champ d'anisotropie et du champ démagnétisant lié à la forme du matériau. Cette intégration dans le logiciel de calcul permet de modifier le champ interne de façon automatique lorsque la forme du ferrite varie.

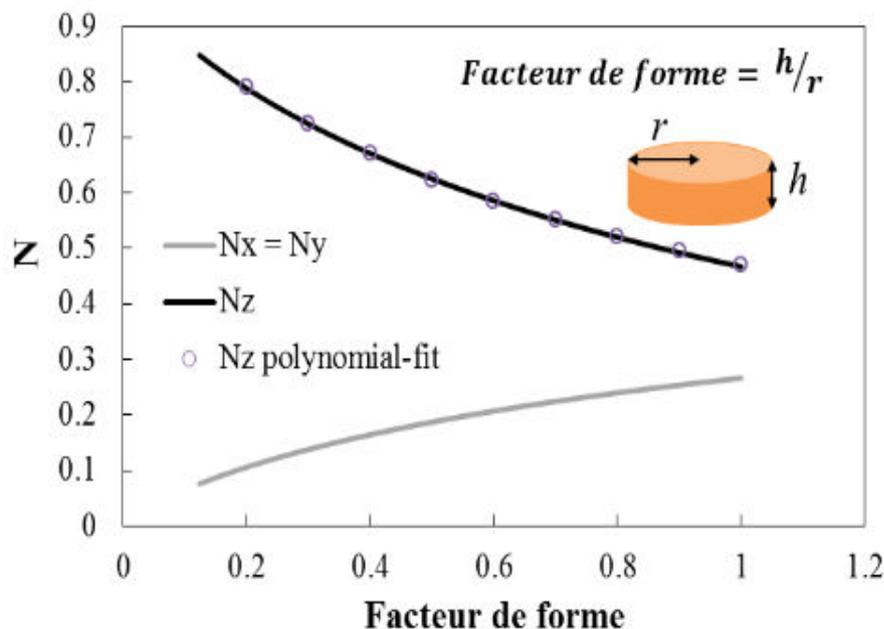


Figure II-20 : Evolution des coefficients démagnétisant N en fonction du facteur de forme d'un échantillon cylindrique

La figure II-20 présente l'évolution de ces coefficients démagnétisant en coordonnées cartésiennes, en fonction du facteur de forme de l'échantillon dans le cas d'un échantillon cylindrique. L'évolution du coefficient Nz en fonction du facteur de forme peut être interpolée, dans la plage de facteurs de forme d'intérêt, à l'aide du polynôme suivant.

$$N_z = -0.22 * (h/r)^3 + 0.683 * (h/r)^2 - 0.945 * (h/r) + 0.953 \quad (\text{II.29})$$

Ce modèle programmé en Matlab permet de calculer les coefficients du polynôme d'interpolation. Ce polynôme peut alors être intégré dans le simulateur permettant ainsi d'optimiser les dispositifs en tenant compte des paramètres intrinsèques (champ d'anisotropie) et extrinsèques (champ interne corrigé en tenant compte des effets de forme) du matériau. Pour faciliter l'utilisation de ces différents modèles, une interface codée sur LabVIEW a été développée. Elle permet de piloter ces différents sous-programmes à partir d'une interface graphique et de les coupler pour réaliser des co-simulations (ex. : prédiction de la perméabilité dynamique + pré-dimensionnement d'un circulateur triplaque).

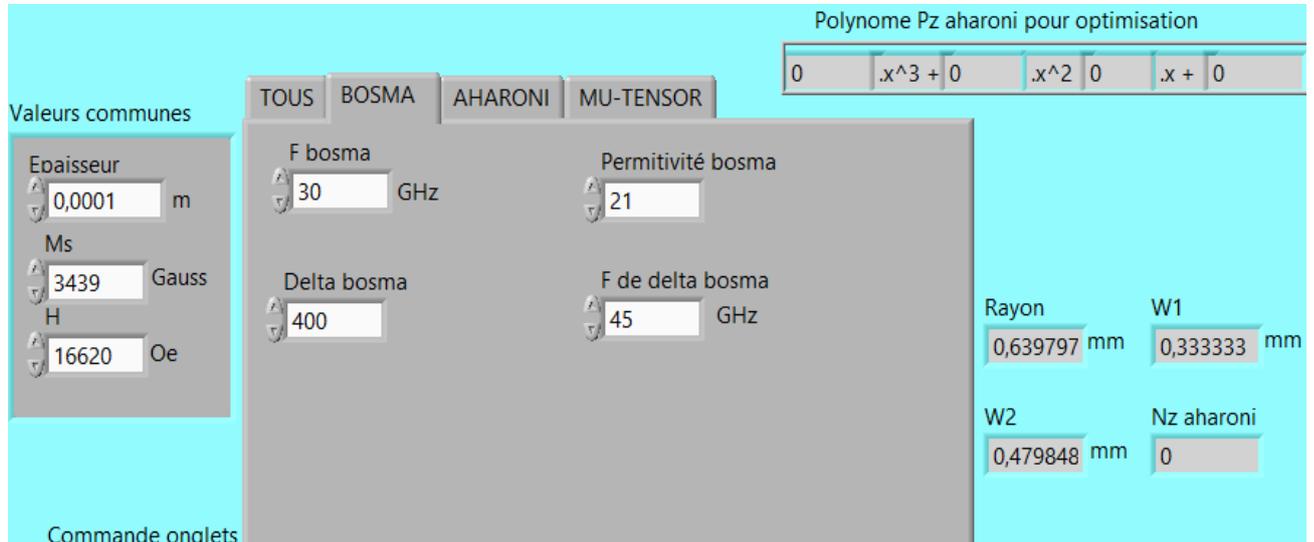


Figure 2-21 : Interface de logiciel de calcul des paramètres de dimensionnement de circulateur

L'interface présentée à la figure II-21 est une application programmée en LabVIEW au LabSTICC permettant :

- De compiler le modèle de Bosma afin d'avoir les dimensions d'un circulateur en fonction des propriétés du matériau utilisé

- De calculer le coefficient démagnétisant ainsi que le polynôme d'interpolation afin de procéder à une optimisation
- De calculer les éléments du tenseur de perméabilité dynamique à partir des propriétés statiques (aimantation à saturation, champ interne) et des pertes dynamiques du matériau (ΔH), données disponibles sur les fiches techniques des fournisseurs de ferrites hyperfréquences

Dans ce chapitre, comme nous venons de le voir, nous avons porté une attention particulière aux isolateurs, à leur principe de fonctionnement et aux différentes topologies existantes.

Les isolateurs se caractérisent par leur matrice de répartition (paramètres S) non réciproque, dont les principales propriétés sont les pertes dans le sens de transmission, et l'isolation dans le sens bloquant.

Nous avons présenté les divers moyens de fabrication des circulateurs et isolateurs faisant appel à diverses technologies et matériaux, chacune ayant ses avantages et ses inconvénients. Les modèles et théories utilisés lors de la phase de dimensionnement des circulateurs ont été présentés. Les différents logiciels de simulation (commerciaux ou développés au laboratoire) utilisés pour la conception de ces composants ont également été présentés. Le logiciel HFSS d'Ansys a été retenu pour la simulation des circulateurs et isolateurs réalisés dans ces travaux de recherche.

RÉFÉRENCE CHAPITRE 2

- [II.1] **B. Bayard, B. Sauviac**, "Ferrite isolators" dans *The Wiley encyclopedia of RF and microwave engineering*.
- [II.2] **P-F. Combes, R. Crampagne**, "circuits passifs hyperfréquence : éléments passifs non réciproques ". *Technique de l'ingénieur, traité Electronique, E1 404, 2002*.
- [II.3] **Y. Konishi**, "Lumped-Element Y-Circulator", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-13, pp. 852-864, Nov. 1965.
- [II.4] : **H. Bosma**, "On Stripline Y-Circulation at UHF," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 12, no. 1, pp. 61-72, Jan. 1964.
- [II.5] **S.A. Oliver**, "A Monolithic Single-Crystal Yttrium Iron Garnet/Silicon X-Band Circulators", *IEEE Microwave & Guided Wave Letters.*, vol. 7, no 8, pp 239-241, Aug. 1997.
- [II.6] **H. How**, "Theory and experiment of thin film junction circulator", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 46, no 11, pp 1645-1653, Nov. 1998.
- [II.7] **Y.S. Wu et F.J. Rosenbaum**, "Wide-Band Operation of Microstrip Circulators," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 22, Oct. 1974, p. 849 - 856.
- [II.8] **N. Zeina, H. How, C. Vittoria, et R. West**, "Self-biasing circulators operating at Ka-band utilizing M-type hexagonal ferrites," *Magnetics, IEEE Transactions*, vol. 28, Sep. 1992, p. 3219 - 3221.
- [II.9] **B.K. O'Neil et J.L. Young**, "Experimental Investigation of a Self-Biased Microstrip Circulator," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 57, Jul. 2009, p. 1669-1674
- [II.10] **Keyan Tian, Li Zhi You et Hua Liu**, "Minimized Ku Band Microstrip Circulator Design", *2010 international Conference on microwave and millimeter wave technology, IEEE conferences*, p.1967-1968, 2010.
- [II.11] **K. Koshiji et E. Shu**, "Circulators using coplanar waveguide," *Electron. Lett.*, vol. 22, 1986, p. 1000-1002.
- [II.12] **X. Zuo, H. How, S. Somu and C. Vittoria**, "Self-biased circulator/isolator at millimeter wavelengths using magnetically oriented polycrystalline strontium M-type hexaferrite," *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 39, no. 5, pp. 3160-3162, September 2003.
- [II.13] **N. Zeina, H. How, C. Vittoria and R. West**, "Self-biasing circulators operating at Ka-band utilizing M-type hexagonal ferrites," *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 28, no. 5, pp. 3219-3221, September 1992.
- [II.14] **R. Grössinger, J.C. Tellez Blanco, F. Kools, A. Morel, M. Rossignol and P. Tenaud**, "Anisotropy and coercivity of M-type Ba and Sr-ferrites containing La and Co," in *Proc. Int. Conf. on Ferrites, 2000*, pp. 428-430.

[II.15] **J.A. Weiss, N.G. Watson and G.F. Dionne**, "New Uniaxial-Ferrite Millimeter-Wave Junction Circulators," in *Proc. IEEE Int. Micr. Symp.*, 1989, pp. 145-148.

[II.16] **H. Bosma**, "On the principle of Stripline Circulation," *The Institution of Electrical Engineers*, Jan. 1962, p. 137-146.

[II.17] **M.E. Hines**, "Reciprocal and nonreciprocal modes of propagation in ferrite stripline and microstrip devices", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 19, pp. 442-451, 1971.

[II.18] **M. Latrach, T. Monédière, F. Jecko**, " A new design of cylindrical ferrite resonators compared with magnetic wall approximations", *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 26, pp. 2856-2862, 1990

[II.19] **Mahfoud HOCINE**, "Conception d'un circulateur hyperfréquence a 3 voies en technologie guide d'onde magnétisé au de la ligne de kittel", *Département de génie électrique. ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL*.2010.

[II.20] **Oussama ZAHWE**, "Conception et Réalisation d'un circulateur coplanaire à couche Magnétique de YIG en Bande X pour des Applications en Télécommunications", *Optique Photonique et Hyperfréquences. Université Jean Monnet - Saint-Etienne*, 2009. French. <tel-00419725>

[II.21] **G.P Riblet**, "Techniques for broad-branding above resonance circulator junctions without the use of external matching networks", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. MTT-28, pp 125-129, Fev 1980.

[II.22] **A. Guennou**, "Etude Magnétostatique et Electromagnétique de Circulateurs Miniatures pour les Modules Actifs Emission/Réception des Systèmes de Télécommunications.," *Université de Bretagne Occidentale*, 2007

[II.23] **J.L.Young , R.S. Adams,B.O'Neil and C.M.Johnson**,"Band-width Optimization of an Integrated Microwave Circulator and Antenna Assembly :Part Two", *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 49, 1, February 2007

[II.24] **D.K. Linkhart**, « *Microwave Circulator Design, Second Edition* », *Artech House*, 2014

[II.25] **Helszajn, Jans F.C Tan**, "Design Data for Radial-waveguide Circulators Using partial Height Ferrite Resonators,"*IEEE transactions on Microwave Theory and techniques*,March 1975,pp.288-298

[II.26] **HFSS, Ansoft**, 2007

[II.27] **A. Aharoni**, "Demagnetizing factors for rectangular ferromagneticprims", *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 6, pp. 3432-3434, 1998.

[II.28] **V. Laur, G. Vérissimo, P. queffelec, L.A. Farhat, H. Alaaeddine, E. Laroche, G. Martin, R. Lebourgeois, J.P. Ganne**, "self-biased y-junction circulators using lanthanum-

and cobalt-substituted strontium hexaferrites", *IEEE Trans. Micr. Th. & Tech.*, vol. 63, no. 12, pp. 4376-4381, December 2015.

[II.29] **R.F. Soohoo**, "Microwave Ferrite Materials and Devices", *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. MAG-4, no 2, pp.118-133, June 1968.

III CHAPITRE 3 : CIRCULATEURS BASÉS SUR
L'UTILISATION DE MATÉRIAUX COMPOSITES
DOUX

Les voies d'investigation pour faire évoluer les dispositifs hyperfréquences à base de ferrite sont d'ordre topologique, technologique ou encore liées à la nature des matériaux utilisés. Une autre voie encore assez peu explorée, consiste à utiliser des matériaux composites présentant des propriétés magnétiques. Ces derniers matériaux peuvent prendre des formes très différentes selon la forme des hétérogénéités qui peuvent être des couches minces [III.1] ferromagnétiques, des nanofils ferromagnétiques [III.1] - [III.2] ou encore des poudres ferro ou ferrimagnétiques. Des prototypes de circulateurs ont déjà été réalisés à partir de composites [III.3] et [III.4] mais le manque de maturité de ces dispositifs n'a pour l'instant pas permis d'obtenir des performances comparables aux solutions classiques.

L'utilisation de composites participe à la diminution des coûts de fabrication et pourrait permettre, dans le cas de composites granulaires, de rendre possible l'intégration des matériaux ferrimagnétiques par des procédés classiques de dispensing ou de sérigraphie (techniques traditionnelles utilisées dans le domaine des circuits imprimés). Elle permettrait ainsi d'augmenter le niveau d'intégration de ces derniers. C'est dans cette optique qu'une coopération de recherche et technologie a été initiée entre le Lab-STICC, le CNES et Thales Alenia Space afin d'évaluer les solutions de circulateurs et isolateurs intégrés à base de nano-composites. Les études sur ce sujet disponibles dans la littérature montrent que des performances dégradées par rapport aux ferrites polycristallins conventionnels sont attendues, surtout au niveau des pertes d'insertion. Mais pour certaines applications, le niveau de pertes d'insertion acceptable peut être relâché.

Les matériaux composites que nous avons étudiés sont obtenus en dispersant des poudres ferrimagnétiques dans une poudre non magnétique (résine époxy), puis en compactant le mélange à température ambiante. Les échantillons sont de forme torique et leur concentration volumique en matière magnétique varie de 0 à 70 %.

Dans ces composites, les propriétés magnétiques sont fortement dépendantes de la concentration en matière magnétique [III.5], [III.6].

Dans ce chapitre nous présentons les matériaux composites que nous avons retenus pour envisager la réalisation de dispositifs non-réciproques, leurs propriétés, certains procédés de fabrication et deux types de circulateurs en bande Ku fabriqués à partir de ces matériaux.

III.1 Propriétés des matériaux composites

Les matériaux composites à base de poudres ferrimagnétiques se comportent, sur le plan des propriétés dynamiques, de manière similaire aux ferrites denses, à la différence de la largeur de raie à mi-hauteur ΔH , qui représente les pertes magnétiques, qui est en général plus élevée. Les permittivités et aimantations sont également moins élevées et varient en fonction du taux de charge. L'étude de la susceptibilité magnétique dans [III.6] et [III.7] confirme cette dernière affirmation.

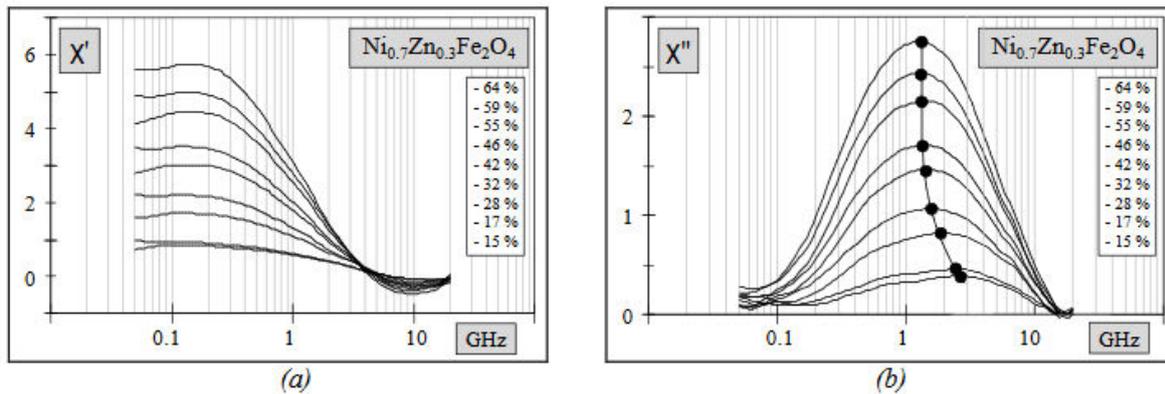


Figure III-1: Variation mesurée des spectres des parties réelle et imaginaire de la susceptibilité magnétique en fonction de la concentration pour des composites à base de ferrite de Nickel Zinc ($\text{Ni}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_4$).

D'après la figure III-1, on constate, en observant la susceptibilité magnétique des ferrites de nickel zinc, que la partie réelle de la susceptibilité augmente lorsque la concentration en particules de ferrite augmente dans le composite. On observe aussi un décalage fréquentiel du maximum de la partie imaginaire pour des taux de charge faibles. Ce décalage en fréquence est plus marqué pour des taux de charge inférieurs à 30% et tend à se stabiliser à forte concentration.

Dans [III.7] il a été montré qu'il existe une concentration seuil à partir de laquelle la fréquence de résonance des composites est équivalente à celle des ferrites denses (cf. figure III-2).

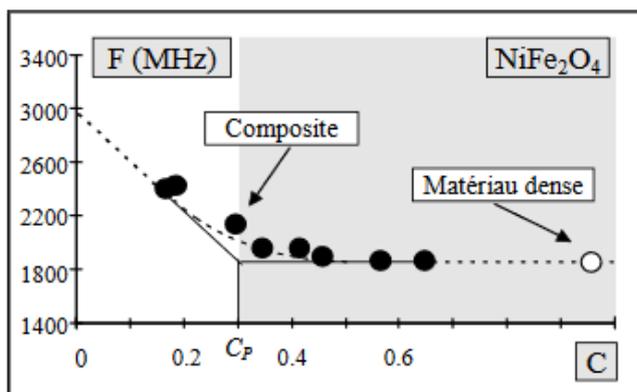


Figure III-2: Variation de la fréquence de gyrorésonance en fonction de la concentration en poudre ferrimagnétique. Mise en évidence de la concentration seuil C [III.7]

La comparaison des propriétés magnétiques respectives d'un échantillon ferricomposite chargé à 64 % de poudre de YIG et à 34 % en résine époxy avec celles d'un ferrite dense de YIG a été effectuée dans [III.6].

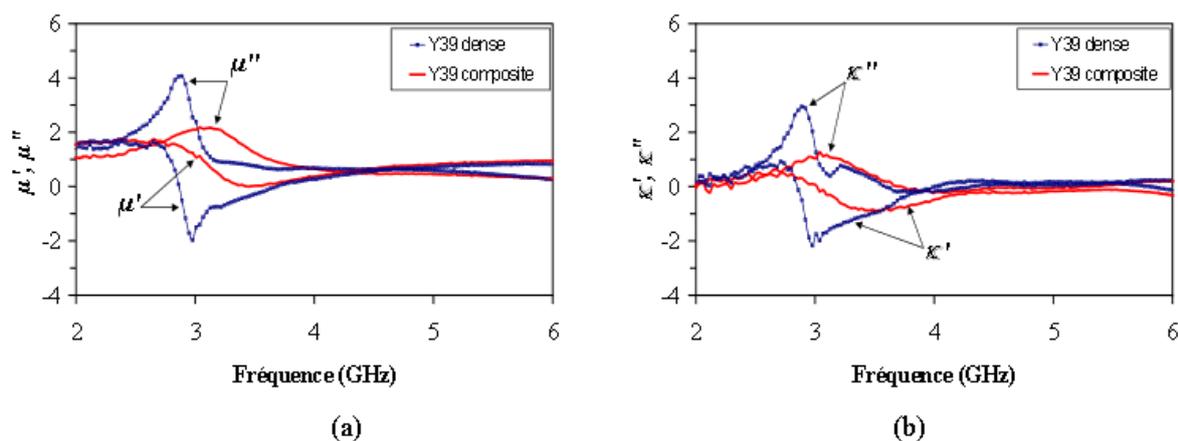


Figure III-3: Spectres mesurés des parties réelle et imaginaire des éléments (μ , κ) du tenseur de perméabilité d'échantillons de $5 \times 3.7 \times 1.8 \text{ mm}^3$ de ferrite Y39 dense et composite (champ magnétique statique appliqué $H_0 = 1.25 \text{ kOe}$). Le composite est concentré à 64 % en matière magnétique. (a) μ , (b) κ

Bien que la concentration seuil soit dépassée, on observe sur la figure III-3 un décalage en fréquence de la résonance gyromagnétique entre le ferrite de YIG et le composite. Ce décalage est probablement en partie dû aux contraintes mécaniques internes liées au procédé de fabrication des composites (broyage, compactage) et aux propriétés magnétoélastiques de ces matériaux (modification du champ interne, et donc de la fréquence de résonance, sous l'action d'une contrainte). On remarque aussi autour de la fréquence de résonance, une diminution des amplitudes des spectres des parties réelles et imaginaires des éléments du tenseur de perméabilité dans le cas du composite. De plus les pics d'absorption de μ'' et κ'' sont plus

étalés pour le ferricomposite, ce qui sous-entend que les pertes magnétiques liées à l'amortissement α seraient plus importantes dans l'échantillon de composite. Ce comportement prévisible peut s'expliquer par une distribution des fréquences de résonance dans le composite liée à une distribution de taille et de forme des particules de ferrite dans le cas d'un composite. La dilution de la matière magnétique joue aussi sur la permittivité des composites. La permittivité diminue en fonction du taux de dilution par rapport à un ferrite dense (cf. figure III- 4).

Ainsi, la concentration en matière magnétique joue un rôle prépondérant dans les propriétés électromagnétiques (permittivité et perméabilité) des composites. Par ailleurs, la forme, la taille moyenne et la distribution de tailles des particules de ferrite peuvent également modifier fortement la réponse dynamique de ces matériaux. En effet, les propriétés magnétiques et statiques des particules de ferrite (aimantation, champ d'anisotropie) sont dépendantes de la taille des particules.

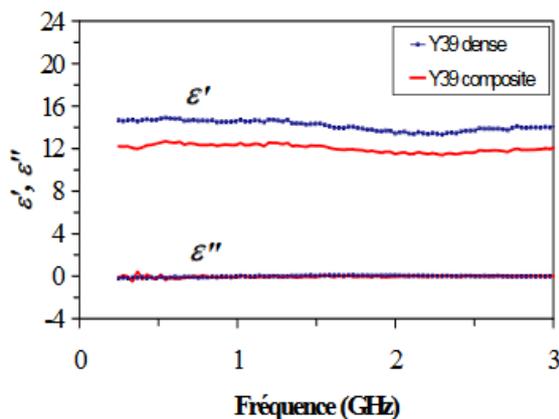


Figure III-4: Spectres mesurés des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative (ϵ) des échantillons de $5 \times 3.7 \times 1.8 \text{ mm}^3$ de ferrite Y39, sous forme dense et composite. Le milieu composite est concentré à 64% en espèce magnétique.

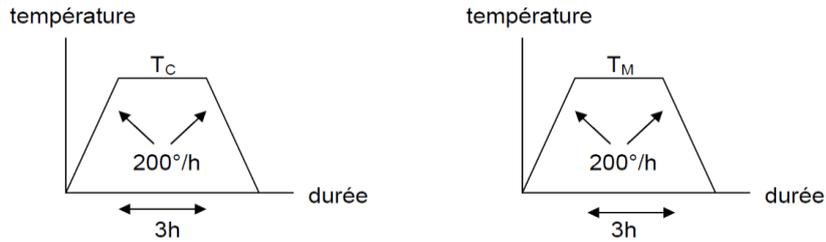
III.2 Elaboration et propriétés des composites

Parmi les propriétés électromagnétiques (EM) recherchées pour les matériaux destinés à être utilisés dans des circulateurs en bande Ku, nous devons retenir de faibles pertes par amortissement du mouvement gyromagnétique des moments. La perméabilité associée à la précession amortie d'un moment magnétique autour de la direction du champ d'anisotropie

effectif peut-être décrite à l'aide d'une fonction Lorentzienne. L'amortissement est lié à la largeur de raie à mi-hauteur ΔH de cette fonction Lorentzienne.

La composition retenue pour la phase magnétique du composite est un ferrite de type spinelle, de composition $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.3}\text{Co}_{0.2}\text{Fe}_{1.98}\text{O}_4$. Ces matériaux ont été élaborés par Jean-Luc Mattei, enseignant-chercheur au Lab-STICC. La synthèse des poudres se fait par co-précipitation, qui conduit à l'obtention de grains de taille nanométrique. Cette synthèse a été utilisée initialement pour la réalisation de ferrites pour des applications antennaires en bande UHF et VHF. Elle aboutit à l'obtention de particules nanométriques mono-domaine permettant d'éviter la présence de parois (grain mono-domaine) et la présence de pertes par relaxation de parois associées à bases fréquences.

Comme précisé précédemment, la voie composite, dont les étapes d'élaboration sont détaillées sur la figure III-5, a été privilégiée dans cette étude dans l'objectif de faciliter l'intégration de ces matériaux dans le procédé de réalisation des circulateurs. Ces milieux sont constitués d'un mélange de poudre magnétique, de résine époxy et de porosité, aux concentrations volumiques respectives C_f , C_e et C_p . Les propriétés EM du composite, pour une fraction C_f donnée, sont très sensibles au traitement thermique appliqué à la poudre magnétique, avant la réalisation du mélange. Selon la voie choisie, ce traitement thermique peut comporter - ou non - une étape de calcination à 650°C , et intègre un traitement ultérieur des poudres magnétiques à une température plus élevée. Les profils de traitement thermique appliqués aux étapes 3 et 8 sont présentés sur la figure III-5. Le mélange de la résine époxy et de la poudre de ferrite s'effectue à la suite de ces traitements, et juste avant l'étape de mise en forme par pressage.



Synthèse par co-précipitation – Granulométrie (grains sphériques): 10-20 nm

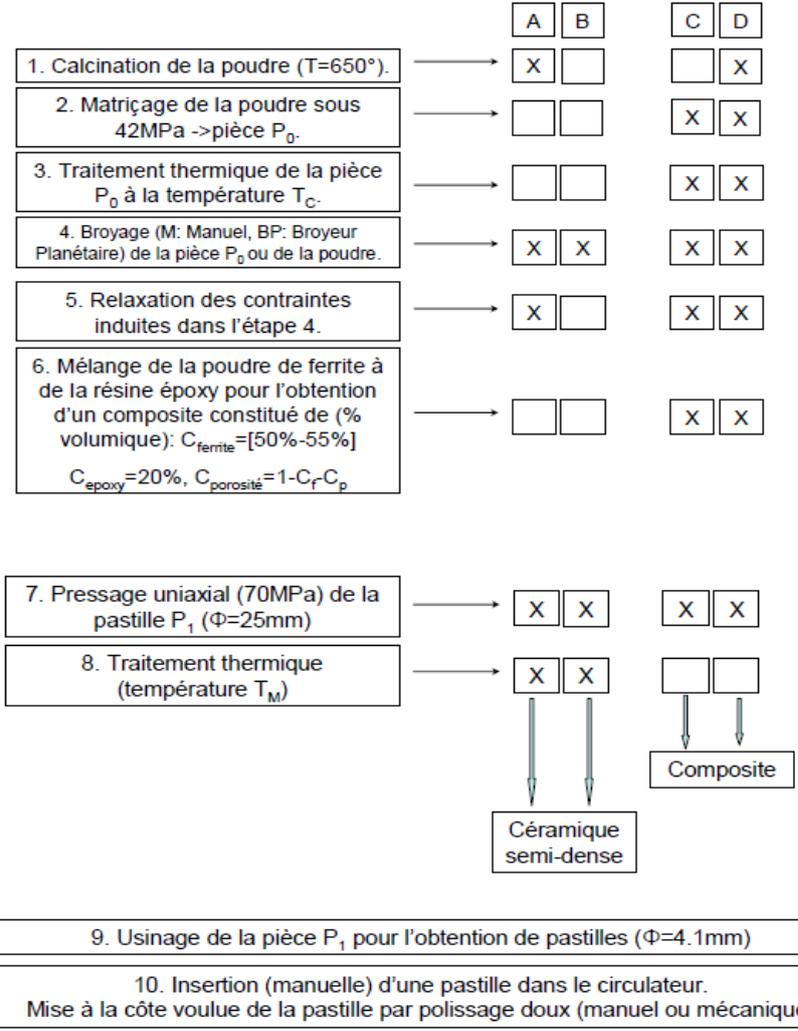


Figure III-5: Synoptique de la préparation des matériaux

Des échantillons de type céramique ont tout d'abord été réalisés selon la voie B, avec des valeurs de T_M de 900°C et de 1050°C , non pas dans le but de les employer tels quels (à cause du frittage à hautes températures requis lors de l'élaboration), mais afin de mieux connaître les propriétés de la phase magnétique qui sera utilisée dans la réalisation des composites. Les perméabilités de ces échantillons, mesurées à l'aide d'une méthode en ligne coaxiale APC7 sur des échantillons toroïdaux, sont présentées sur la figure III-6. Le matériau traité à 1050°C doit sa perméabilité élevée à sa haute densité avec une valeur proche de 98%. Cette forte perméabilité est également due à l'influence de la température de cuisson sur la dimension des grains (300nm). Pour ces tailles de grains, la présence de parois de domaines entraîne une augmentation de la perméabilité à basses fréquences. L'augmentation de la taille des grains entraîne également une diminution des pertes magnétiques (ΔH).

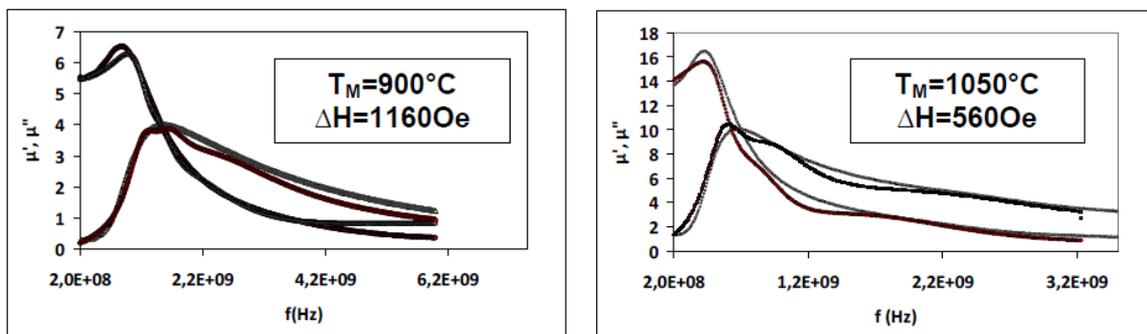


Figure III-6: Spectres des parties réelle et imaginaire de la perméabilité de céramiques semi-denses (voie B) pour deux températures de traitement thermique finale T_M différentes.

La figure III-6 montre également une comparaison entre les spectres mesurés et ceux calculés à l'aide de 3 fonctions lorentziennes, caractérisées par des fractions respectives C_1 , C_2 , C_3 et des coefficients d'amortissement respectifs α_1 , α_2 , α_3 . Le tableau III.1 ci-dessous permet de constater que la fraction "fort amortissement" C_3 se dépeuple dans le cas du matériau traité à 1050°C , par rapport au matériau traité à 900°C . On peut tenter de définir un coefficient d'amortissement global α_G à l'aide d'un modèle très simple : $\alpha_G = \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n C_t \alpha_t$. Cette relation conduit, pour les céramiques décrites ci-dessus, à $\alpha_G (1050^\circ\text{C}) = 0,155$ et à $\alpha_G (900^\circ\text{C}) = 0,181$. Ces facteurs d'amortissement correspondent à une interpolation par des fonctions lorentziennes du facteur de qualité intrinsèque des matériaux. En effet ces fonctions lorentziennes sont normalement utilisées pour des matériaux saturés (modèles de Polder). Ici, les matériaux étant désaimantés, il ne s'agit que d'un facteur d'amortissement apparent (purement mathématique) qui donne une idée des pertes du matériau à l'étude. En tenant compte de la fréquence de

résonance du matériau, il est possible de remonter à un ΔH équivalent, donnée d'entrée du modèle de Polder, dont les valeurs sont indiquées sur la figure III-6.

$T_M=900\text{ °C}$		$T_M=1050\text{ °C}$	
$C_1=0.24$	$\alpha_1 = 0.25$	$C_1=0.4$	$\alpha_1 = 0.34$
$C_2=0.10$	$\alpha_2 = 0.2$	$C_2=0.3$	$\alpha_2 = 0.4$
$C_3=0.66$	$\alpha_3 = 0.7$	$C_3=0.3$	$\alpha_3 = 0.7$

Tableau III-1 : Populations et coefficients d'amortissement des fonctions d'interpolation présentées sur la figure III- 7

Dans un premier temps, des composites ont été fabriqués à partir des matériaux traités à 1050 °C . Cependant, cette élaboration nécessite de broyer de façon intense ces céramiques densifiées, entraînant une dégradation des pertes magnétiques pouvant être due à une détérioration de la maille cristalline des grains nanométriques. Dans la suite de l'étude, les matériaux frittés à 900 °C , dont la densité plus faible facilite le processus de broyage permettant de récupérer les particules, ont été privilégiés.

Une fois la température maintien T_M fixée, l'influence de la présence (voie D) ou non (voie C) d'une étape de calcination des poudres à 650 °C a été étudiée. Deux matériaux composites, avec des concentrations en ferrite $C_f = 0,54$, ont ainsi été réalisés et caractérisés. Les perméabilités et les permittivités de ces composites sont montrées sur la figure III-7. En l'absence de calcination, la perméabilité présente un caractère plus résonant, signe de pertes magnétiques plus faibles. Les permittivités de ces composites sont très proches avec une valeur moyenne légèrement supérieure pour le composite dont les poudres n'ont pas été calcinées à 650 °C .

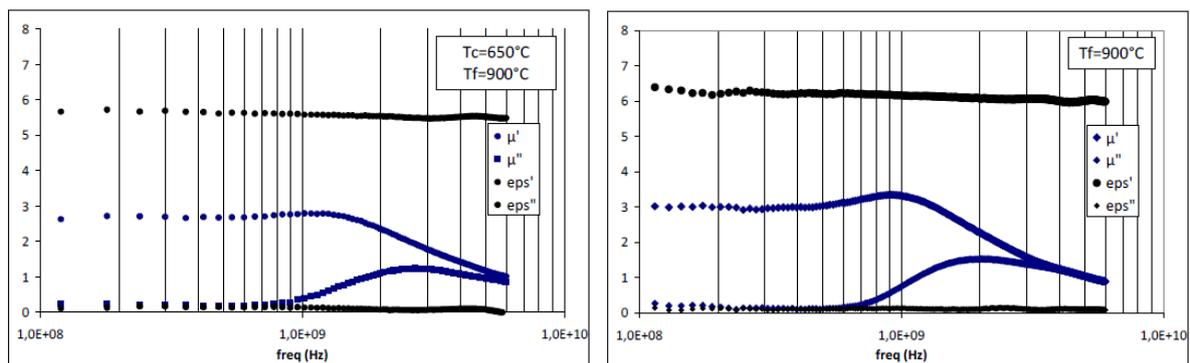


Figure III-7 : Spectres mesurés des parties réelle et imaginaire de la permittivité et de la perméabilité pour des composites réalisés par la voie D ($T_c=650\text{ °C}$, $T_f=900\text{ °C}$) ou C ($T_c=0\text{ °C}$, $T_f=900\text{ °C}$)

Une comparaison des pertes diélectriques et magnétiques de ces matériaux est également présentée sur la figure III-18.

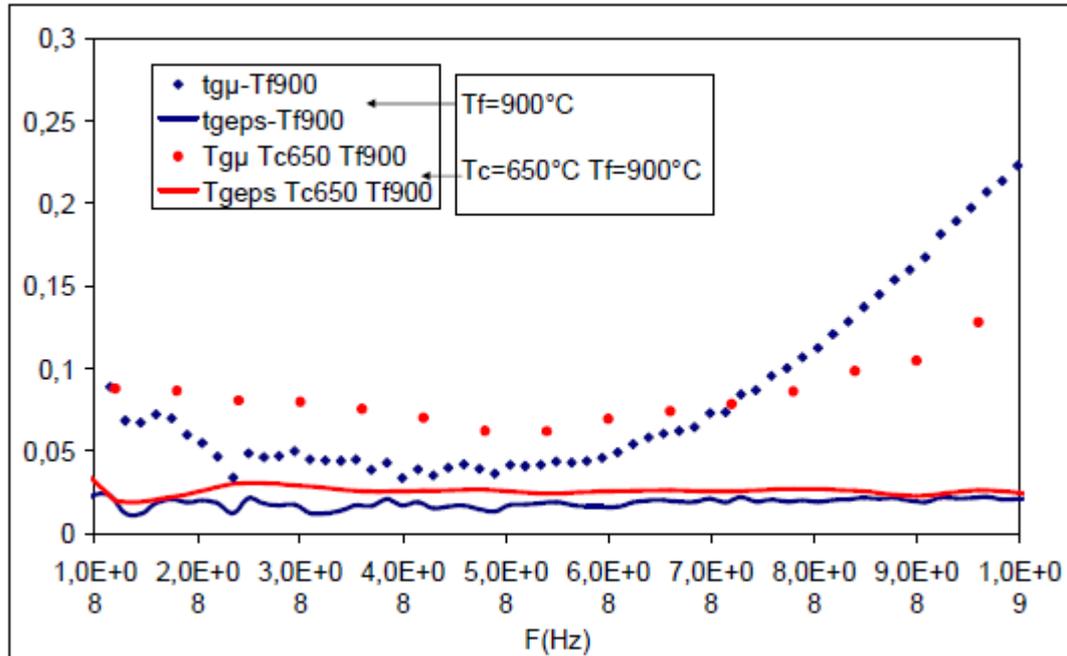


Figure III-8: Comparaison des pertes magnétiques et diélectriques des composites issus des voies C et D

On peut constater que les composites issus de la voie C (sans étape de calcination des poudres) présentent des pertes diélectriques plus faibles que ceux ayant subi une étape de calcination (voie D). Les pertes magnétiques à basses fréquences sont également plus faibles mais ces valeurs sont à relativiser compte tenu des différences de fréquences de résonance des deux matériaux.

Une interpolation des spectres mesurés en utilisant des fonctions lorentziennes a également été réalisée pour ces deux composites. En calculant les coefficients d'amortissement globaux α_G , on constate que l'amortissement du composite élaboré par la voie C (sans calcination) présente une valeur plus faible que celui élaboré par la voie D (avec calcination) : $\alpha_G(T_{c650^\circ\text{C}}-T_{f900^\circ\text{C}}) = 0,195$ et $\alpha_G(T_{f900^\circ\text{C}}) = 0,127$.

En conclusion, les composites issus de la voie C (sans étape de calcination) avec une température de maintien $T_M = 900^\circ\text{C}$ semblent les plus prometteurs pour la réalisation de circulateurs en bande Ku, tant d'un point de vue des propriétés dynamiques de ces matériaux que de la facilité d'élaboration. Néanmoins, ce constat est uniquement issu de mesures de la perméabilité dynamique de ces matériaux à l'état désaimanté. Pour confirmer ces résultats, une

étude de l'influence des paramètres d'élaboration sur la réponse de circulateurs en bande Ku a été entreprise.

III.3 Influence des paramètres d'élaboration des composites sur la réponse des circulateurs

Lors d'une étude précédente, un circulateur en technologie SIW (Substrate Integrated Waveguide) a été conçu pour des matériaux présentant des propriétés proches de ces composites en termes d'aimantation à saturation et de permittivité (Figure III- 9). Cette topologie a été choisie de façon à faciliter l'insertion du composite. Ce circulateur est constitué d'un substrat d'alumine d'épaisseur 635 μm , d'une pastille de ferri-composite de diamètre 4,32 mm. Les accès sont en technologie microruban et la jonction Y en technologie SIW. Les transitions microruban/SIW ont été dimensionnées pour optimiser l'adaptation entre ces deux structures de propagation sur une large bande de fréquences. La fabrication du circulateur a été sous-traitée auprès de la société Thin Film Product.

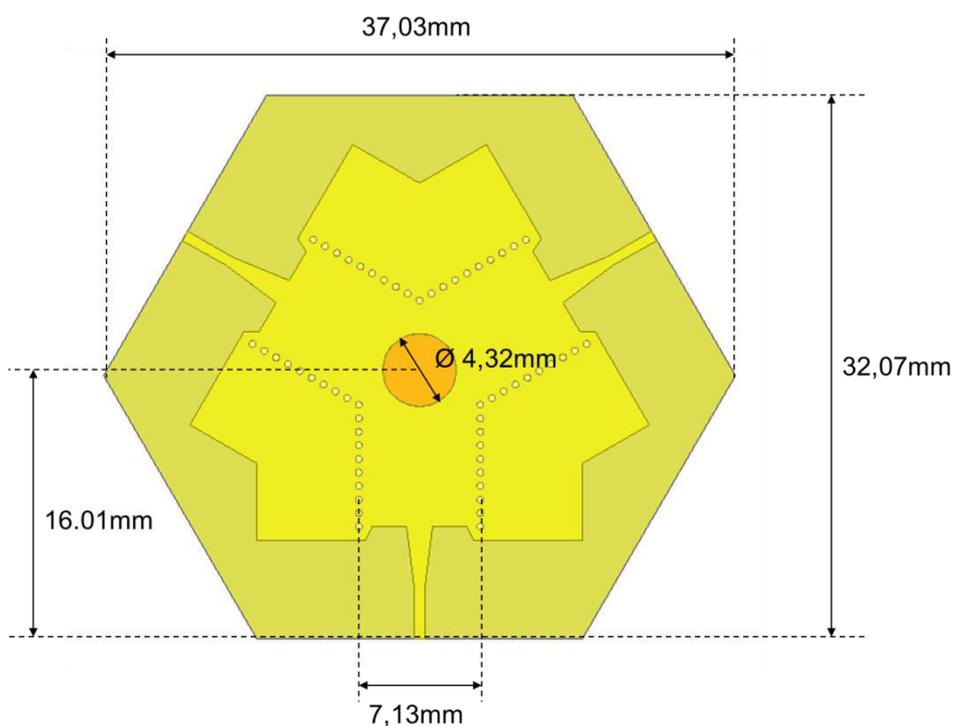


Figure III-9: Schéma du circulateur en technologie SIW.

Dans un premier temps, deux composites réalisés par la voie D ont été testés. La différence entre ces matériaux provient d'une température de maintien de 900°C dans un cas et de 1100°C dans l'autre.

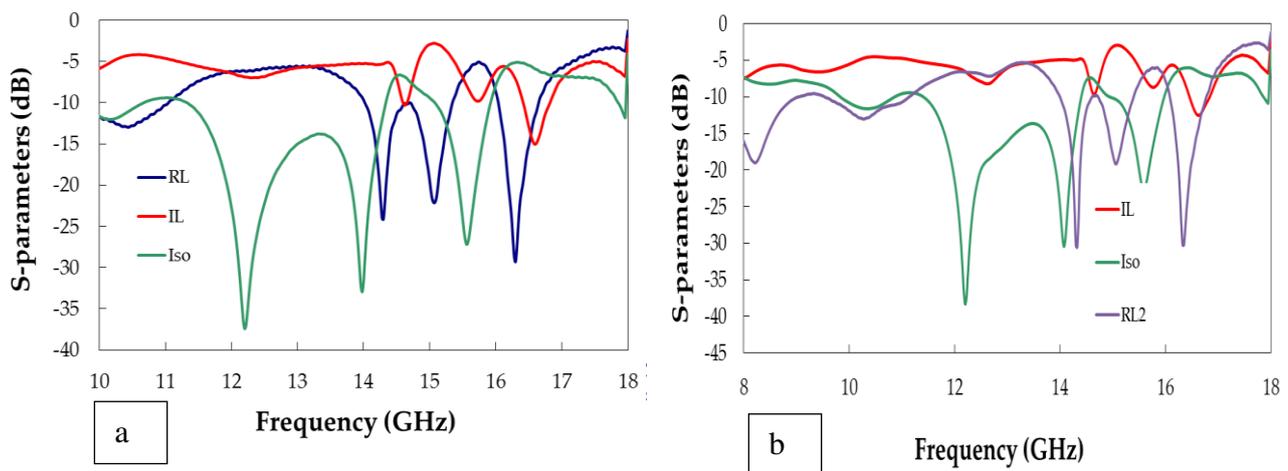


Figure III-10 : Performances mesurées du circulateur SIW dans la bande 10-18 GHz pour une température de maintien de (a) 900 °C et (b) 1100°C

Ces mesures ont été effectuées avec des champs appliqués qui permettent d’obtenir le meilleur compromis pertes d’insertion/isolation pour chacun des circulateurs (figure III-10).

Le circulateur contenant le matériau fritté à 900°C présente des pertes d’insertion de 2,90 dB à 15,12 GHz. A cette même fréquence, l’isolation est de 10,45 dB. Une bande-passante à -10 dB, dans laquelle les pertes d’insertion n’excèdent pas 3,5 dB, peut être définie entre 15,08 GHz et 15,28 GHz (200 MHz).

L’allure générale des paramètres S du circulateur avec un matériau fritté à 1100°C est similaire au précédent circulateur. Les pertes d’insertion minimales sont obtenues à la fréquence de 15,075 GHz ($IL_{\min} = 2.93$ dB). Une bande de circulation présentant des pertes d’insertion inférieures à 4 dB et une isolation supérieure à 10 dB peut être définie entre 15,05 et 15,25 GHz (200 MHz).

Cette étude sur la température de frittage des poudres utilisées dans la réalisation du composite ne semble pas montrer de différences significatives de comportement du circulateur pour un frittage à 900°C ou à 1100°C. Les matériaux réalisés avec une température de maintien à 900°C seront tout de même privilégiés car l’élaboration de ces derniers est facilitée par la friabilité (faible densité) du matériau lors du processus de broyage post-traitement thermique.

Les mesures des spectres de perméabilité ont également montré que la présence ou non d’une étape de calcination des poudres modifiait sensiblement les propriétés dynamiques du composite. Afin de vérifier l’influence de cette étape de calcination lors de la fabrication des composites, une comparaison de la réponse du circulateur intégrant des composites issus des voies C et D avec une température de maintien de 900°C a été effectuée (figure III-11).

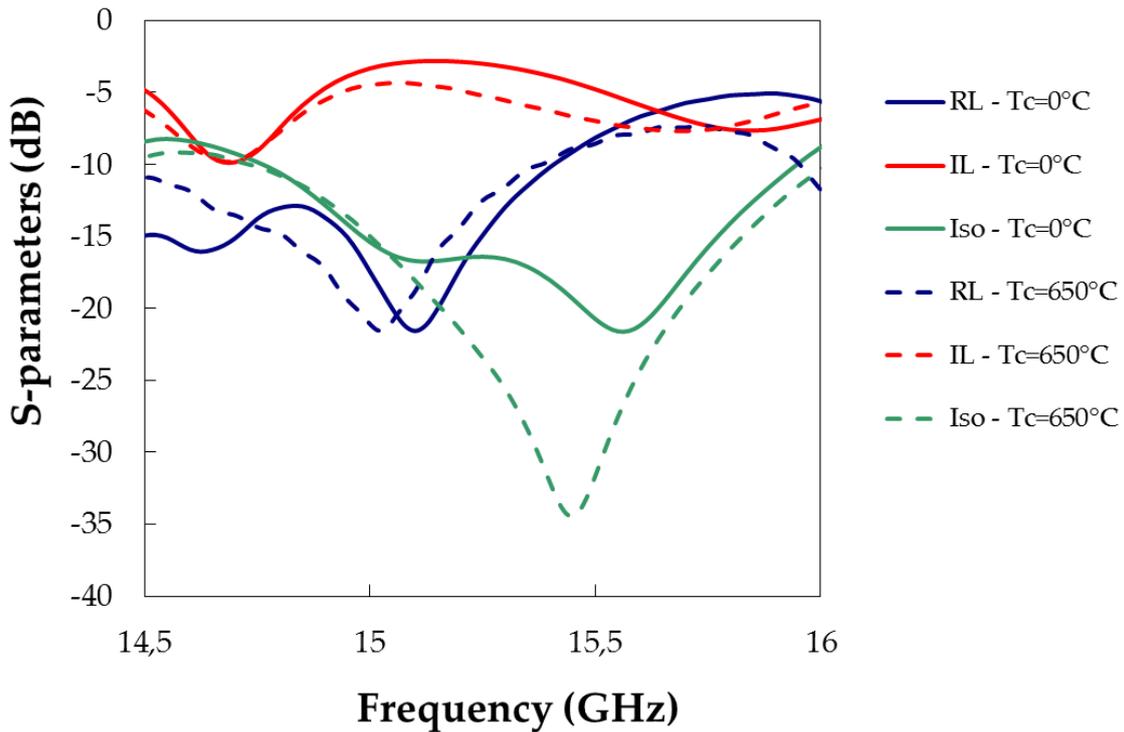


Figure III-11: Comparaison des paramètres S d'un circulateur SIW intégrant une pastille de composites magnétiques ($T_M = 900^\circ\text{C}$) ayant subi une étape de calcination (trait pointillé) et n'ayant pas subi une étape de calcination (trait plein) entre 14.5 et 16 GHz pour un champ appliqué de 3800 Oe.

En l'absence de calcination, des pertes d'insertion de 2,8 dB associées à une isolation de 16.7 dB sont observées à 15,12 GHz. Le circulateur intégrant un composite dont les poudres ont été calcinées présente des performances dégradées puisque, si l'isolation reste bonne, les pertes minimales mesurées sont alors de 4,31 dB à 15,06 GHz, soit 1,51 dB supérieures à celles du circulateur intégrant un composite réalisé sans étape de calcination.

D'une manière générale, l'absence d'étape de calcination conduit à une diminution sensible des pertes d'insertion (entre 1 et 1,5 dB) et aussi à une diminution importante de l'isolation, comparé à un matériau ayant subi une étape de calcination. Néanmoins, à champ fort, il semble possible d'obtenir un compromis pertes/isolation nettement plus intéressant pour un matériau n'ayant pas subi de calcination.

Bien que les dimensions du circulateur ne soient pas forcément optimales dans ces deux cas distincts, les observations issues des mesures du circulateur semblent en accord avec les caractérisations matériaux effectuées précédemment et nous amènent à privilégier pour la fabrication des composites, la voie C avec des particules frittées à 900°C dans la suite de notre

étude et sans étape de calcination. Dans la suite, afin d'assurer une compatibilité avec les autres éléments d'une chaîne RF, les circulateurs seront réalisés en technologie microruban.

III.4 Conception et réalisation de circulateurs en technologie microruban

Le composite ainsi sélectionné pour la réalisation des circulateurs a fait l'objet de caractérisations statiques et dynamiques pour affiner les données d'entrée des modélisations. La mesure des spectres de permittivité et de perméabilité (figure III-12) en basses fréquences a été réalisée en cellule coaxiale reliée à un analyseur de réseaux pour la mesure de ses paramètres S. Une mesure du cycle d'hystérésis du composite a également été effectuée à l'aide d'un magnétomètre de type VSM (Vibrational Sample Magnetometer). Cette mesure permet de déduire, entre autres, l'aimantation à saturation du composite (figure III-13).

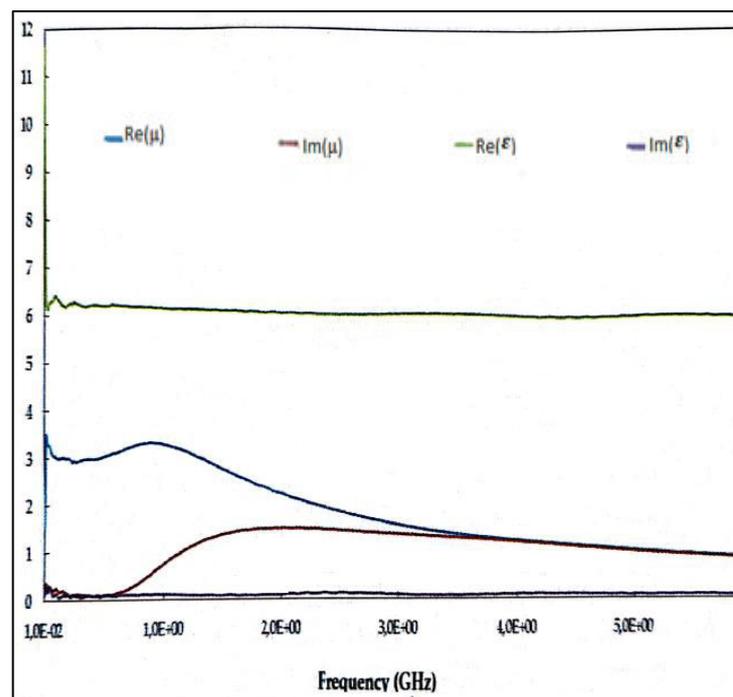


Figure III-12 : Spectre des parties réelle et imaginaire de la permittivité et de la perméabilité du composite

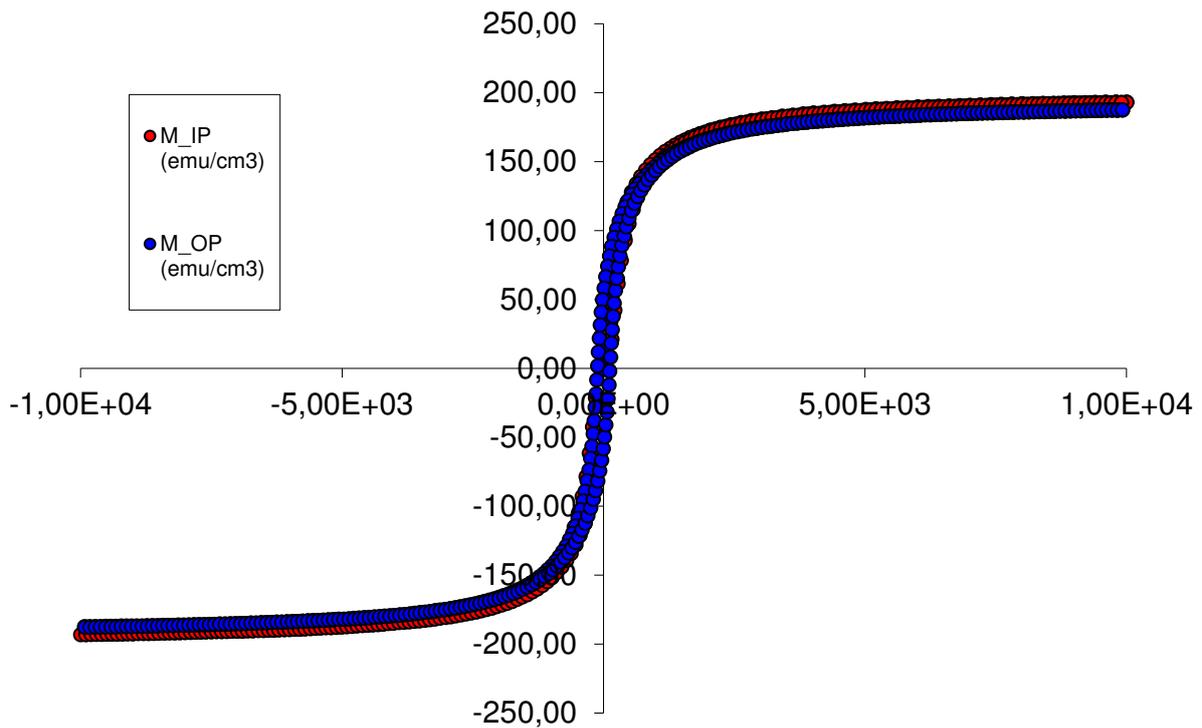


Figure III-13 : Cycle M(H) de la pastille de composite

Ces données mesurées ont permis d'extraire les paramètres d'entrée nécessaires pour simuler les circulateurs. Elles sont présentées dans le tableau suivant. La principale inconnue reste les pertes magnétiques ΔH dont la valeur a été fixée à 50 Oe, soit une valeur proche des pertes magnétiques des ferrites denses de nickel-zinc disponibles chez les fournisseurs de ferrites pour applications hyperfréquences. Pour les pertes diélectriques, une valeur moyenne de ces pertes mesurées en cellule coaxiale a été retenue.

ϵ_r	$\tan\delta$	$4\pi M_s$	ΔH
6,1	0,02	2388G	50 ^e

Tableau III-2 : Propriétés diélectrique et magnétique du matériau composite

Avec ces matériaux sélectionnés deux types de circulateurs ont été réalisés. D'une part un circulateur en technologie microruban classique, et, d'autre part, un circulateur en technologie microruban avec report du ferricomposite en surface.

(a) Circulateur en technologie Microruban classique

Un circulateur microruban classique est composé d'un diélectrique, dans lequel est insérée la pastille de composite sous la jonction centrale, d'un plan de masse et d'une métallisation sur la

face avant sous la forme d'une jonction Y. Un aimant de polarisation, nécessaire au fonctionnement du circulateur, est placé sur la métallisation centrale de ce dernier. De façon à assurer une compatibilité avec les procédés de réalisation de circuits hyperfréquences chez Thales Alenia Space, le diélectrique retenu est une alumine d'épaisseur 254 μm .

Le dimensionnement initial du circulateur s'appuie sur la théorie de Bosma. L'adaptation d'impédance dans la bande Ku est assurée à l'aide de lignes quart d'onde. Le circulateur présenté sur la figure III-14 a été simulé à l'aide du simulateur EM HFSS afin d'optimiser ses performances. La réponse optimale est obtenue pour un champ uniforme d'intensité égale à 3200 Oe.

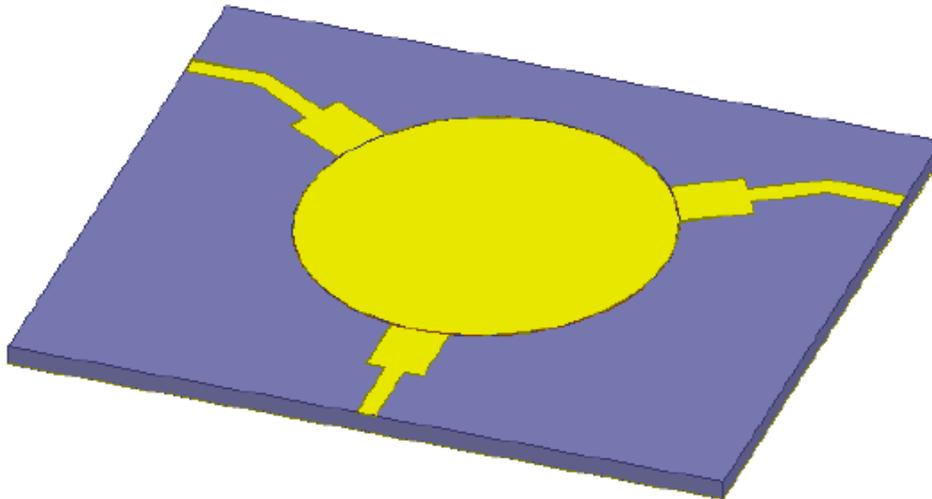


Figure III-14 : Circulateur en technologie microruban classique (dimensions du substrat : 23x19 mm^2).

La réponse optimisée de ce circulateur (module des paramètres S) est présentée sur la figure III-15. Ce circulateur présente une isolation et une adaptation supérieures à 20 dB entre 12.90 et 13.75 GHz (850 MHz de bande-passante). Dans cette bande, les pertes d'insertion sont inférieures à 1,21 dB. Ces performances en simulation semblent en accord avec le cahier des charges de l'étude R&T CNES qui préconisait une bande passante entre 500MHz et 1 GHz, des pertes d'insertions maximum de 2dB et des niveaux d'isolation inférieurs à -20 dB.

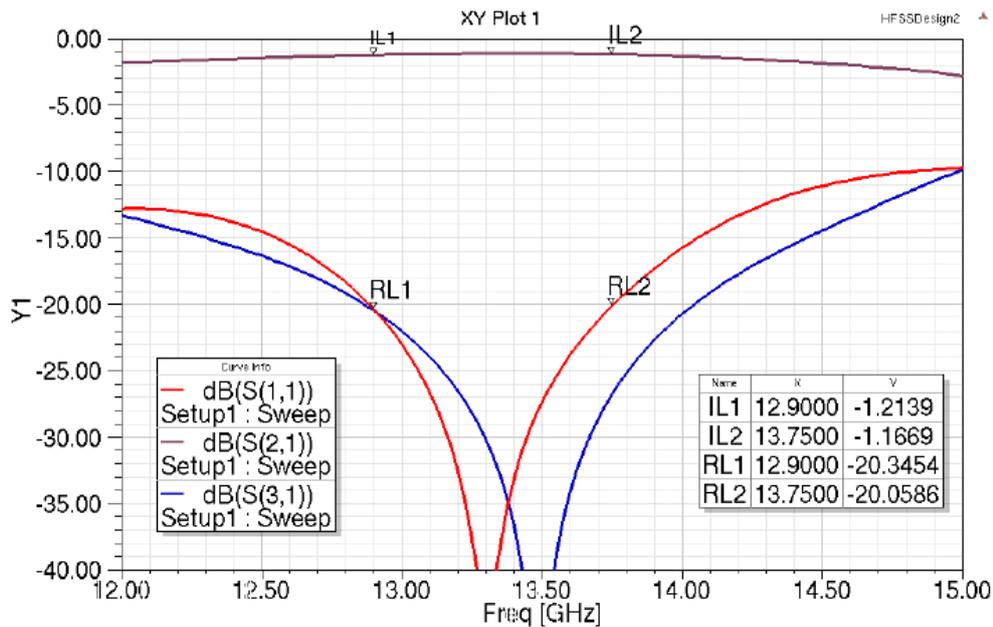


Figure III-15 : Performances simulées du circulateur en technologie microruban classique dans la bande 12-15 GHz.

Si les performances de ce circulateur répondent au cahier des charges en termes de performances, cette structure reste basée sur une technologie hybride consistant à intégrer le composite ferrimagnétique à l'image des solutions classiques à base de céramiques de ferrite. En ce sens, il ne répond pas aux attentes de compatibilité future avec des technologies de sérigraphie ou de dispensing. De ce fait, cette solution n'a pas été retenue par TAS et de nouvelles structures envisageant l'utilisation d'un composite reporté en surface ont été imaginées et sont présentées dans la partie suivante. Néanmoins, des circulateurs basés sur ce principe mais adaptés aux technologies disponibles au laboratoire ont été conçus, réalisés et caractérisés.

(b) Circulateur avec report du composite en surface

Selon notre cahier des charges, la technologie qui permettra de réaliser les circulateurs devra être compatible avec des procédés microélectroniques classiques (type sérigraphie ou dispensing) pour permettre de co-intégrer ces circulateurs avec un procédé couche mince par exemple.

Les nouveaux matériaux seront déposés à terme sur un substrat céramique de la même manière que l'on vient sérigraphier des encres sur une alumine couche épaisse. L'avantage est

évidemment un gain d'encombrement et la possibilité d'intégrer les circulateurs avec les autres composants passifs et actifs au sein des hybrides hyperfréquences.

Une première structure étudiée (figure III-16) est composée d'un multicouche alumine (254 μm d'épaisseur) / colle (100 μm d'épaisseur) / Ferri-composite (390 μm d'épaisseur). Une permittivité de 3,5 (sans pertes) a été prise en compte dans les simulations pour la colle. Les métallisations de cette structure sont situées sur deux niveaux : métallisation plein champ en face arrière et jonction Y en face avant.

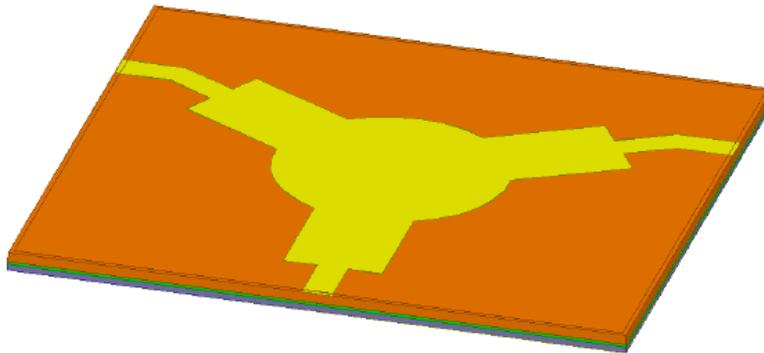


Figure III-16: Circulateur multicouche en technologie microruban (dimensions : 22.5x24.4 mm²) : alumine en bleu, colle en vert et composite en orange

L'optimisation des caractéristiques de ce circulateur à l'aide du logiciel HFSS n'a pas permis d'obtenir des performances compatibles avec le cahier des charges. En effet, les pertes d'insertions relevées en simulation sont de l'ordre de 4 dB, notamment en raison des pertes diélectriques élevées du composite.

Pour pallier à ce problème, l'idée proposée est de remonter localement le plan de masse à la surface du substrat d'alumine (Figure III-17). Pour cela, des vias métalliques sont utilisés pour connecter le plan de masse globale de la structure multicouche à un cercle métallique placé sur la surface supérieure du substrat d'alumine. Pour limiter les pertes, le composite a également été localisé au niveau de la jonction Y.

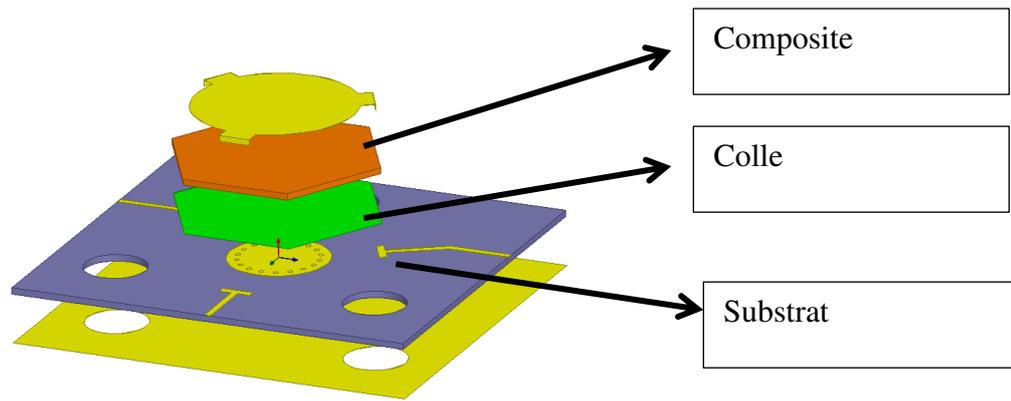


Figure III-17: Vue éclatée du circulateur multicouche en technologie microruban avec remontée du plan de masse (dimensions du substrat : 16,2x15 mm²).

Le composite est intégré sous la forme d'un hexagone régulier d'une épaisseur de 238 μm collé à la surface du substrat d'alumine. La réponse simulée (module des paramètres S) entre 12 et 15 GHz de ce circulateur est présentée sur la figure III-18. Cette structure, après optimisation, permet d'obtenir des niveaux d'adaptation et d'isolation supérieurs à 20 dB sur une large gamme de fréquences (12,74 à 15 GHz). Dans cette bande, les pertes d'insertion sont particulièrement faibles puisqu'elles n'excèdent pas 0,76 dB.

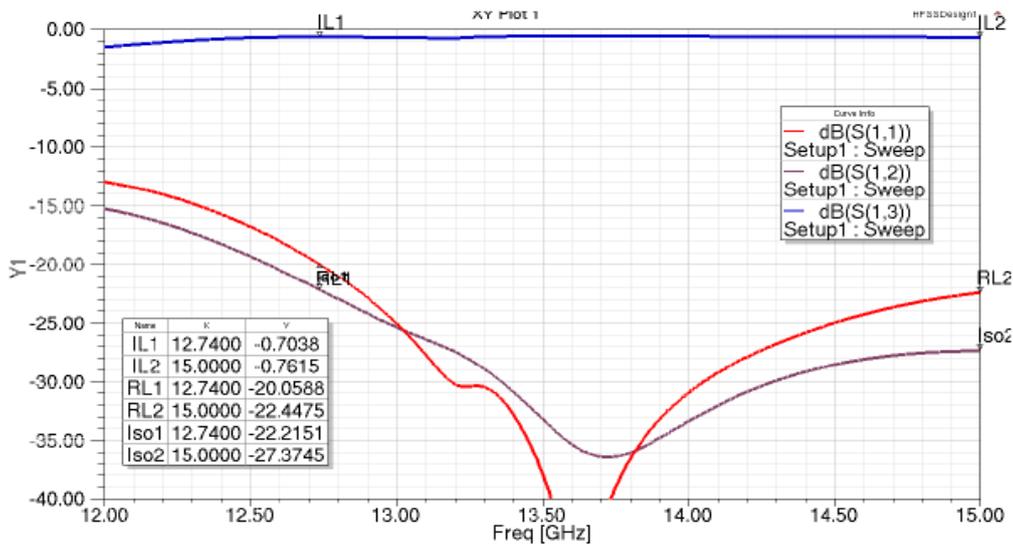


Figure III-18 : Réponse optimisée (module des paramètres S) dans la bande 12-15 GHz du circulateur en technologie microruban avec report localisé du composite en surface.

III.5 Réalisation et mesure

(a) Circulateur en technologie Microruban classique

Comme précisé, la topologie circulateur microruban classique n'a pas été retenue par TAS. De façon à pouvoir tester les performances de ce type de circulateurs, la topologie a été adaptée aux moyens technologiques disponibles au laboratoire. Le substrat de base utilisé pour la réalisation est un substrat organique (Taconic RF35) d'épaisseur 508 μm pré-métallisé sur ses deux faces. L'utilisation d'une cavité non-débouchante en face arrière permet d'intégrer la pastille de composite en conservant la couche métallique en face avant intacte. La micro-usineuse LPKF ProtoMat S103 a été utilisée à cet effet pour réaliser la cavité non débouchante.



Figure III-19: Micro-usineuse LKPF

Cette micro usineuse a été aussi utilisée pour usiner le matériau composite de rayon 2,5 mm qui sera intégré dans le substrat. La hauteur du ferricomposite a été usinée ensuite à la main avec du papier de verre pour atteindre une hauteur de 0,456 mm. Ce ferricomposite a ensuite été inséré dans la cavité non débouchante pour donner le circulateur présenté sur la figure III-20. Le plan de masse a été refermé à l'aide d'une feuille de cuivre adhésive.



Figure III-20: Circulateur en technologie microruban classique fabriqué (dimensions : 19,9x19,5 mm²).

Une mesure du dispositif a été réalisée, l'interconnexion entre l'analyseur de réseau et le circulateur est assurée par une cellule de mesure de type Wiltron Universal Test Fixture (modèle 3680V). La caractérisation du circulateur a été réalisée dans la bande 10-18 GHz. Un des trois ports de la cellule de mesure a été connecté à une charge 50 ohms de façon à mesurer le circulateur en mode isolateur. Des aimants Néodyme-Fer-Bore (NdFeB) et Samarium-Cobalt (SmCo) de différentes géométries ont été utilisés pour polariser la pastille de ferrite. La distance entre l'aimant et le circuit a été ajustée lors de la mesure pour optimiser ses performances. La figure III-21 présente la comparaison entre les paramètres S mesurés et ceux simulés du circulateur. Les dimensions du circulateur ont été réajustées lors de la simulation pour tenir compte de quelques imperfections de fabrication. Une rétro simulation a été effectuée pour évaluer les pertes magnétiques (ΔH) dont la valeur avait été choisie en se basant sur la littérature.

Un accord satisfaisant entre mesure et simulation est obtenu pour une valeur de $\Delta H = 1000$ Oe, soit des pertes très élevées par rapport à des ferrites denses de même nature. On peut noter néanmoins la présence en mesure d'une bande passante de 600MHz (13,5-14,1 GHz) dans laquelle les pertes d'insertion sont inférieures à 2,5 dB, l'isolation supérieure à 15dB et l'adaptation supérieure à 10dB. Ces performances dégradées sont probablement dues à des pertes magnétiques sous-évaluées lors des simulations initiales, mais également aux difficultés technologiques de réalisation de ces circulateurs avec les moyens limités du laboratoire.

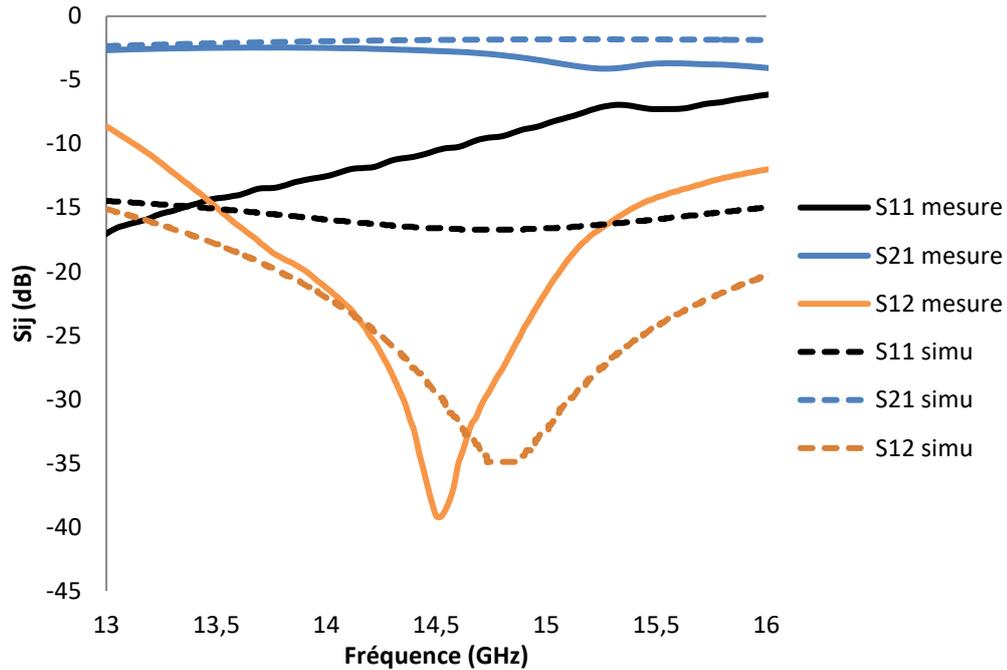


Figure III-21 : Comparaison des paramètres S mesurés et simulés du circulateur classique contenant le composite

(b) Circulateur avec report de composite en surface

La méthodologie de fabrication du nouveau circulateur est représentée schématiquement sur la figure III-22. Elle suit les étapes suivantes :

- Réalisation de la base du circulateur chez TFP (substrat d'alumine 254 μm + lignes d'accès + plan de masse intermédiaire)
- Réalisation des composites et découpe des pastilles hexagonales à l'aide d'une micro-usineuse
- Positionnement et collage de la pastille de composite à l'aide d'un masque en alumine (utilisation d'une colle cyanoacrylate)
- Usinage manuel pour diminuer l'épaisseur de la pastille de composite
- Métallisation de la pastille au travers d'un masque en alumine
- Métallisation des tranches pour assurer le contact entre les lignes d'accès et la jonction-Y

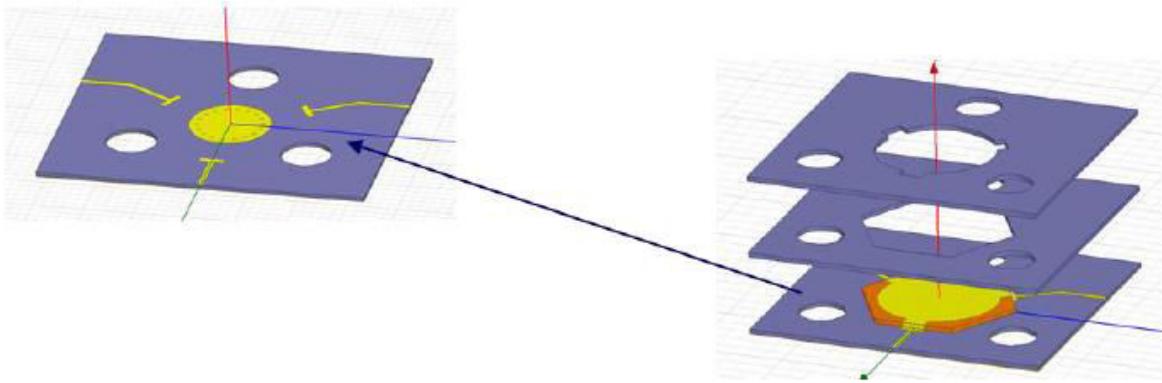


Figure III-22: Méthodologie utilisée pour la fabrication du second type de circulateur à base de composite

- La métallisation a été réalisée avec une laque d'argent au travers du masque de métallisation en alumine (figure III-3). Les tranches ont été également métallisées à la laque d'argent de manière manuelle sous binoculaire.

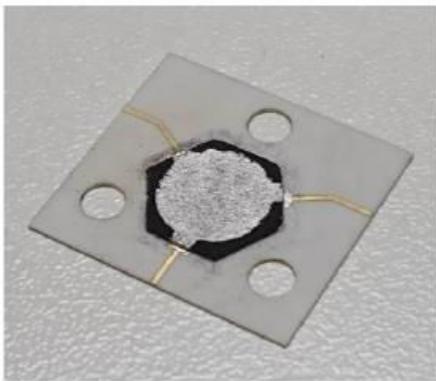


Figure III-23: Circulateur avec report en surface contenant un matériau composite

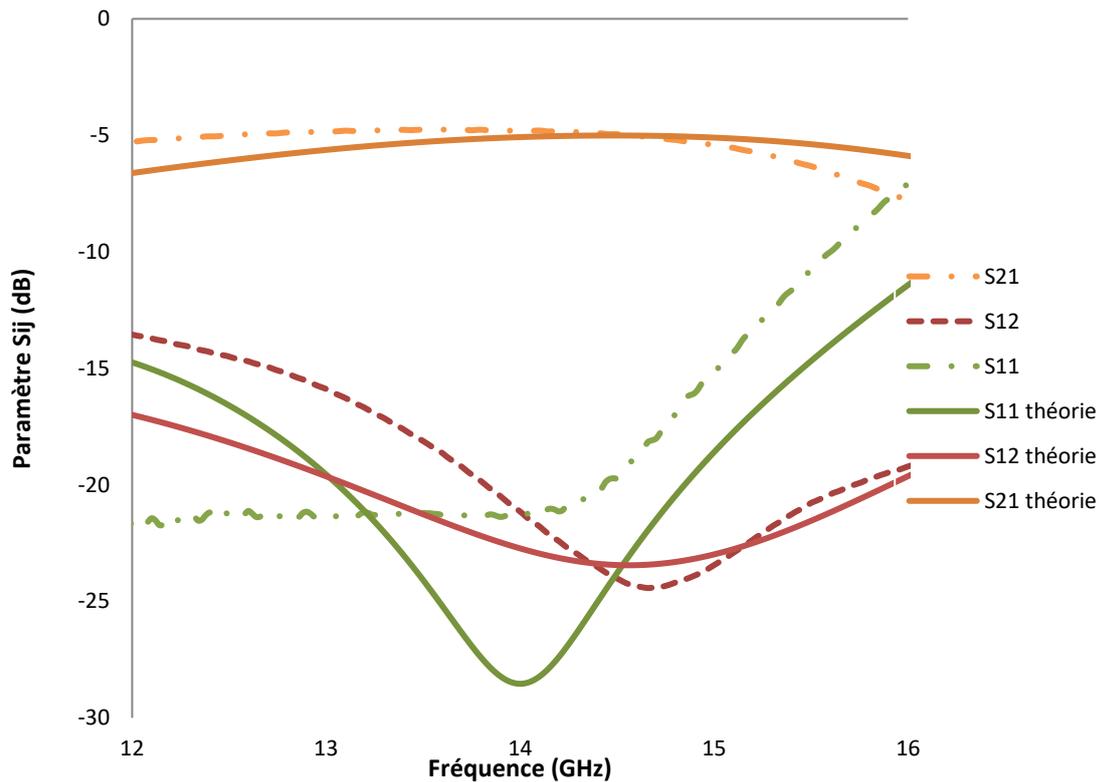


Figure III-24 : Comparaison paramètres S mesuré et simulé du circulateur avec report en surface contenant un composite

Les résultats de ce circulateur présentés à la figure II-25 présentent des pertes d'insertion plus élevées que dans la simulation (effectuée avec une valeur de $\Delta H = 50$ Oe). D'après la comparaison des rétro-simulations avec les mesures, la prise en compte d'une largeur de raie à mi-hauteur de 1000 Oe amène à une bonne concordance entre théorie et expérience. Ces rétro-simulations nous montrent aussi une influence de l'épaisseur de la colle sur les pertes d'insertions d'environ 0,3dB pour une épaisseur de colle variant de 10 à 80 μm .

Ces études ont montré l'importance de l'influence des pertes magnétiques sur les pertes d'insertions. En effet les pertes diélectriques ne jouent que très peu sur les performances du dispositif comme on peut l'observer sur la figure III- 25-a. Les pertes magnétiques ont quant à elles une influence beaucoup plus importante sur les pertes d'insertion (figure III-25-b).

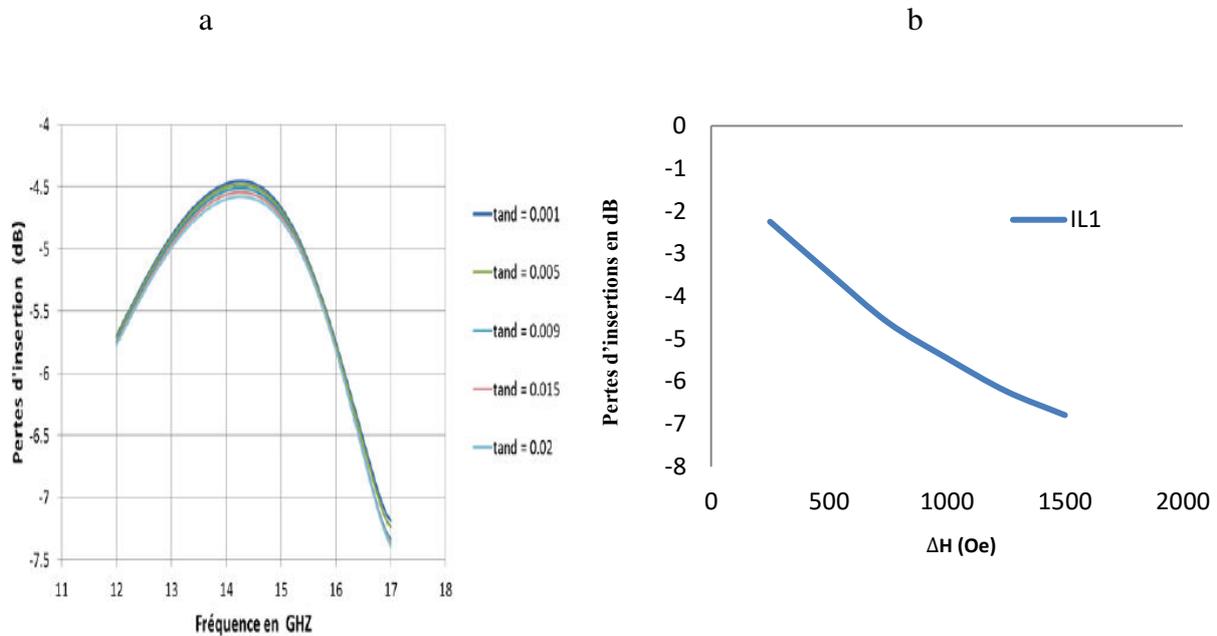


Figure III-25 : Pertes d'insertion en fonction des pertes diélectriques (à gauche) et des pertes magnétiques à 14.5 GHz (à droite)

Dans les simulations effectuées jusqu'à maintenant, la non-uniformité du champ interne dans le ferrite n'était pas prise en compte. Cependant, celle-ci peut jouer un rôle sur les performances globales du dispositif, et notamment, sur ses pertes d'insertion. Une étude magnétostatique a ainsi été réalisée afin de prendre en compte les effets de ce phénomène sur le dispositif.

(c) Etude magnétostatique

Généralement, un tesla mètre est utilisé pour mesurer le champ créé au centre de la surface d'un aimant permanent. Cette mesure permet d'obtenir uniquement une valeur approximative des champs créés par l'aimant qui sont fortement non-uniformes spatialement. Lors de la conception des dispositifs à ferrite, le concepteur fait usuellement l'approximation d'un champ uniforme. Or, il a été montré dans [III.11] que l'approximation d'un champ uniforme ne permet pas de prédire de façon rigoureuse la réponse du dispositif non réciproque à ferrite et peut engendrer une sur-estimation de la bande passante du dispositif en simulation.

Nous avons donc utilisé le logiciel de simulation Ansys Maxwell 3D pour déterminer plus précisément la variation spatiale du champ statique de polarisation interne au matériau composite. Ce logiciel permet de déterminer en tout point, l'induction créée par l'aimant permanent ainsi que le champ magnétique statique en tout point de la structure [III.12].

Il existe 3 grandes familles d'aimants permanents : les aimants AlNiCo, les aimants Samarium-Cobalt et enfin les aimants Néodyme-Fer-Bore. Ces deux dernières familles sont les plus

utilisées pour les applications que l'on vise. Les aimants sont représentés dans le logiciel par une forme géométrique à laquelle on assigne les propriétés « matériau » du fournisseur [III.13] (figure III-26).

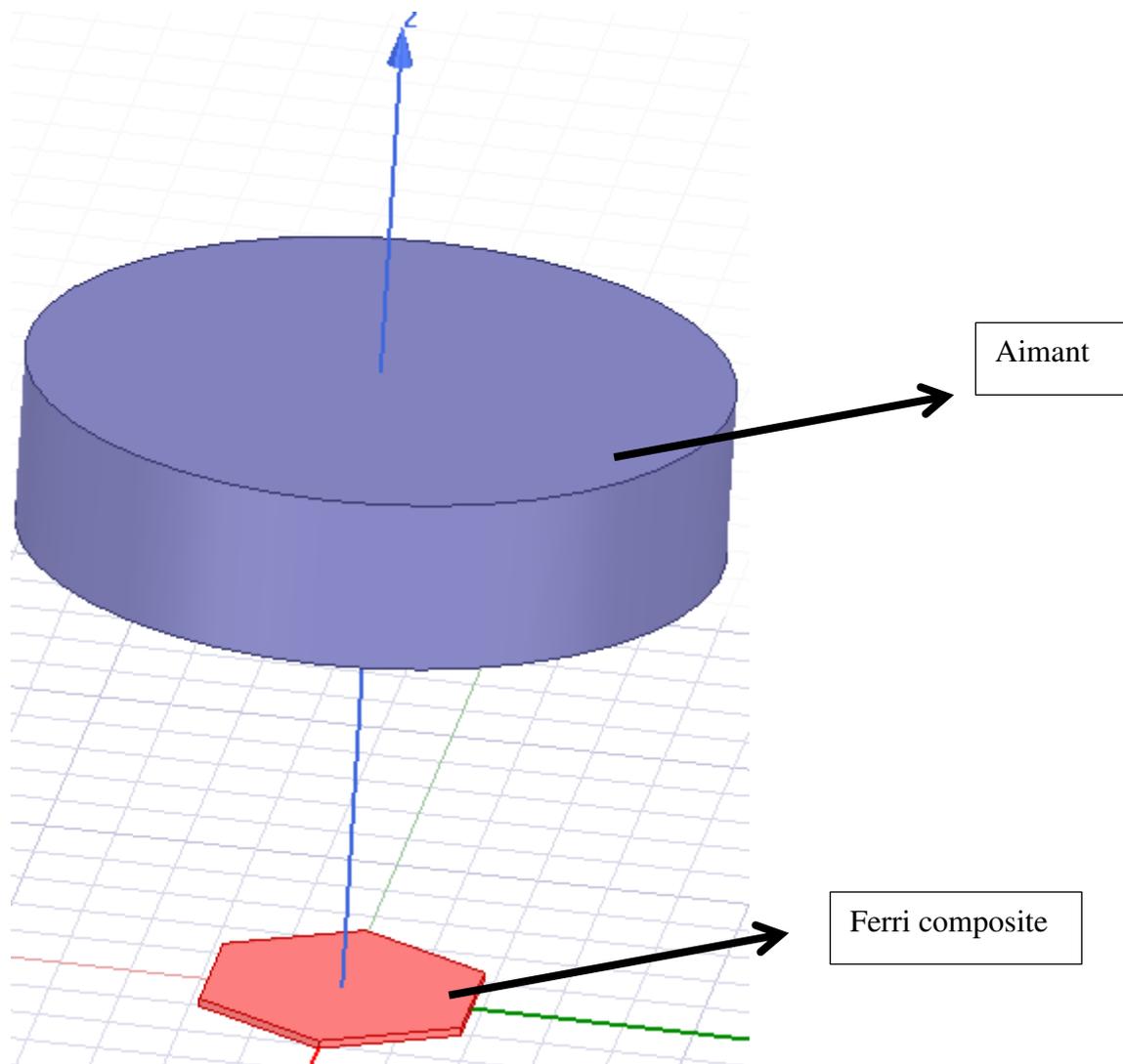


Figure III-26: Schéma de simulation magnétostatique avec un aimant néodyme fer bore D6H3

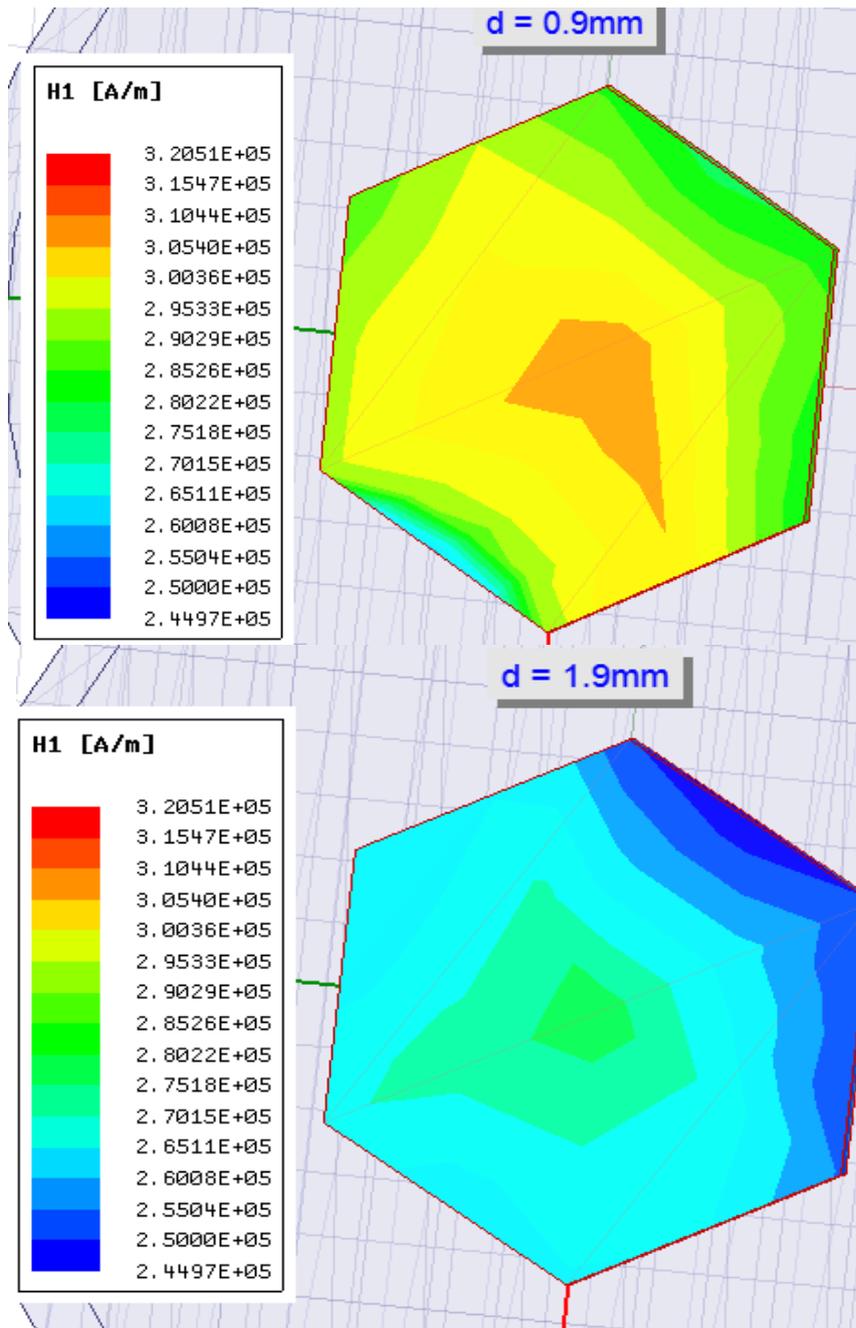


Figure III-27 : Intensité du champ statique de polarisation interne au matériau composite pour deux différentes distances de l'aimant

Les circulateurs avec un report en surface (figure III-23) ont été utilisés pour cette étude. L'intensité des champs créés par l'aimant dépend de la taille de l'aimant et de la distance avec le composite comme le montre la figure III-27. Elle met clairement en évidence la non uniformité du champ créé par l'aimant au niveau du composite même si cette non uniformité est à relativiser compte tenu de la gamme de champ restreinte des échelles figurant sur ces figures. Pour une distance élevée, la non uniformité du champ est logiquement plus importante et les intensités de champ plus faibles.

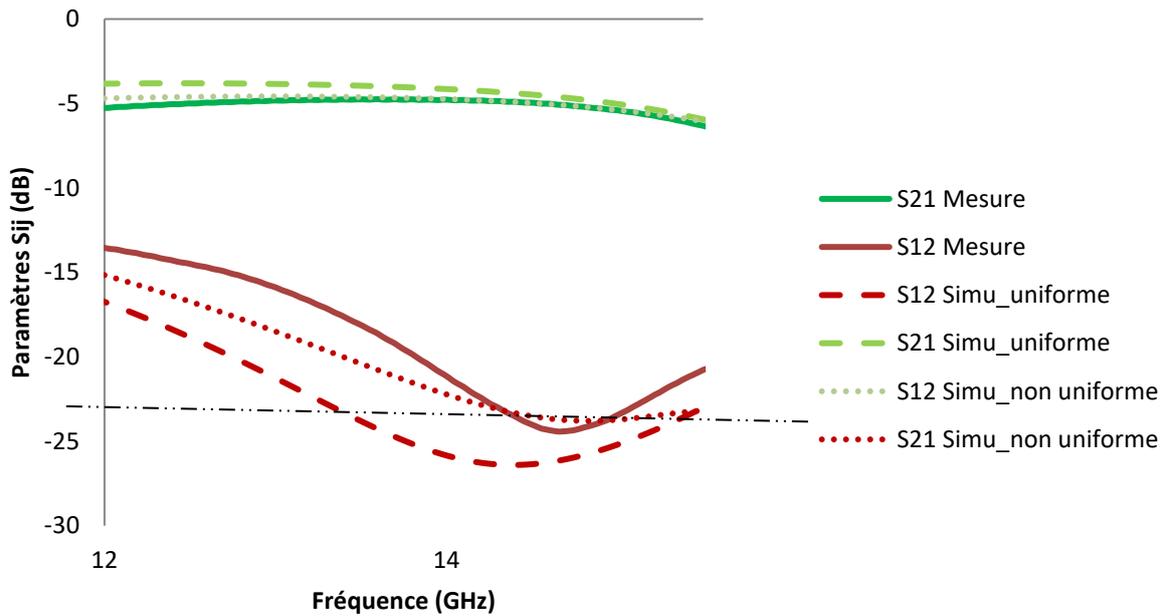


Figure III-28 : Comparaison des paramètres S du circulateur intégrant le matériau composite calculés dans le cas d'un champ de polarisation uniforme et dans le cas d'un champ non-uniforme

Dans [III.11], la prise en compte de la non-uniformité du champ statique conduit à la réduction de la bande passante qui se rapproche de celle retrouvée en mesure en bande X. Ce phénomène est également observé sur nos circulateurs bande Ku (figure III-28). En tenant compte de la non uniformité du champ, la bande passante d'isolation à -20dB et les pertes d'insertion se rapprochent légèrement des valeurs mesurées en comparaison avec une simulation prenant en compte un champ uniforme.

La prise en compte de la non-uniformité permet donc en simulation de se rapprocher de la réalité. L'impact de cette dernière sur les pertes d'insertion est néanmoins modéré, avec une différence maximale de 0,8 dB dans la bande de mesure entre une distribution uniforme de champs et une distribution non uniforme de champs, compte tenu des pertes importantes du composant.

Cette étude nous permet de conclure que les pertes magnétiques élevées des ferrites synthétisés au laboratoire et rentrant dans la constitution du composite restent pour l'heure trop élevées pour obtenir des pertes d'insertion conformes au cahier des charges fixé initialement. Une autre voie d'investigation a été étudiée pour contourner les difficultés rencontrées consistant à réaliser des composites à partir de poudres commerciales provenant de la Société EXXELIA TEMEX rentrant dans l'élaboration de ferrites denses à faibles pertes magnétiques.

III.6 Matériaux composites utilisant des poudres de ferrite commerciales

Plusieurs familles de ferrites ont été analysées et deux ont été sélectionnées pour leurs faibles pertes et pour leurs aimantations à saturation situées autour de 2388 Gauss une fois dilué, soit la valeur d'aimantation des composites élaborés à partir de poudres synthétisées au laboratoire. Les propriétés des ferrites denses élaborés à partir de ces poudres sont présentées dans le tableau suivant

Références	Ms (Gauss)	Tc ©	Geff	ΔH (Oe)	ΔH eff (Oe)	ϵ	Tan δ (10 ⁻⁴)	α	Composition
A37	3700	565	2.08	400	4	16	5	1	Li-Zn-Ti- Mn(Co)
NZ40	4000	470	2.2	200	40	13.4	5	1.7	Ni-Zn

Tableau III-3 Caractéristiques ferrites denses commerciaux retenus

La morphologie des poudres de Lithium A37 et Nickel-Zinc NZ40 a été observée au Microscope Electronique à Balayage (MEB). Ces poudres seront ensuite mélangées avec de l'époxy pour en faire des composites. Etant donnée la faible épaisseur visée pour les couches de composite, leur réalisation ne sera possible que pour des tailles de grains dont les dimensions caractéristiques sont inférieures à une dizaine de microns. Les figures III-29 et III-30 montrent des clichés MEB réalisés sur des composites intégrant des particules de ferrite de références NZ40 et A37.

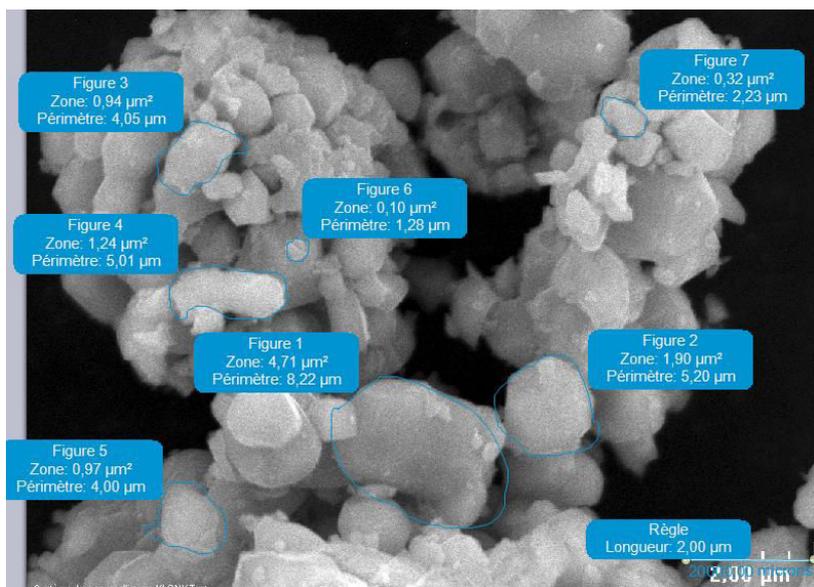


Figure III-29 : Cliché MEB du composite à base de poudres de référence NZ40

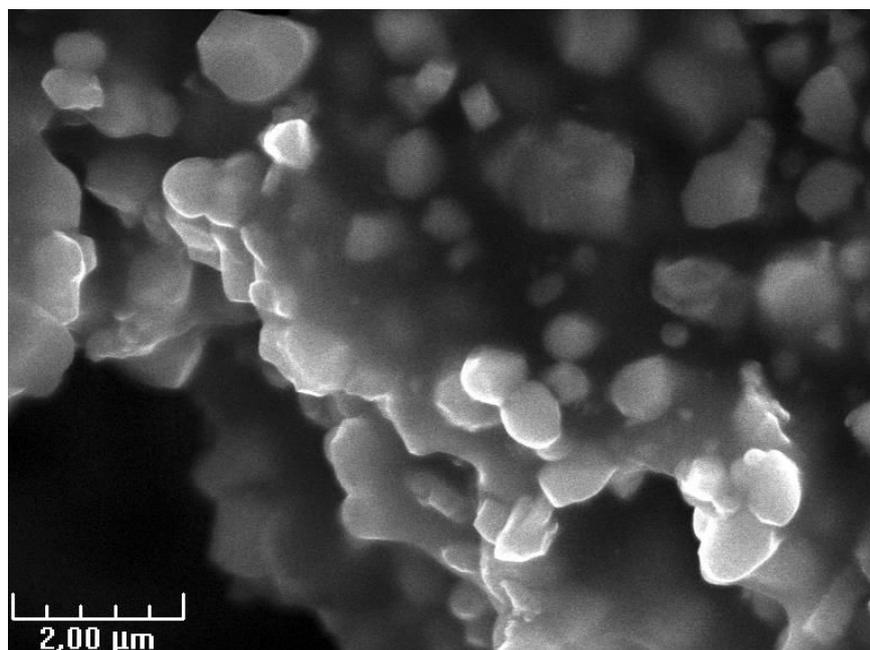


Figure III-30 : Cliché MEB du composite à base de poudres de référence A37.

D'après ces clichés, on peut remarquer que la taille moyenne des grains est de l'ordre de 1 micromètre, soit des valeurs nettement supérieures aux particules synthétisées au laboratoire

mais compatible avec la réalisation par usinage de fines plaques de composite (quelques centaines de microns).

Une mesure des spectres de perméabilité et de permittivité de ces composites a été réalisée à l'aide d'une méthode de caractérisation en ligne coaxiale. Les valeurs de permittivité et de perméabilité sont déduites des paramètres S de la ligne coaxiale mesurés à l'analyseur de réseaux. Les composites testés sont des pastilles chargées à 20%, 30% et 40% de ferrite NZ40. Une extrapolation (Lagrange) a été effectuée pour prédire la permittivité correspondant à un taux de charge allant jusqu'à 60 %. Les résultats permettent de déterminer les propriétés diélectriques et magnétiques de ces composites à de forts taux de charge, afin de déterminer en simulation le taux de charge qui donnera les meilleures performances pour ces dispositifs. Les valeurs de pertes diélectriques déterminées par calcul pour ces composites sont autour de 0.01.

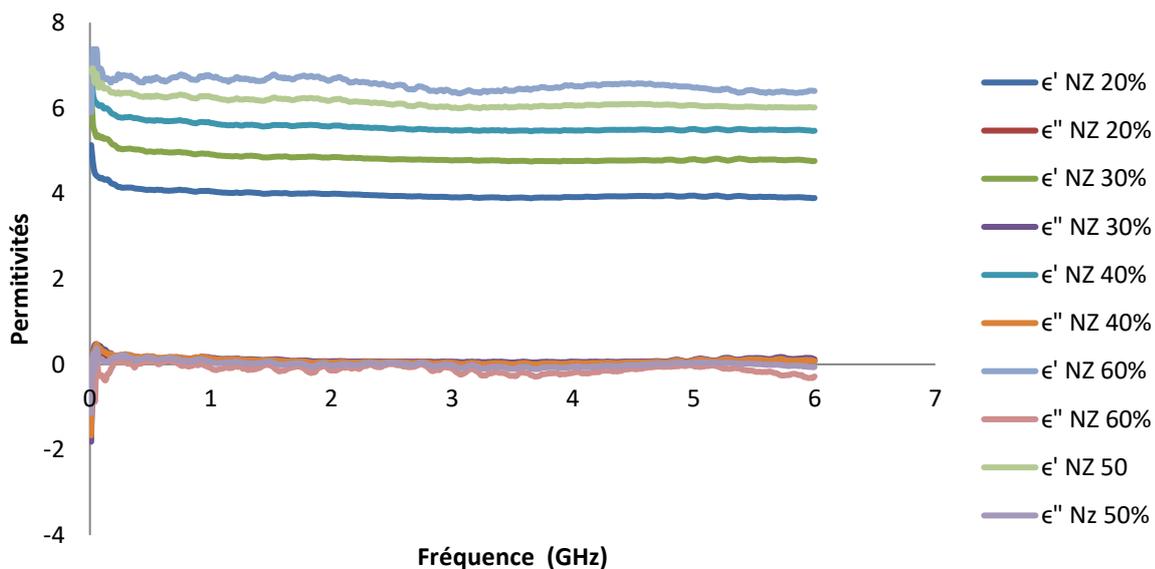


Figure III-31: Spectres mesurés des parties imaginaire et réelle de la permittivité pour différents taux de charge en particules de ferrite NZ40

Les propriétés magnétiques statiques des échantillons de composite époxy/NZ40 ont été mesurées à l'aide d'un magnétomètre à échantillon vibrant (VSM). Leurs aimantations à saturation ont été déduites des cycles d'hystérésis mesurés (figure III- 32).

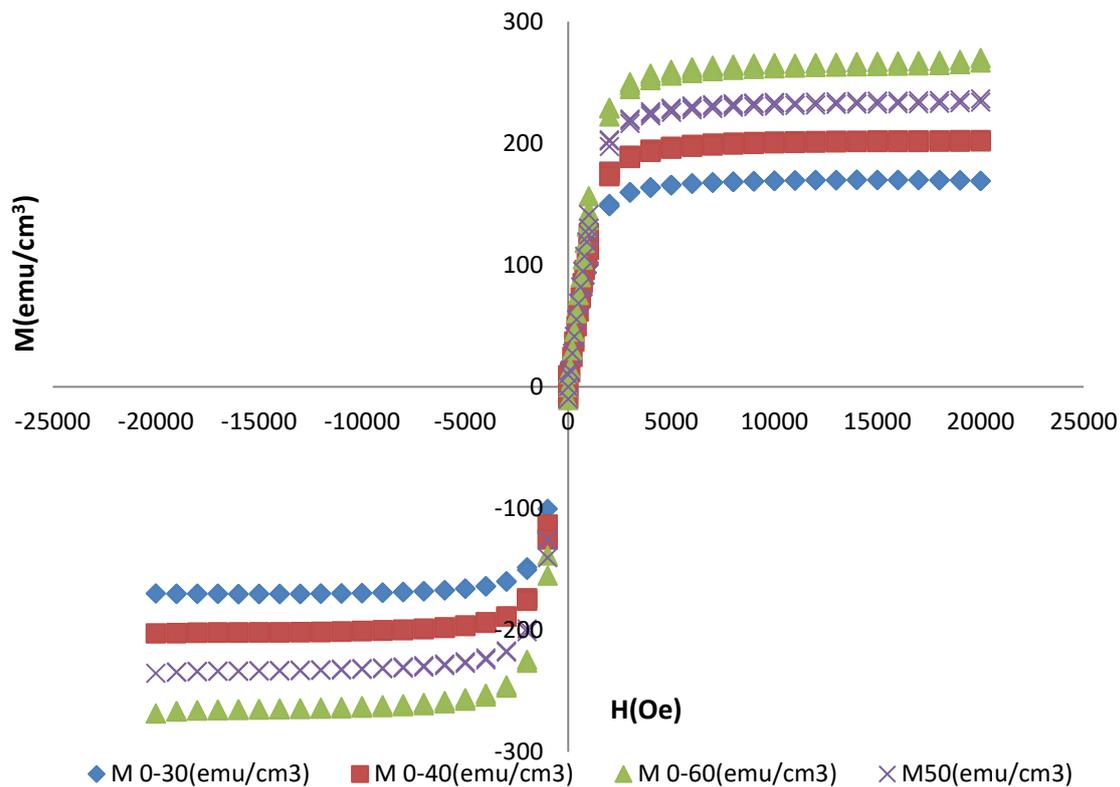


Figure III-32 : Cycles d'hystérésis des composites époxy/NZ40 pour différents taux de charge en matière magnétique.

Encore une fois, une extrapolation de l'aimantation à plus fort taux de charge a été réalisée. Cette extrapolation donne une idée du taux de charge qui permettra d'obtenir une aimantation proche de celle du composite précédemment étudié, et ainsi, de remplacer le matériau dans le circulateur sans en modifier la topologie. La détermination des pertes magnétiques du composite reste un problème. Un démonstrateur a été réalisé et les rétro-simulations permettront de déterminer cette valeur.

III.7 Circulateur intégrant le nouveau matériau composite

Le circulateur précédent (figure III-20) a été réutilisé pour tester ces nouveaux composites. Pour conserver des dimensions identiques du circulateur, il était nécessaire que l'aimantation de ce nouveau composite soit la plus proche possible du précédent composite ($M_s=2388$ G). D'après la figure III-33 à un taux de charge de 30%, l'aimantation à saturation est de 2123 G pour les ferri-composites de Nickel-Zinc (1963 G pour les ferri-composites de Lithium). A un taux de charge de 40% on obtient une aimantation de 2500 Gauss pour les composites à base de ferrites de Nickel-Zinc (2312 Gauss pour les composites à base de ferrite de Lithium).

Les composites chargés à 40% semblent être les plus adaptés pour être insérés dans le circulateur de la figure III-20 car ils présentent pour les deux références sélectionnées des aimantations à saturation et une permittivité proche de celles de l'ancien composite étudié.

Les deux composites intégrant des ferrites de Lithium et de Nickel-Zinc ont été ainsi insérés dans le circulateur. Des mesures ont été réalisées à l'aide de la cellule de mesure Wiltron et les composites ont été polarisés à l'aide d'aimants néodyme-fer-bore. Les résultats de mesures sont présentés sur la figure suivante.

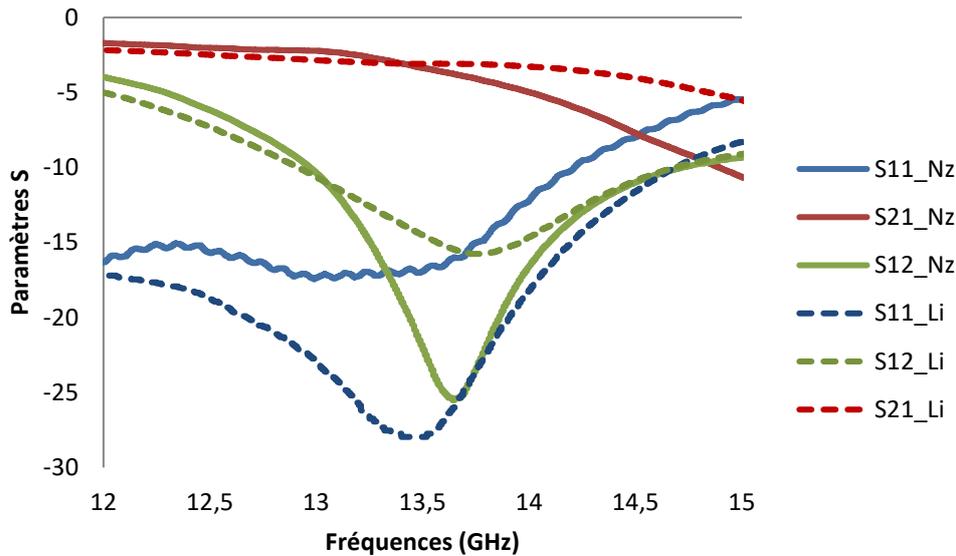


Figure III-33: Comparaison des paramètres S mesurés du circulateur intégrant les composites époxy/NZ40 et époxy/A37

Les pertes minimales pour ces deux composites sont autour de 2,2 dB. Pour le matériau composite époxy/A37, on peut observer une bande passante à -15 dB de 400MHz dans laquelle les pertes n'excèdent pas 3,4 dB. Une bande passante à -20dB de 380 MHz peut être observée pour le matériau composite de époxy/NZ40 mais les pertes d'insertion augmentent rapidement avec la fréquence.

Des rétro-simulations ont été réalisées en faisant varier le facteur de forme des matériaux et aussi les dimensions du circulateur. Ces rétro-simulations permettent d'obtenir de meilleures pertes d'insertion autour de 2.1 dB dans une bande passante à -20 dB de 400 GHz.

D'une manière générale, ces nouveaux composites basés sur l'utilisation de poudres de ferrite commerciales ne permettent pas d'améliorer significativement les performances de ce type de circulateurs.

Les différentes réalisations de circulateurs ont montré qu'il était possible d'obtenir un comportement non-réciproque en bande Ku en utilisant des composites magnétiques constitués d'un mélange de nanopoudres de ferrite NiZnCo et d'époxy.

Néanmoins, les performances des dispositifs réalisés semblent montrer que les pertes magnétiques de ces matériaux ne permettent pas d'obtenir des pertes d'insertion en accord avec le cahier des charges fixé au démarrage de l'étude. Une solution alternative consistait à utiliser des poudres de ferrites commerciaux pour réaliser des composites. Cette dernière solution présente aussi de pertes d'insertion trop élevées de l'ordre de 2,2 dB. Une étude magnétostatique a été réalisée pour prendre en compte dans la simulation la non-uniformité du champ créé par l'aimant permanent. Cette méthodologie de simulation permet d'améliorer l'accord entre simulations et mesures mais l'inhomogénéité du champ interne dans le composite ne joue qu'un rôle mineur dans le cas de nos circulateurs.

Cette étude qui consistait à développer des circulateurs faible coût à l'aide des composites pour améliorer leur compatibilité avec des procédés standards de fabrication, avec des performances dégradées par rapport à des circulateurs utilisant des ferrites denses mais restant compatible avec des applications réelles, n'a pas donné de résultats satisfaisants. Cette limitation est principalement due aux fortes pertes magnétiques intrinsèques des composites.

Ainsi, une autre voie de recherche a ensuite été explorée dans cette thèse pour réaliser des circulateurs intégrés. Cette solution technologique consiste à utiliser des matériaux durs pré-orientés permettant de s'affranchir de l'aimant permanent. Les résultats sur ce sujet, présentés dans le prochain chapitre, s'appuieront sur des résultats préliminaires obtenus dans le cadre du projet Euripides MM-WIN.

REFERENCE CHAPITRE 3

[III.1] **E. SALAHUN, G. TANNE, P. QUEFFELEC, P. GELIN, A-L. ADENOT, O. ACHER,** "FERROMAGNETIC COMPOSITE-BASED AND MAGNETICALLY-TUNABLE MICROWAVE DEVICES", 2002 IEEE MTT

[III.2] **L. PIRAUX, A. ENCINAS, L. VILA, S. MATEFI-TEMPFLI, M. MATEFI-TEMPFLI, M. DARQUES, F. ELHOSSINE ET S. MICHOTTE,** "MAGNETIC AND SUPERCONDUCTING NANOWIRES", JOURNAL OF NANOSCIENCE AND NANOTECHNOLOGY, 5:372-389(18), MARCH 2005.

[III.3] **A. SAIB, M. DARQUES, L. PIRAUX, D. VANHOENACKER-JANVIER, ET I. HUYNEN,** "AN UNBIASED INTEGRATED MICROSTRIP CIRCULATOR BASED ON MAGNETIC NANOWIRED SUBSTRATE," MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, IEEE TRANSACTIONS ON, VOL. 53, JUN. 2005, P.2043 - 2049

[III.4] **J.F. ALLAEYS,** "PROPRIETES ELECTROMAGNETIQUES DE NANOFILS METALLIQUES MAGNETIQUES ORIENTES: EFFETS NON RECIPROQUES," UNIVERSITE PARIS-SUD 11, 2007.

[III.5] **A. CHEVALIER,** "ETUDE EXPERIMENTALE, ELABORATION ET MODELISATION DE MATERIAUX COMPOSITES A BASE DE POUDRES MAGNETIQUES DOUCES," THESE DE DOCTORAT, UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE, NO. 601, 1998.

[III.6] **STEPHANE MALLEGOL,** "CARACTERISATION ET APPLICATION DE MATERIAUX COMPOSITES NANOSTRUCTURES A LA REALISATION DE DISPOSITIFS HYPERFREQUENCES NON RECIPROQUES. AUTRE", THESE DE DOCTORAT, UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE -BREST, 2003. FRANÇAIS. <TEL-00004319>

[III.7] **ALEXIS CHEVALIER, JEAN-LUC MATTEI, MARCEL LE FLOC'H,** " PROPRIETES HYPERFREQUENCES DE MATERIAUX COMPOSITES A BASE DE POUDRES DE FERRITES DOUX", JCOMM 1998 : 5EMES JOURNEES DE CARACTERISATION MICROONDE ET MATERIAUX, MAY 1998, LE TOUQUET, FRANCE. 1998. <HAL-00487252>

[III.8] **CHARLES CYR,** "MODELISATION ET CARACTERISATION DES MATERIAUX MAGNETIQUES COMPOSITES DOUX UTILISES DANS LES MACHINES ELECTRIQUES ", THESE DE DOCTORAT, UNIVERSITE DE LAVAL (QUEBEC) ET ECOLE NATIONAL SUPERIEUR D'ART ET METIERS LILLE, JUILLET 2017

[III.9] **H. MONTIEL, G. ALVAREZ,** "DETECTION OF MAGNETIC TRANSITIONS BY MEANS OF FERROMAGNETIC RESONANCE AND MICROWAVE ABSORPTION TECHNIQUES ", ORHAN YALÇIN (ED.), FERROMAGNETIC RESONANCE-THEORY AND APPLICATIONS, INTECH, RIJEKA, CROATIA (2013)

[III.10] **V. LAUR, J.L. MATTEI, P. QUEFFELEC,** "CONCEPTION ET REALISATION D'UN CIRCULATEUR EN TECHNOLOGIE SIW A BASE DE NANOCOMPOSITES FERRIMAGNETIQUES", JOURNEES NATIONALES MICROONDES, BORDEAUX, JUIN 2015

[III.11] **A. GUENNOU,** "ETUDE MAGNETOSTATIQUE ET ELECTROMAGNETIQUE DE

CIRCULATEURS MINIATURES POUR LES MODULES ACTIFS EMISSION/RECEPTION DES SYSTEMES DE TELECOMMUNICATIONS.,” UNIVERSITE DEBRETAGNE OCCIDENTALE, 2007.

[III.12] MAXWELL 3.D, ANSOFT, 2003, [HTTP://WWW.ANSOFT.COM](http://www.ansoft.com)

[III.13] PRODUITS COMMERCIALISES PAR MAGSY. SUR L’ADRESSE INTERNET SUIVANTE : [HTTP://WWW.MAGSY.FR/25769-AIMANT-SAMARIUM-COBALT-SMCO](http://www.magsy.fr/25769-AIMANT-SAMARIUM-COBALT-SMCO)

*[III.14] **A.LE GOUELLEC**,”MODELISATION DE DEPHASEURS FERRITE HYPERFREQUENCES A DOUBLE TOROÏDE” UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE, 2014.*

IV CHAPITRE 4 : CIRCULATEURS ET ISOLATEURS
BASÉS SUR L'UTILISATION DE FERRITES DUR
PRÉ-ORIENTÉS

Les circulateurs réalisés dans le chapitre précédent à base de composites doux ont montré que cette technologie ne permettait pas pour l'heure d'obtenir des résultats satisfaisants tant au niveau des performances (notamment pertes d'insertion) que de l'encombrement (autour de $16 \times 16 \text{ mm}^2$ dans le plan). Par ailleurs, en ajoutant les aimants de polarisation, on peut atteindre une hauteur totale de 2.25 mm à 5.75 mm alors que l'épaisseur du ferrite reste toujours inférieure à 1 mm.

Une meilleure intégration de ces dispositifs à ferrite pourrait passer par une diminution des dimensions de ces aimants. Dans cette perspective, les ferrites durs ou, plus précisément hexaferrites pré-orientés, peuvent s'avérer très intéressants puisqu'ils peuvent permettre de s'affranchir de l'utilisation des aimants. Ces circulateurs, appelés circulateurs auto-polarisés, nécessitent l'utilisation d'hexaferrites pré-orientés tels que les hexaferrites de baryum ou de strontium également utilisés en tant qu'aimant. Les procédés de fabrication de ces céramiques permettent d'obtenir des ferrites dont les particules sont orientées durant la synthèse et qui, associée à la présence d'un axe unique de facile aimantation dans ces matériaux, permet ainsi de conserver une forte aimantation sans appliquer de champ magnétique externe (aimantation rémanente).

Depuis les années 90, certaines études ont exploré les applications potentielles de ces matériaux à la conception et à la réalisation de circulateurs auto-polarisés. Quelques-uns de ces circulateurs présentés dans le chapitre 2 étaient principalement basés sur l'utilisation d'hexaferrites de strontium et ont conduit à la réalisation de circulateurs en bandes Ku à Ka [IV.1] - [IV.7]. Les performances de ces dispositifs sont souvent limitées par une bande passante trop faible, notamment à basses fréquences, ou des pertes d'insertion trop élevées lorsque la fréquence de travail s'approche de la fréquence de résonance naturelle du matériau située légèrement au-dessus de 40 GHz pour un hexaferrite de strontium pur.

L'utilisation de substitutions pour changer ou améliorer les propriétés des hexaferrites ainsi que des procédés simples pour obtenir des ferrites compacts et très fortement orientés seront développés dans ce chapitre. Les hexaferrites, fournis par Thales Research & Technology, seront utilisés pour la fabrication de circulateurs et d'isolateurs en technologie guide d'onde et microruban. Ces matériaux sont adaptés à la réalisation de circulateurs en bande millimétrique. Ainsi, un nouveau cahier des charges visant à réaliser des isolateurs en bande Q (40 GHz) et Ka (30 GHz) a été fourni par Thales Alenia Space. Cette bande de fréquences où les applications satellitaires sont nombreuses présente un intérêt fort pour la réalisation de circulateurs intégrés facilement insérables au sein de chaînes RF.

IV.1 Circulateur et isolateur à base d'hexaferrite de strontium

(a) Hexaferrites de strontium substitués

L'hexaferrite de strontium est le matériau le plus utilisé pour la fabrication de circulateurs auto-polarisés dans la littérature [IV.5] - [IV.8]. Il a permis la réalisation de circulateurs auto-polarisés jusqu'à 30 GHz présentant des performances suffisantes pour envisager des applications industrielles.

Certaines démonstrations expérimentales autour de 40 GHz ont également été réalisées. Cependant, les performances à cette fréquence sont légèrement dégradées en raison de la proximité de la fréquence de travail (sans champ magnétique appliqué) avec la fréquence de résonance gyromagnétique (FMR). Pour atteindre une fréquence de travail de 40 GHz, deux solutions peuvent être considérées : appliquer un champ magnétique externe pour déplacer la FMR à des fréquences plus élevées ou utiliser des matériaux avec de forts champs d'anisotropie. Les substitutions au lanthane et au cobalt donnent la possibilité d'augmenter le champ d'anisotropie des hexaferrites de strontium. La voie de préparation est basée sur le processus conventionnel de fabrication de céramique. Tout d'abord, la poudre avec la composition ciblée est préparée à partir de matières premières SrCO_3 , La_2O_3 et Co_3O_4 en utilisant une réaction à l'état solide. Ensuite, la poudre d'hexaferrite est orientée magnétiquement et pressée avant le frittage.

Une étude précédente, durant laquelle ont été analysées les propriétés de trois matériaux (un hexaferrite de strontium pur et deux hexaferrites de strontium substitués) [IV.9] - [IV.10], nous a permis de sélectionner une composition pour nos applications. Ce matériau substitué au lanthane-cobalt fourni par nos collègues de Thales Research & Technology présente des pertes diélectriques et magnétiques et un rapport aimantation rémanente sur aimantation à saturation particulièrement intéressants pour la conception de composants auto-polarisés. La figure IV-1 compare les cycles d'hystérésis mesurés d'un petit disque (facteur de forme = 0,23) et d'une plaque (facteur de forme = 0,04) pour ce matériau. Il convient de noter une légère inclinaison du cycle d'hystérésis dans le cas d'une plaque plane d'hexaferrite. Cette inclinaison du cycle, et la baisse de l'aimantation rémanente associée, peuvent être attribués au champ démagnétisant plus élevé dans le cas d'une plaquette car inversement proportionnel au facteur de forme.

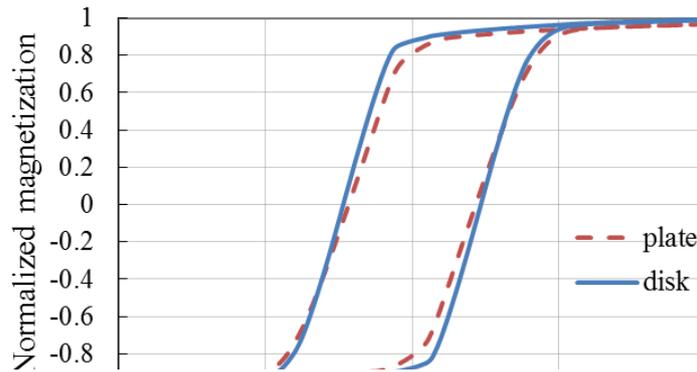


Figure IV-1: Comparaison des cycles d'hystérésis $M(H)$ mesurés pour un disque et une plaque d'hexaferrite de strontium substitué

Ce ferrite présente un champ d'anisotropie H_k élevée, une forte aimantation à saturation $M_s = 4140$ G et un rapport aimantation rémanente et à saturation M_r / M_s élevé. Une valeur de $M_r / M_s = 0,88$ a été mesurée sur un petit cylindre ayant un facteur de forme de 0,23 (épaisseur divisée par le diamètre). Cette valeur décroît à 0,83 dans le cas d'une plaquette ayant un facteur de forme égal à 0,04. Il est à noter que le champ coercitif H_c est supérieur à 4300 Oe ce qui permet d'assurer une bonne stabilité de l'état d'aimantation. Ces propriétés sont entièrement compatibles avec la réalisation d'un circulateur ou d'un isolateur auto-polarisé autour de 40 GHz.

M_s (G)	H_k (kOe)	M_r/M_s	ΔH (Oe)	ϵ_r
4140	19.75	0.83	400	21

Tableau IV-1: Propriétés de l'hexaferrite sélectionné

(b) Isolateur à déplacement de champs

L'objectif de Thales Alenia Space et du CNES, qui ont financé cette thèse, est de remplacer des coupleurs, composants intégrés pour résoudre des problèmes d'adaptation d'impédance, dans leur chaîne de communication par des isolateurs miniatures afin de gagner en taille. Dans le chapitre 3, des circulateurs à jonction-Y ont été réalisés. Une des solutions les plus communes pour réaliser un isolateur consiste à relier un des ports du circulateur à une charge adaptée. Cependant, d'autres structures permettent de réaliser ces composants tels que les isolateurs à la résonance ou les isolateurs à déplacement de champ. Cette voie pouvant amener à des composants plus compacts a été étudiée dans un premier temps.

Le principe de fonctionnement de ces isolateurs a été expliqué dans le chapitre II. Deux topologies présentées dans les figures suivantes ont été testées.

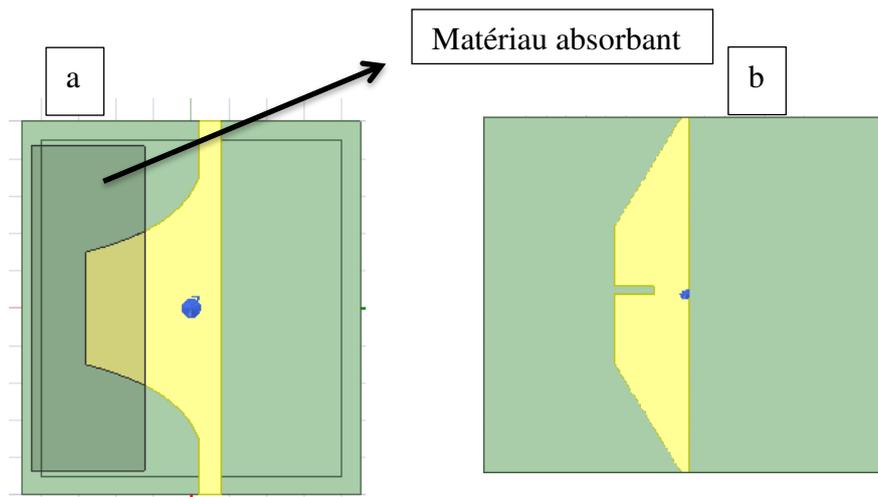


Figure IV-2: Deux différentes topologies d'isolateur à déplacement de champ [IV.14]. (Figure IV.2-a topologie 1 et figure IV.2-b topologie 2)

Les figures IV-2 montrent les topologies ayant été étudiées. La première est celle qui est utilisée habituellement pour la réalisation d'isolateurs à déplacement de champ. Elle est constituée d'une ligne à élargissement progressif asymétrique sous laquelle est placé, uniquement d'un côté, un matériau absorbant. La deuxième topologie, alternative à l'emploi d'un matériau absorbant, est constituée d'une fente qui agit comme un court-circuit ouvert et autorise un confinement non réciproque de l'énergie électromagnétique sous les arêtes du ruban conducteur. Les premières simulations ont été réalisées pour un fonctionnement autour de 40 GHz et les résultats n'étaient pas concluants. En effet, il est notifié dans la littérature que, pour que le mode dominant soit propagé (mode guidé en bordure), il est nécessaire que $\kappa > \mu$. Dans notre cas, il est nécessaire de travailler au-dessus de la résonance pour avoir ce mode dominant ; les résultats de simulation de ces deux structures autour de 65 GHz sont présentés sur la figure IV-3.

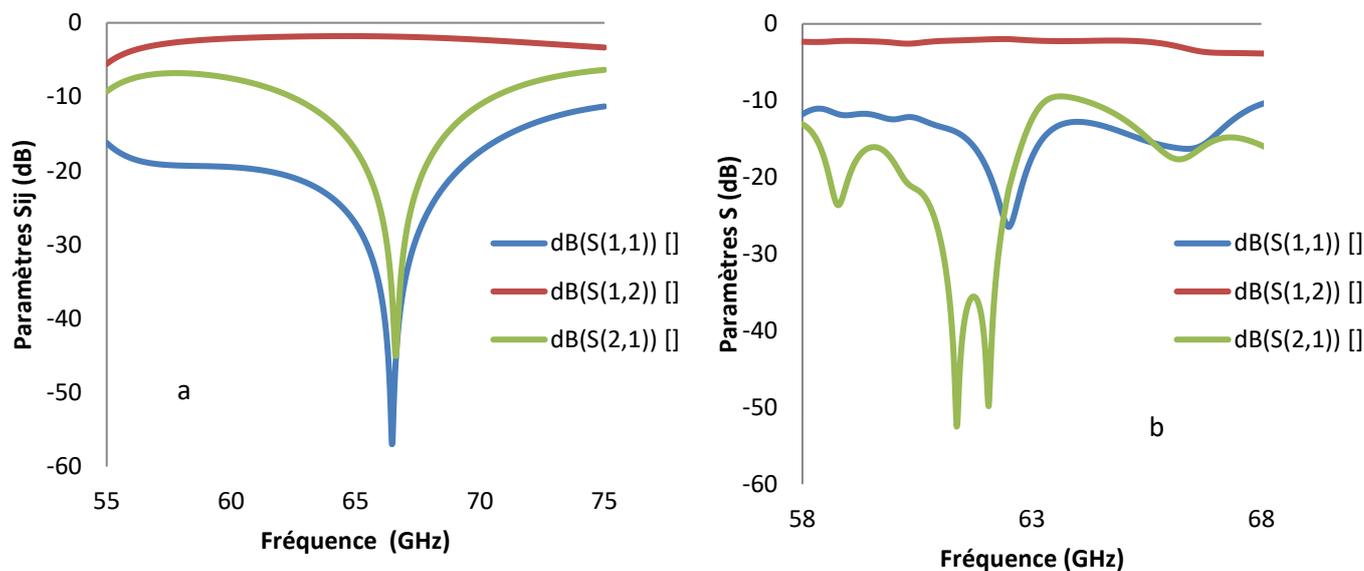


Figure IV-3 : Paramètres S d'isolateurs à déplacement de champ (a) avec un matériau absorbant /topologie1 et(b) avec fente / topologie 2

Ces deux topologies présentent des résultats assez similaires avec une bande passante d'environ 2,2 GHz à -20 dB et des pertes d'insertion autour de 2dB. Néanmoins, la bande de fréquences dans laquelle elles peuvent être utilisées étant limitée à des fréquences très élevées, elles ont été rapidement abandonnées.

Dans notre cas, pour travailler à 30GHz ou 40 GHz avec des isolateurs à déplacement de champs et espérer de bonnes performances, il faudrait diminuer le champ d'anisotropie de telle sorte à abaisser la résonance sous la fréquence de fonctionnement.

Prenons l'exemple d'un matériau ayant les mêmes propriétés que l'AlNiCo mais qui ne soit pas conducteur. Son champ d'anisotropie faible de l'ordre de 5000 Oe et son aimantation à saturation autour de 5000 G sont adaptés à la conception d'un isolateur à déplacement de champs en bande Ka ou Q. Avec ces propriétés, on pourrait espérer concevoir un isolateur à déplacement de champs avec une bande passante d'environ 10 GHz en bande Ka (soit 26.3% de bande passante relative) et des pertes d'insertion inférieures à 2 dB dans la bande passante. Il est possible par substitution d'abaisser le champ d'anisotropie d'hexaferrites de strontium ou de baryum. Néanmoins, une division par 4 du champ d'anisotropie tout en conservant des propriétés compatibles avec la réalisation de composants hyperfréquences ne semblent pas

réalistes et il semble donc difficile de réaliser un isolateur à déplacement de champs efficace à partir de ces matériaux en bande Ka ou Q.

Les résultats obtenus à 65 GHz (figure IV-3) peuvent néanmoins intéresser les fabricants de radar millimétrique, et notamment de radar de détection automobile. Dans notre projet, les bandes de fréquence spécifiées sont les bandes Q et Ka. Ainsi pour travailler à ces fréquences, nous allons avoir recours à d'autres types d'isolateurs basés sur l'utilisation de circulateurs à jonction-Y.

(c) Circulateur basé sur l'utilisation de strontium substitué

(i) Circulateur en bande Q

La solution consistant à utiliser des hexaferrites pré-orientés pour concevoir un isolateur à déplacement de champ étant limitée à des fréquences supérieures à 60 GHz, nous nous sommes naturellement orientés vers une topologie plus classique, à savoir un circulateur à jonction-Y chargé sur un de ses accès. Le logiciel Ansys HFSS a été utilisé pour concevoir un circulateur en technologie planaire. Ce travail fait suite à des démonstrations en guide d'onde rectangulaire, réalisées dans le cadre du projet européen Euripides MM-WIN, qui ont permis de mettre en évidence le fort potentiel de ces matériaux.

Le dispositif est constitué d'un substrat en ferrite de 0,1 mm x 2,5 mm x 2,5 mm avec une jonction Y en technologie microruban. Dans le cas d'un hexaferrite bien orienté (suivant l'axe z perpendiculaire au plan du substrat), il a été démontré dans [IV9] - [IV10] que le modèle de Polder, intégré au logiciel HFSS, peut être utilisé pour prédire les propriétés micro-ondes de ces matériaux (i.e. la perméabilité tensorielle). La théorie de Bosma, détaillée dans le chapitre 2, a été utilisée pour calculer le diamètre du résonateur cylindrique et la largeur des lignes d'alimentation pour une fréquence de travail à 38 GHz. Dans le cas d'un circulateur auto-polarisé, aucun champ externe n'est appliqué sur le ferrite. Le champ interne pris en compte pour la modélisation dépend alors du champ d'anisotropie mais aussi du champ démagnétisant lié à la forme de la plaquette :

$$H_{int} = H_k - N_z \times M_r \quad (IV.1)$$

où H_{int} est le champ interne dans la ferrite, H_k le champ d'anisotropie, N_z le coefficient démagnétisant suivant l'axe z et M_r l'aimantation rémanente.

Ensuite, des lignes quart d'onde ont été ajoutées dans la conception et des optimisations ont été effectuées afin d'améliorer les performances globales du composant (adaptation, pertes d'insertion, isolation et bande passante).

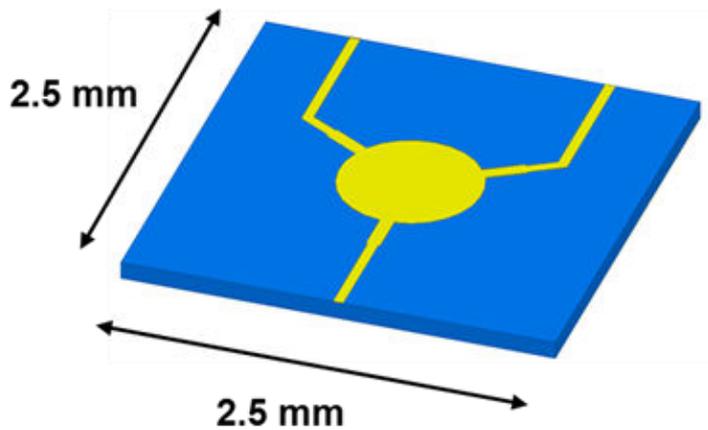


Figure IV-4 : Topologie du circulateur planaire en bande Q

Les paramètres S simulés du circulateur optimisé sont représentés sur la figure IV-5. Le circulateur présente des pertes d'insertion minimales de 1,13 dB à 37,8 GHz. L'isolation et l'adaptation sont inférieures à -15 dB entre 36,7 GHz et 39,6 GHz, ce qui donne une bande passante relative $RBW = 7,7\%$.

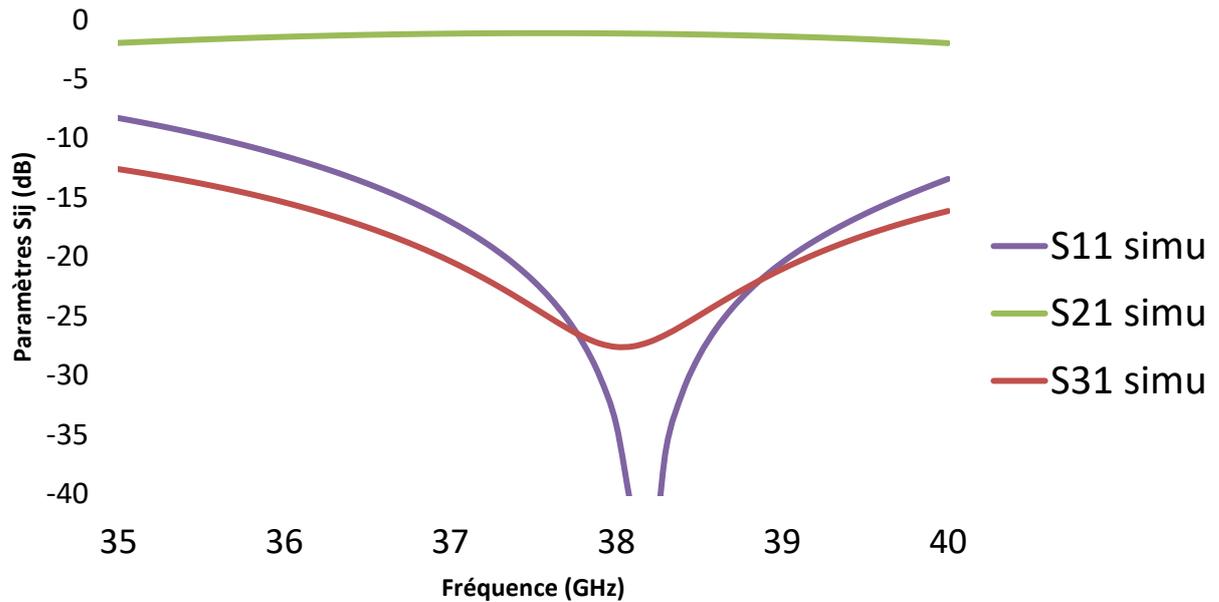


Figure IV-5: Paramètres S simulés du circulateur en bande Q

Le dispositif présenté sur la figure IV-4 a été réalisé. Des plaques de ferrite ont été usinées et polies sur les deux faces. Ensuite, un procédé de métallisation standard (couche mince) a été utilisé pour réaliser les motifs métalliques. Ce composant a été aimanté à l'aide d'un électro-aimant avant la mesure de façon à placer le ferrite dans son état de rémanence sur le cycle majeur. Le circulateur a été conçu pour être mesuré avec des pointes microruban dédiées disponibles chez Thales Alenia Space. Les caractérisations ont été effectuées avec une station sous pointes à température ambiante, mais aussi à -15°C et à $+60^{\circ}\text{C}$.

La figure IV-6 montre les paramètres S du circulateur compact auto-polarisé dans la bande de fréquences 35-45 GHz pour différentes températures. A température ambiante, les mesures montrent un léger décalage en fréquence par rapport aux simulations. Cependant, des pertes d'insertion aussi faibles que 0,45 dB à 35,8 GHz ont été mesurées. A cette fréquence, l'isolation est de 17 dB et l'adaptation est de 27 dB. La bande passante relative n'est que de 4,5%, notamment en raison d'un décalage en fréquence entre les maxima d'adaptation et d'isolation. De plus, le circulateur démontre une stabilité en température raisonnable. Par exemple, à 35,8 GHz, les pertes d'insertion augmentent seulement de 0,15 dB lorsque la température augmente de la température ambiante à $+60^{\circ}\text{C}$. L'isolation et l'adaptation restent supérieures à 15 dB sur toute la plage de températures.

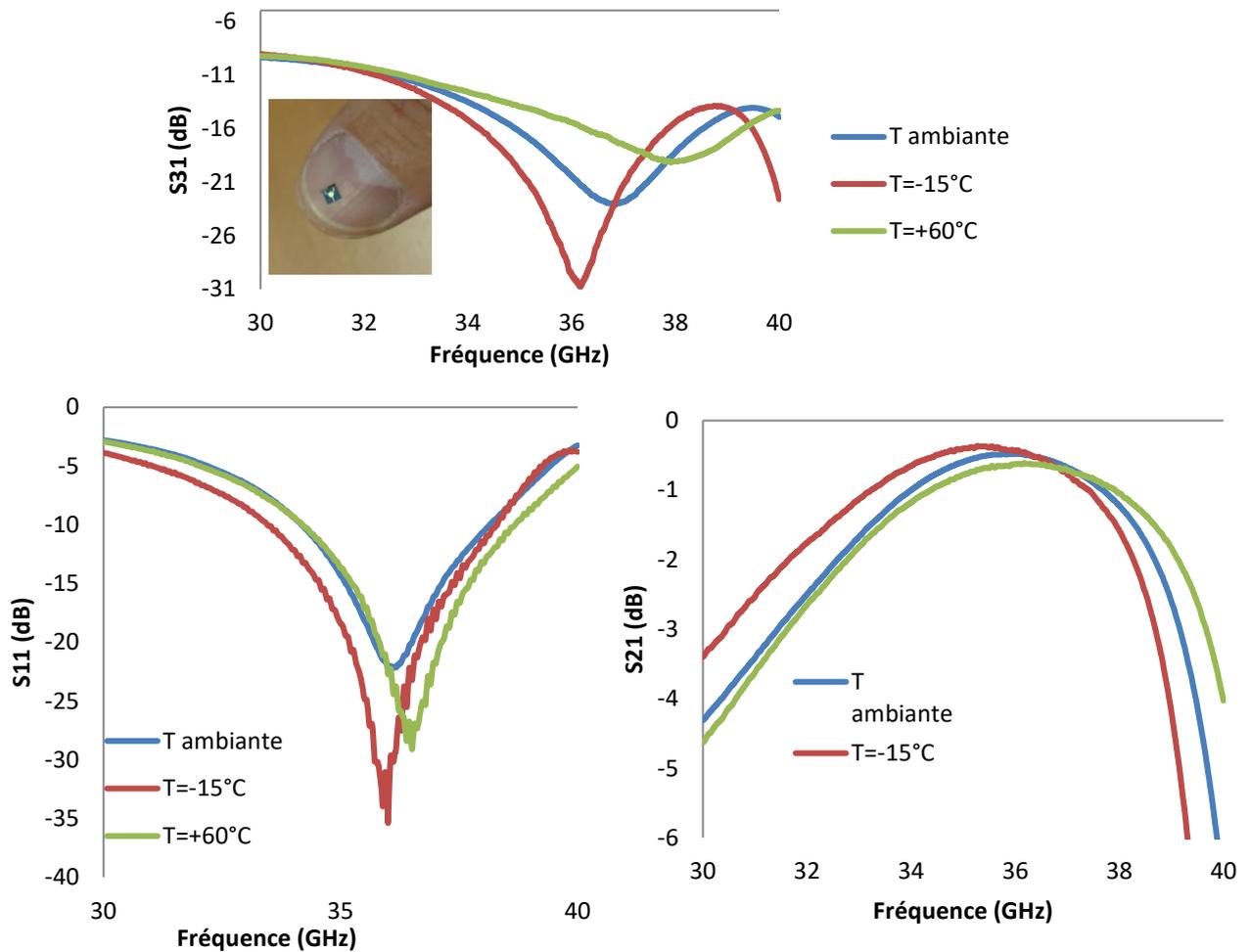


Figure IV-6: Paramètres S mesurés du circulateur planaire en bande Q à température ambiante, à une température de 60°C et à une température de -15°C

Les rétro-simulations montrent qu'une fréquence centrale de 35,8 GHz peut être atteinte avec un champ d'anisotropie $H_k = 18900$ Oe et une permittivité $\epsilon_r = 23$. On notera que les hexaferrites de strontium pré-orientés présentent des propriétés diélectriques anisotropes. Cette valeur plus élevée de la permittivité peut être attribuée à une interaction plus forte de l'onde EM avec la permittivité dans le plan (perpendiculaire à l'axe c) de l'hexaferrite que dans le cas d'un disque de ferrite inséré dans une jonction Y en guide d'onde rectangulaire. Le champ d'anisotropie inférieur peut être expliqué par une inhomogénéité de l'aimantation plus élevée que dans une pastille de ferrite présentant un facteur de forme (rapport hauteur/rayon) plus important à l'origine d'effets démagnétisants plus marqués que dans une plaque de ferrite mince. Cette hypothèse est cohérente avec la légère diminution du champ coercitif observée pour une plaque de ferrite fine par rapport à un disque (Figure IV-1). Les résultats de mesure des circulateurs planaires en bande Q étant arrivés tardivement, ces propriétés modifiées des hexaferrites de

strontium n'ont pu être prises en compte durant la conception des circulateurs planaires à des fréquences plus basses présentés dans la suite de ce manuscrit

(ii) Circulateur en bande Ka

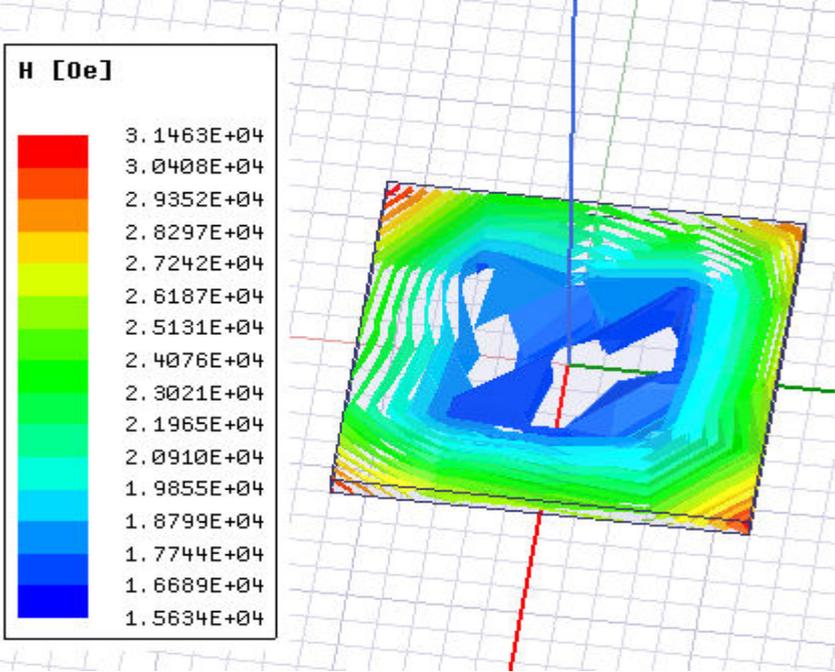
1. Modélisation du circulateur

La réalisation de circulateurs auto-polarisés en bande Q a permis de démontrer qu'il était possible d'obtenir des niveaux de pertes d'insertion très faibles dans un format extrêmement compact. Ainsi, nous avons cherché à étendre ces résultats à des fréquences plus basses (bande Ka) où les besoins sont nombreux dans le domaine spatial.

Le modèle de Bosma a été utilisé pour redimensionner le circulateur pour un fonctionnement à 30 GHz. Le rayon de la jonction Y et la largeur des lignes d'accès ont été recalculés. Puis, des lignes quart d'onde, permettant d'optimiser l'adaptation du circulateur sur une large bande ont été ajoutées. L'ensemble a été modélisé à l'aide d'un simulateur électromagnétique (Ansys HFSS) puis optimisé. Le format du substrat de ferrite ainsi que ses dimensions ont été conservés pour permettre de conserver le dispositif de caractérisation (pointes de mesure dédiées).

En parallèle, l'impact de l'inhomogénéité spatiale des effets démagnétisants a été étudié au travers de simulations magnétostatiques. Maxwell 3D a été utilisé dans ce but. Ce logiciel permet de visualiser la distribution spatiale de champ dans un matériau magnétique aimanté. L'inhomogénéité de champ interne lié aux effets démagnétisants a été étudiée par Joseph et Schloemann qui ont proposé des modèles analytiques pour le prendre en compte (annexe 1). Dans le logiciel Maxwell 3D, l'échantillon est défini par un matériau anisotrope non-linéaire et sa perméabilité est calculée dans chaque direction à partir du cycle d'hystérésis (B-H) en fonction de l'amplitude du champ appliqué. Des conditions aux limites spécifiques sont imposées pour définir un champ magnétique externe uniforme le long de la direction de propagation. Enfin, les résultats issus de Maxwell 3D sont utilisés dans HFSS pour définir une aimantation non uniforme dans l'échantillon. HFSS utilise ces valeurs de champ statique interne en association avec les valeurs de l'aimantation à la rémanence $4\pi M_r$, et la largeur de raie à mi-hauteur ΔH , dans le modèle conventionnel de Polder afin de déterminer le tenseur de perméabilité de l'échantillon et, enfin, calculer les paramètres S de la structure. La figure IV-7 présente la cartographie de champ interne au sein de la plaquette d'hexaferrite. Ce champ interne présente une évolution spatiale fortement non-uniforme. Néanmoins, au centre de la plaquette, zone où est localisée la jonction-Y, le champ interne présente des valeurs quasiment

constantes. La non-uniformité du champ n'aura qu'un impact sur les lignes d'accès, et éventuellement, sur les lignes d'adaptation.



FigureIV-7 : Champs internes dans l'hexaferrite

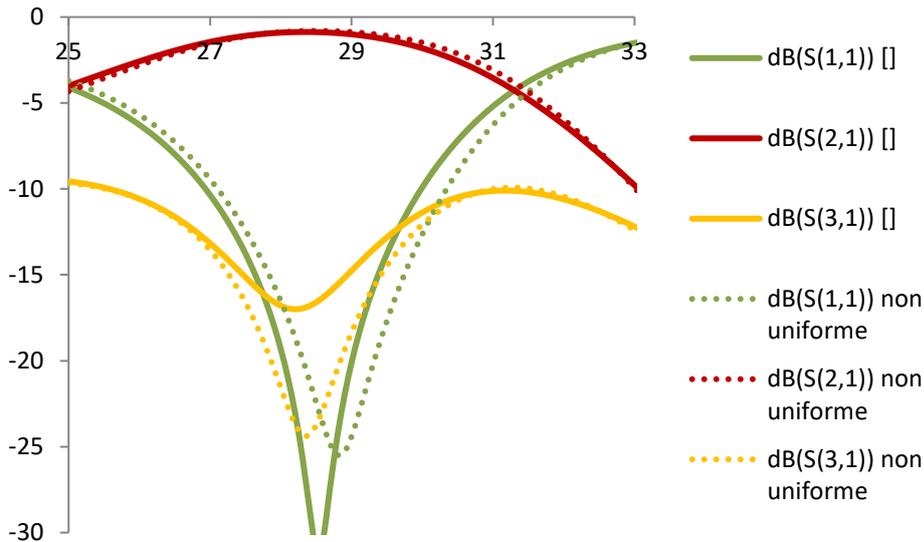


Figure IV-8 : Paramètres S simulés du circulateur en bande Q

Dans le cas d'un champ uniforme, le circulateur présente autour de 30 GHz une bande passante de 1,7 GHz à -15 dB en isolation et en adaptation. Les pertes d'insertion sont inférieures à 1,25 dB dans la bande. La bande passante relative est ainsi de 5.6%. Les résultats de la figure IV-8 montrent aussi que la non-uniformité des champs démagnétisants n'a que peu d'impact sur la réponse du circulateur. Une prise en compte du coefficient démagnétisant global de l'échantillon à l'aide du modèle d'Aharoni semble donc suffisante pour prédire le comportement de ce type de dispositifs. La bande passante obtenue pour ces premières simulations est insuffisante pour les applications spatiales visées. Ainsi, des études ont été entamées pour augmenter la bande passante afin de satisfaire le cahier de charge défini pour cette étude (pertes d'insertion < 2 dB, isolation et adaptation > 15 dB, bande passante relative > 10%, dimensions maximales 5mm*5mm*3mm). Ces études sont focalisées sur l'utilisation de stubs et de transformateurs d'impédance.

2. Optimisation des performances à l'aide de stubs

Deux types de stub ont été ainsi étudiés : les stubs simples (figure IV-9.a) et les stubs papillons (figure IV-9.b) avec des performances un peu différentes. Les lignes quart d'onde de la première structure (figure IV-4) ont été conservées.

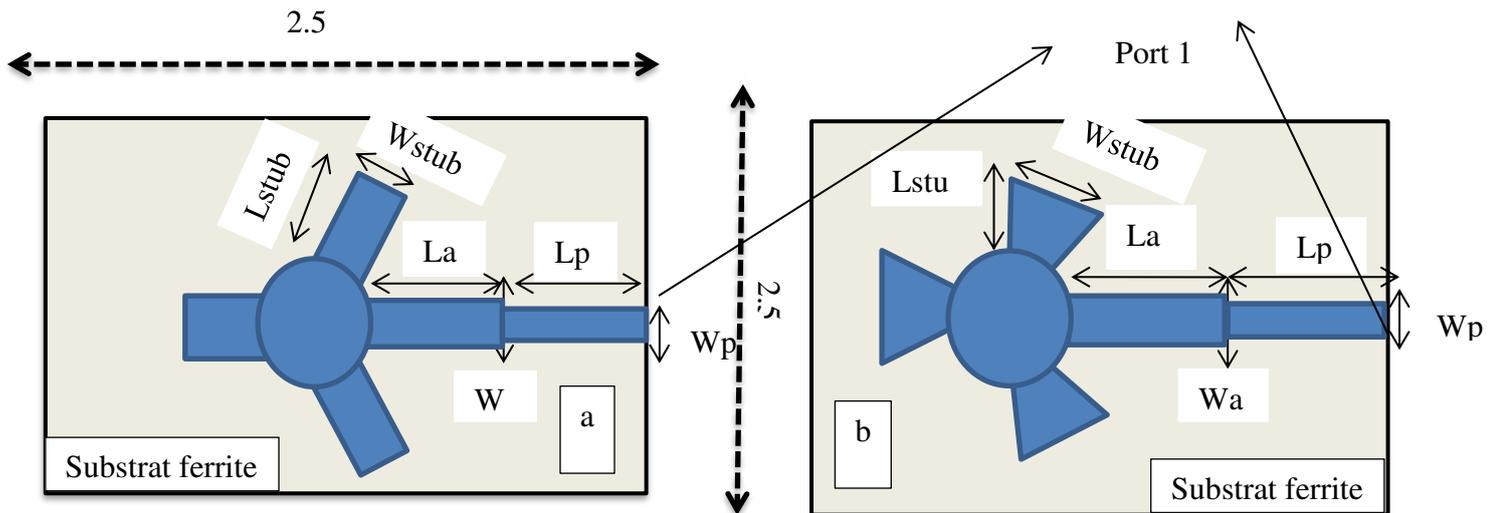


Figure IV-9: Topologie de circulateur avec stub simple (Topologie 1) en a et avec stub papillon en b (topologie 2)

Des optimisations de ces deux topologies ont été réalisées et les résultats obtenus sont présentés dans les tableaux IV.2 et IV.3. Plusieurs configurations géométriques permettent d'obtenir des compromis pertes d'insertion / bande passante différents pour une même topologie.

Tableau IV-2: Synthèse des performances pour une jonction Y intégrant des stubs simples

L_{stub} (mm)	W_{stub} (mm)	F_c (GHz)	$ $	L_a - W_a - W_p (mm)	BPR(%) - 15dB
0,2	0,6	29,5	1,5	0,15-0,6-0,05	7,15
0,15	0,55	31,15	1,4	0,15-0,6-0,05	8,02

L'utilisation de stubs simples dans les angles morts amène à une bande passante maximale de 8,2%. Des résultats légèrement meilleurs ont été obtenus avec les stubs papillons. Une bande passante relative de 9.57% peut être obtenue avec toutefois une légère dégradation des pertes d'insertion comparée à la structure de référence (+0,5 dB). Si cette adaptation par stub permet d'accroître sensiblement la bande passante du circulateur à jonction Y, elle ne permet pas néanmoins de répondre totalement au cahier des charges visant une valeur de 10% centrée à 30 GHz.

Lstub(mm)	Wstub(mm)	F _c (GHz)	IL	La	Wp-Wa	BPR(%)- 15dB
0,25	0,45	29,15	-1,3	0,15	0,08-0,1	7,20
0,2	0,35	34,45	-1,8	0,15	0,04-0,1	9,57
0,25	0,4	29,8	-1,8	0,15	0,08-0,1	7,35

Tableau IV-3: Synthèse des performances pour une jonction Y intégrant des stubs de type papillon

3. Optimisation des performances à l'aide de transformateurs d'impédance

2.5 mm

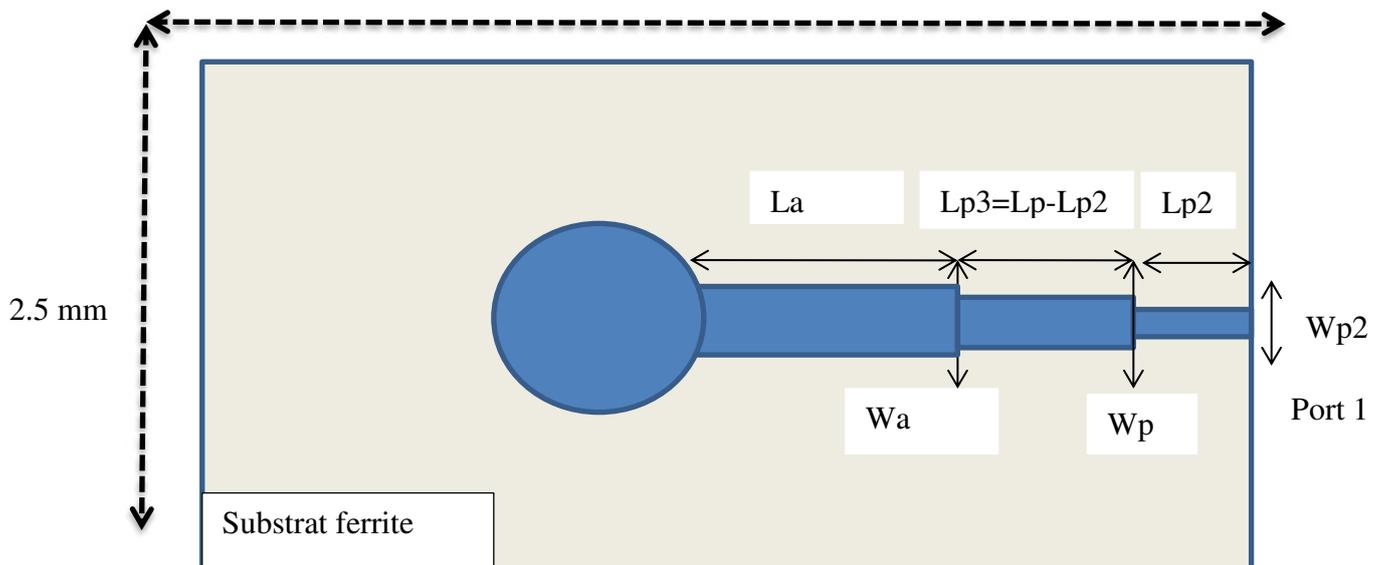


Figure IV-10 : Topologie à deux transformateurs d'impédance

Dans le but d'augmenter la bande passante, deux sections de lignes quart d'onde situées entre l'accès du composant et la jonction Y ont été utilisées pour réaliser l'adaptation d'impédance de la jonction Y (Fig. IV. 10).

L'utilisation d'une section de ligne supplémentaire permet d'obtenir une légère augmentation de la bande passante (BPR = 7,33%) au détriment de pertes d'insertion un peu plus importantes (IL = 1,6 dB). Outre ces optimisations numériques, des transformateurs d'impédance classiques, tels que le transformateur binomial ou le transformateur de Tchebychev ont été étudiés. Le logiciel ADS a été utilisé pour dimensionner ce type de transformateurs avant une

intégration dans le modèle de simulation EM. Cependant, pour observer une augmentation importante de la bande passante, il est nécessaire que la valeur de la charge Z_L soit éloignée de l'impédance caractéristique Z_0 . Dans notre cas, la différence entre ces deux impédances est très faible ce qui ne favorise pas l'obtention d'une bande passante importante.

Des transformateurs exponentiels ont été également testés (figure IV-11).

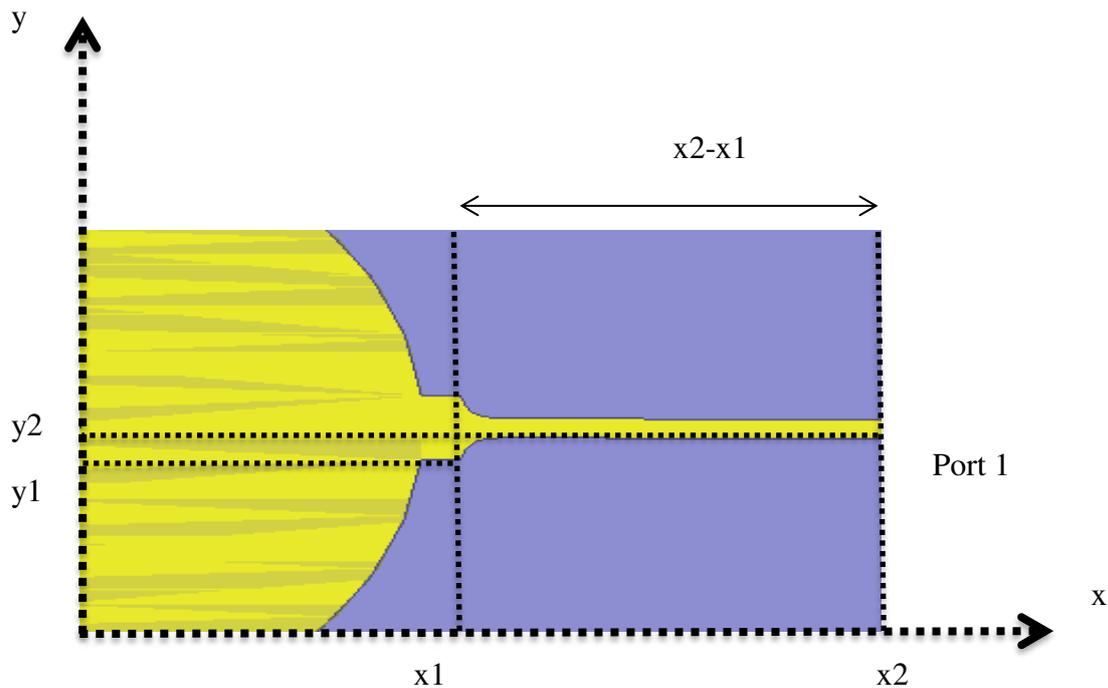


Figure IV-11: Topologie avec une session d'accès exponentielle

Deux équations suivant les axes x et y ont été entrées dans le logiciel Ansys HFSS pour réaliser le design de cette ligne exponentielle.

$$x(t) = x2 \cdot t + x1 \quad (IV.2)$$

$$y(t) = a + b \cdot e^{-c \cdot x(t)} \quad (IV.3)$$

« t » varie de 0 à 1, « c » est une variable qui permet une décroissance plus ou moins rapide de l'exponentiel.

a et b sont des constantes, solutions du système d'équations suivant :

$$\begin{cases} y(0) = y1 = a + b \cdot e^{-d \cdot x1} \\ y(1) = y2 = a + b \cdot e^{-d \cdot x2} \end{cases} \quad (IV.4)$$

Les résultats, présentés sur la Figure IV-11, montrent qu'il est possible d'obtenir une bande passante de 8,69% par l'utilisation d'accès à profil exponentiel. Cette augmentation sensible de la bande passante est associée à une augmentation maîtrisée des pertes d'insertion (IL = 1,5 dB).

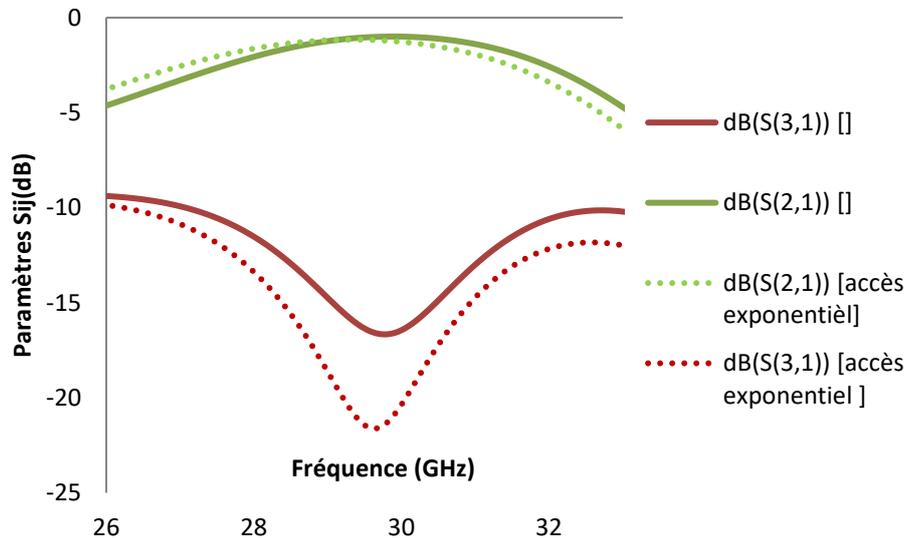


Figure IV-12 : Comparaison des paramètres S simulés d'un circulateur simple avec un circulateur avec accès exponentiel

L'utilisation des stubs ou des transformateurs d'impédance augmentent sensiblement la bande passante. Une idée a alors été de combiner les deux méthodes dans l'espoir d'augmenter de façon sensible la bande passante. Le circulateur avec un stub simple présentant une bande passante relative de 7.15% et celui avec un stub papillon présentant une bande passante relative de 7.35% ont été combinés chacun avec les transformateurs d'impédance. Les résultats ne permettent pas d'obtenir une augmentation de la bande passante par rapport à des topologies avec des stubs ou avec des transformateurs d'impédance.

L'augmentation de bande passante la plus importante est observée avec les accès exponentiels. Néanmoins ces méthodes, bien qu'augmentant la bande-passante, ne permettent pas d'atteindre nos objectifs.

La bande passante étant étroitement liée à la différence entre la fréquence de fonctionnement et la fréquence de résonance du matériau, une diminution de la fréquence de résonance semblerait permettre d'augmenter sensiblement la bande passante du composant. Les hexaferrites de baryum ont un champ d'anisotropie légèrement plus faible que les hexaferrites de strontium, et ainsi, une fréquence de résonance plus basse. Ils pourraient constituer un matériau intéressant

pour nos applications pour lesquelles un fonctionnement autour de 30 GHz est visé. Une étude, basée sur l'utilisation d'hexaferrites de baryum développés au laboratoire, sera développée dans la deuxième partie de ce chapitre.

4. Fabrication et mesures

Deux des designs étudiés précédemment ont été sélectionnés pour être réalisés : le circulateur simple (figure IV-8) et le circulateur avec stub papillon (figure IV9-b). Les mesures ont été réalisées sur ces deux dispositifs à température ambiante, à +60°C et à -15°C.

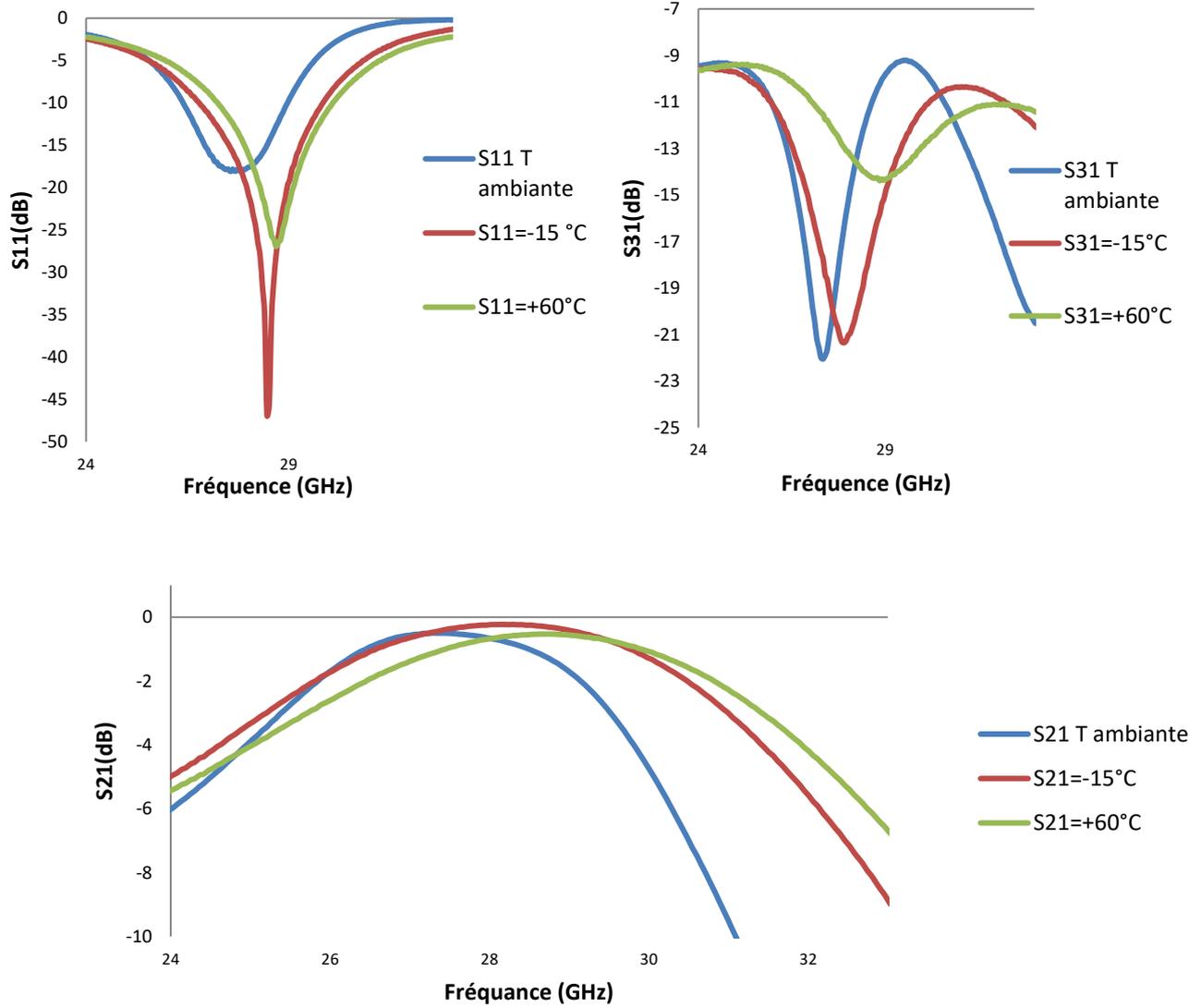
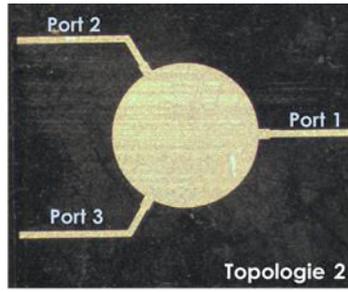


Figure IV-13 : Pertes d'insertion, isolation et adaptation du circulateur auto-polarisé simple à température ambiante à +60° et à -15°

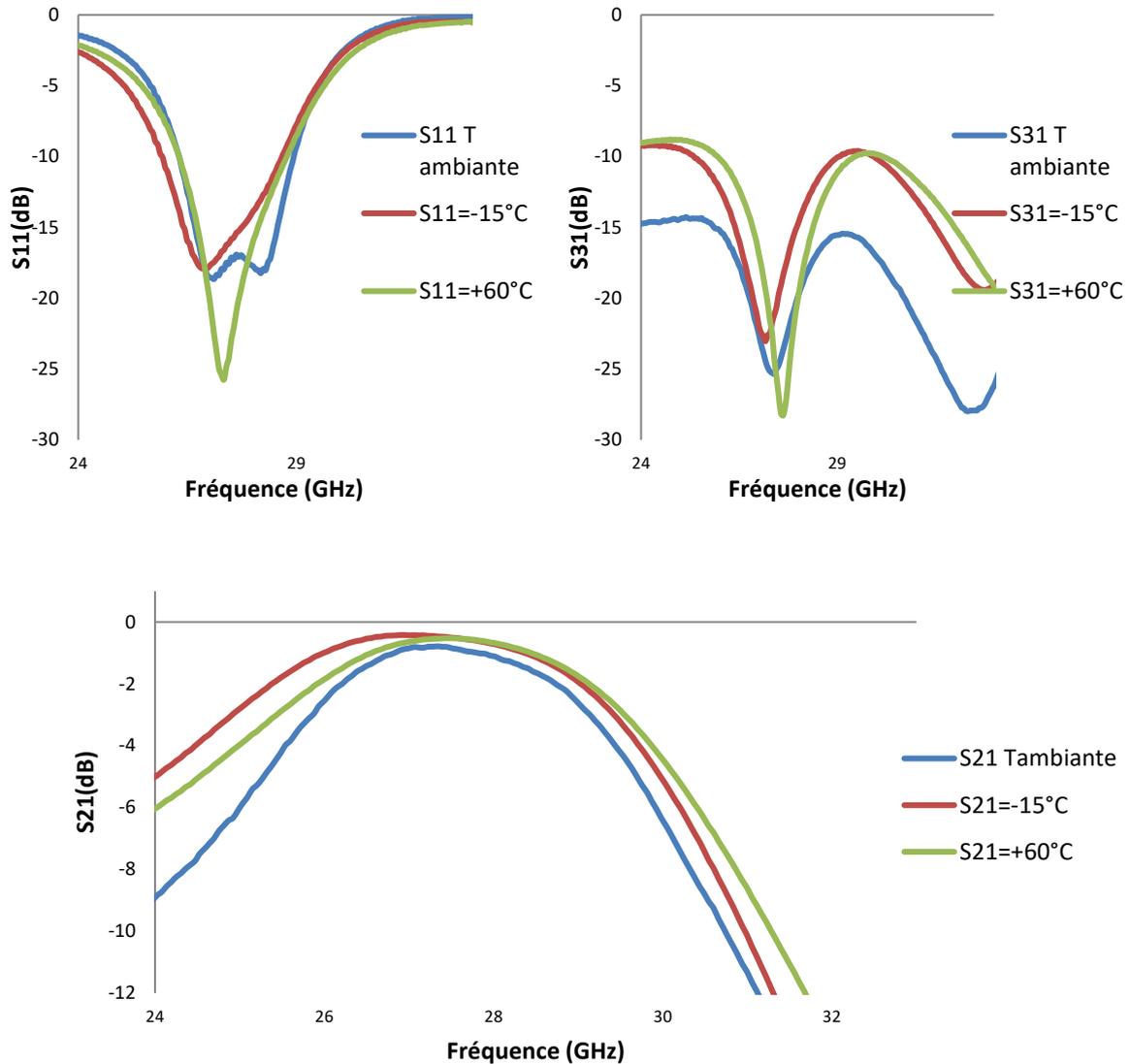
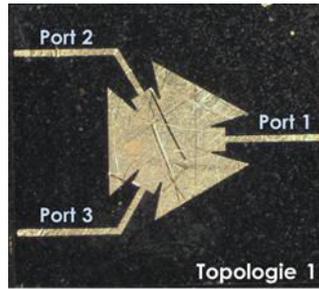


Figure IV-14 : Pertes d'insertion isolation et adaptation du circulateur auto-polarisé avec stub papillon à température ambiante à +60°C et a -15

Avec le circulateur simple, la bande passante à 15 dB d'isolation est de 6,56%, soit 1,8 GHz. Cette valeur est proche de la bande passante prédite en simulation. Dans cette bande, l'adaptation est supérieure ou égale à 10 dB et les pertes d'insertion inférieures ou égales à 1,15

dB. Si l'on considère une bande passante dans laquelle l'isolation et l'adaptation sont supérieures à 15 dB, on obtient une bande passante de 1,35 GHz avec des pertes d'insertion inférieures ou égales à 0,8 dB dans la bande.

Le circulateur avec stub présente une dissymétrie entre les ports dont l'origine pourrait être liée à une mauvaise adhérence du plan de masse sur le substrat de ferrite. Néanmoins, pour les ports bien adaptés du composant, la bande passante d'isolation est de 11,26% à 15dB. Dans cette bande, l'adaptation est faible (> 8 dB) en raison d'une désadaptation sur un des ports et les pertes d'insertion inférieures ou égales à 1,99 dB. Si l'on considère une bande passante d'isolation et d'adaptation à 15 dB, on obtient une bande passante réduite de 1,68 GHz avec des pertes d'insertion inférieures ou égales à 0,7 dB dans la bande.

Les résultats de mesure sont globalement proches des simulations. Cependant, un décalage fréquentiel entre mesure et simulation d'environ 2 GHz a été enregistré. Comme dans le cas des circulateurs planaires en bande Q, ce décalage semble pouvoir être attribué à une mauvaise estimation de la permittivité et du champ d'anisotropie du ferrite.

Une concordance fréquentielle entre mesure et simulation est ainsi obtenue pour un champ d'anisotropie $H_k=18900$ Oe et une permittivité $\epsilon_r = 24$, soit des valeurs très proches de celles obtenues lors des rétro-simulations du circulateur en bande Q.

La modification de la température (-15°C à $+60^\circ\text{C}$) entraîne de légers décalages fréquentiels. Néanmoins, ces décalages restent globalement raisonnables et compatibles avec des applications industrielles.

Le tableau suivant résume les performances obtenues pour ces circulateurs.

Paramètres	Simulations (topologie fabriquée)	Mesures
 Return Loss		
Fréquence centrale	29.8 GHz	27,3 GHz
BP @ - 15dB	5.7%	5.13%
Isolation		
Fréquence centrale	29.8 GHz	27,3
BP @ - 15dB	5.03%	6.56%
Pertes d'insertion		
(dB)	0.99dB	0.44-0.91 dB
 Return Loss		
Fréquence centrale	29.8 GHz	27,6 GHz
BP @ - 15dB	7.35%	6,88%
Isolation		
Fréquence centrale	29.8 GHz	27,3 GHz
BP @ - 15dB	7.35%	11,26%
Pertes d'insertion		
(dB)	1,7dB	0.7-1.99 dB

Tableau 0-3: Résumé des performances des circulateurs

L'application finale visée nécessite la conception d'un isolateur et non d'un circulateur. Ainsi, en parallèle de la réalisation de ces circulateurs, un design de charge a été proposé par TAS. Cette charge a été intégrée au modèle de simulation du circulateur de façon à réaliser des optimisations globales de l'isolateur.

(d) Isolateur en bande Ka

(i) Modélisation de l'isolateur

La longueur du circulateur précédent a été augmentée à 4 mm pour pouvoir intégrer une charge adaptée. Deux topologies de charges adaptées ont été modélisées par Thales Alenia Space (figure IV-15 et IV-16).

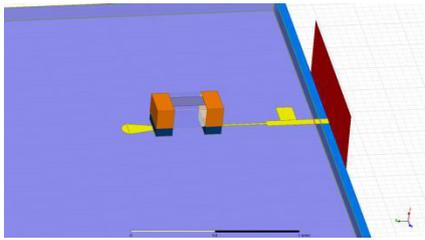


Figure IV-15 : Chip 01005

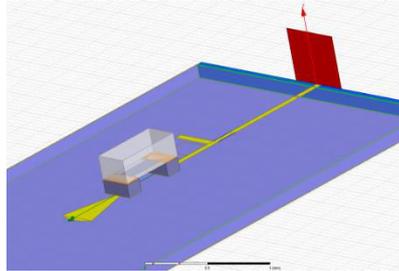
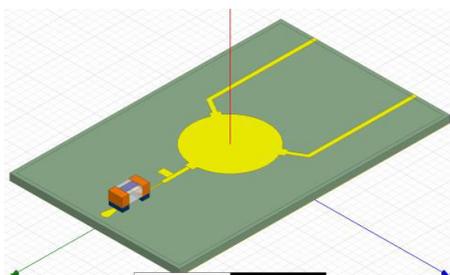


Figure IV-16 : Chip 0201

Elles sont constituées d'un chip résistif en technologie CMS (composant monté en surface) de dimensions différentes associé à un stub papillon permettant d'optimiser la bande passante de la charge. Le chip 0201 présente une bande passante d'adaptation à -20 dB d'environ 2 GHz autour de 30 GHz alors que le chip 01005 à une bande passante à -20 dB plus large (6,6GHz autour 28,5 GHz).

Ces charges ont été ensuite intégrées au design des circulateurs. Deux designs avec le chip 01005 ont été retenus en raison de la largeur de bande importante de la charge et un design avec le chip 0201 a été retenu pour faciliter la fabrication en raison de la taille plus importante du chip (figure IV-20).



Topologie 3

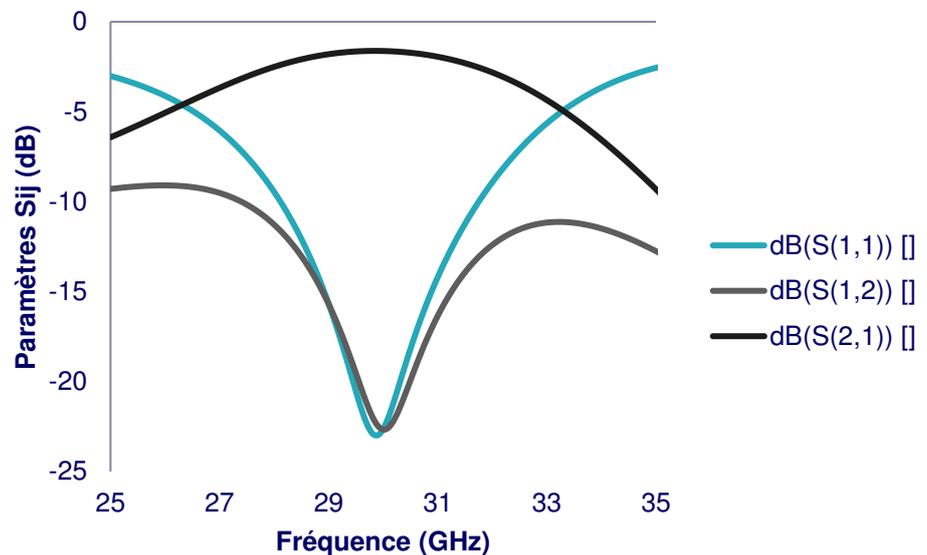
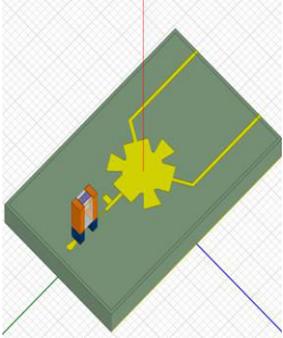


Figure IV-17: Paramètres S simulés d'isolateur avec une topologie simple et le chip 01005 (Topologie 3)



Topologie 4

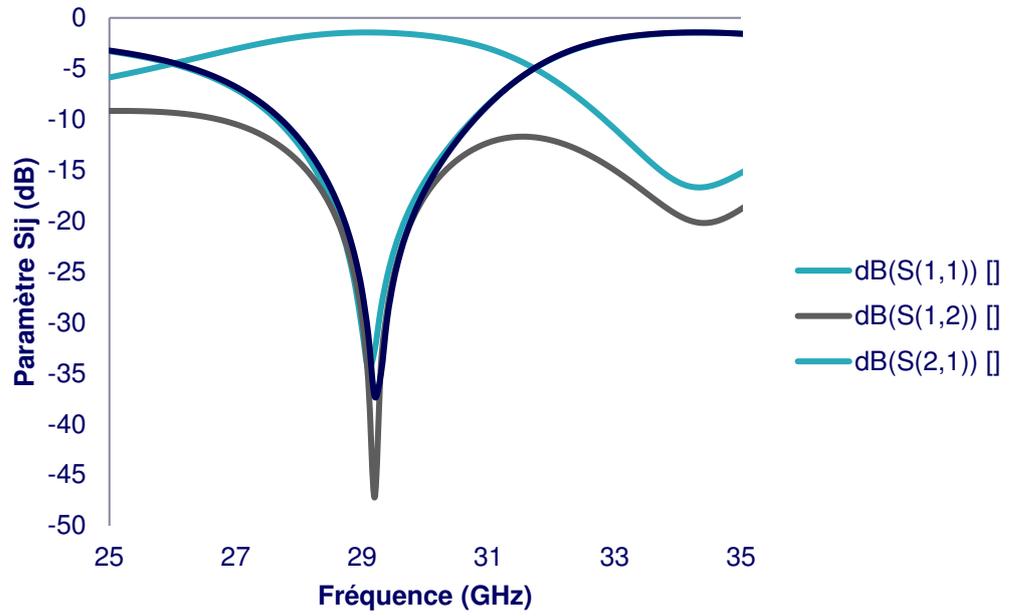
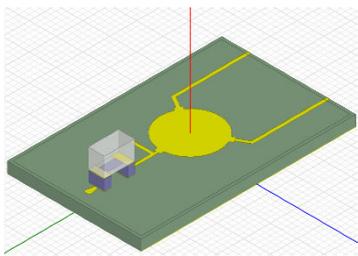


Figure IV-18 : Paramètres S simulés d'isolateur avec stub papillon et le chip 01005 (Topologie 4)



Topologie 5

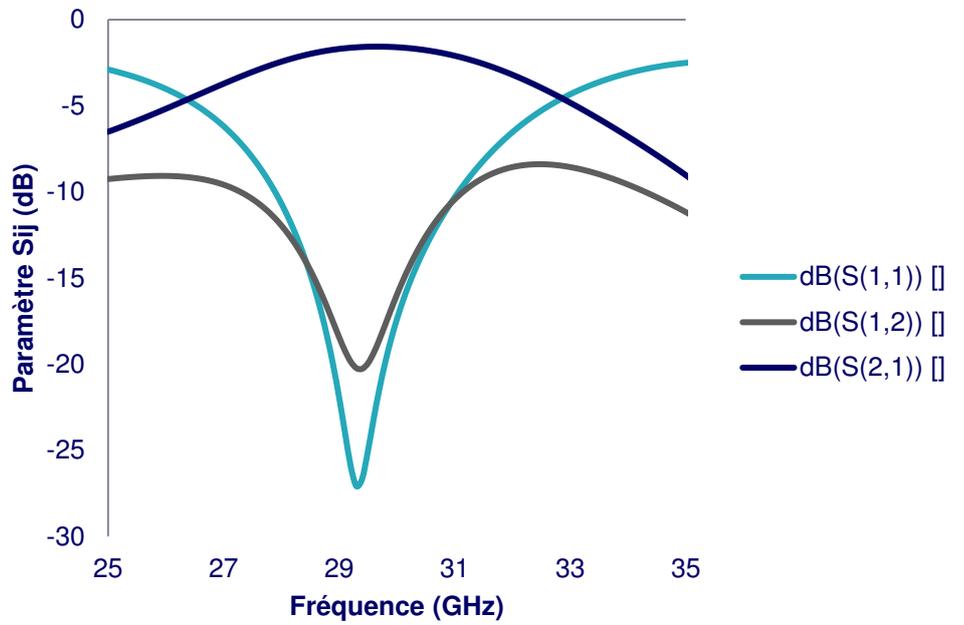


Figure IV-19 : Paramètres S simulés d'isolateur avec une topologie simple et le chip 0201 (Topologie 5)

Les résultats de simulations des trois différents isolateurs sélectionnés pour la fabrication sont présentés dans les figures IV-17 à 19. Les dimensions de ces différentes topologies ont été retenues pour leur compromis isolation/adaptation optimal. Les meilleures performances sont obtenues avec le chip 01005 (Topologie 3 et 4). Une bande passante relative d'isolation et d'adaptation de 6,58 % à 15 dB est obtenue pour les deux circulateurs avec le chip 01005. Les pertes d'insertion dans la bande sont inférieures à 1,97 dB.

L'isolateur avec le chip 0201(topologie 5) présente quant à lui une bande passante relative moins importante de 5,4% à 15 dB ; les pertes d'insertion dans la bande sont inférieures à 1,92 dB.

Comme dans le cas des circulateurs, la bande passante est limitée par le fort champ d'anisotropie de ces matériaux. Il a été en effet vérifié par simulation qu'à ces fréquences (30 GHz), une diminution d'environ 1500 Oe du champ interne du ferrite entrainerait une augmentation de la bande passante d'environ 1 GHz. Les bandes passantes maximales ainsi obtenues avec ces isolateurs seraient d'environ 2 GHz, soit une valeur plus proche de la bande passante visée. Une alternative pour augmenter cette bande passante consiste à mettre deux isolateurs travaillant à des fréquences voisines en série comme illustré sur la figure IV-20.

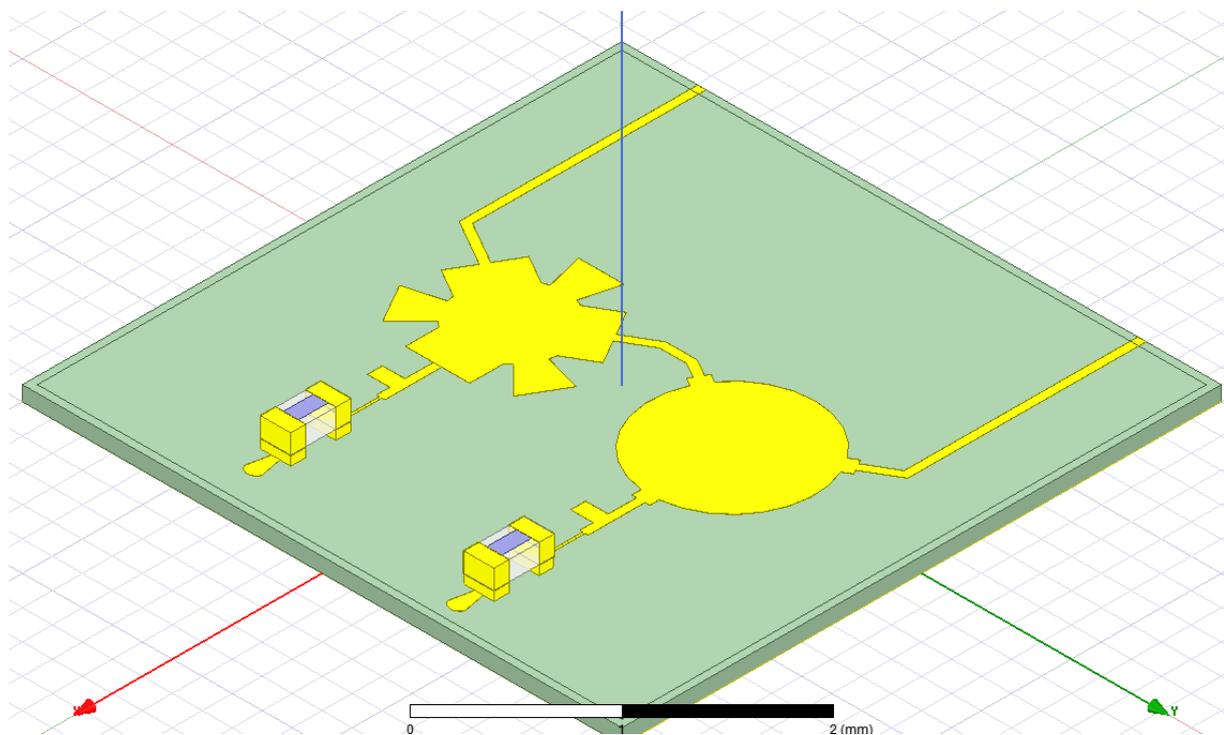


Figure IV-20: Isolateur topologie 3 et 4 en série

Les deux isolateurs utilisant les chips 01005(topologie 3 et 4) ont été ainsi mis en série à cause de leurs fréquences centrales voisines (29.3 GHz pour l'un et 29.8 GHz pour l'autre). Les résultats démontrent une augmentation potentielle de la bande passante d'environ 1 GHz au détriment d'une augmentation des pertes d'insertion d'environ 0,5 dB. Si ces simulations démontrent l'intérêt de cette structure si une bande passante importante est le critère recherché, elles n'ont pas été poussées plus loin car une réalisation n'était pas envisagée. Une optimisation globale de la structure pourrait probablement permettre d'améliorer le compromis pertes d'insertion/bande passante/encombrement.

La mise en série d'isolateurs pourrait ainsi être une sérieuse option topologique pour l'augmentation de la bande passante de ces isolateurs.

(ii) Mesures des isolateurs

Des mesures sous pointes ont été réalisées à Thales Alenia Space en bande Ka. La métallisation de l'isolateur en bande Ka a été réalisée par XLIM. La topologie 3 a été retenue pour les caractérisations.

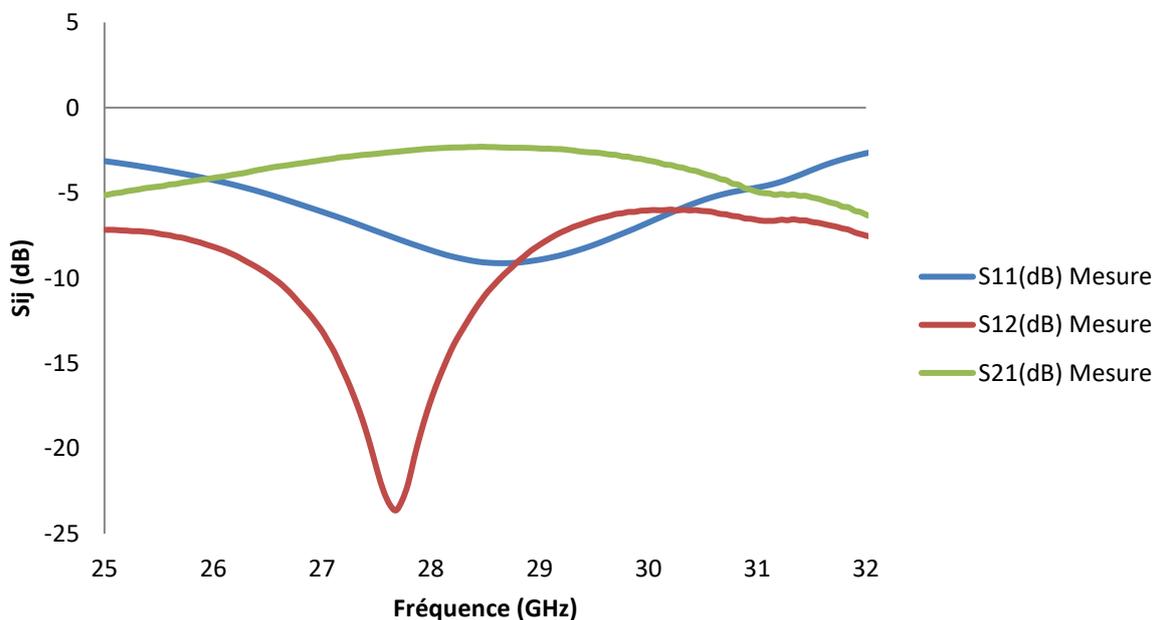


Figure IV-21 : Paramètres S mesurés de l'isolateur topologie 3

La figure IV-21 présente les résultats de mesure dans la bande 25-32 GHz. Un décalage fréquentiel d'environ 2 GHz par rapport aux simulations a été observé, soit une valeur similaire aux circulateurs. Par ailleurs, les optimums en isolation et en adaptation présente un décalage en fréquence. Des rétro-simulations ont permis de montrer qu'un bon accord simulation/mesure

pouvait être obtenu pour des valeurs de champ d'anisotropie $H_k=18900$ Oe et de permittivité $\epsilon_r = 24$ cohérentes avec les rétro-simulations des circulateurs. Les mesures présentent des caractéristiques d'adaptation moins bonnes que celles mesurées sur les circulateurs. Cette dégradation peut être due à la charge reportée. En effet, ce report a été fait manuellement et des éléments parasites, non pris en compte dans la simulation, seraient sans doute à considérer.

De même, les pertes d'insertions minimales obtenues sont supérieures à celles mesurées sur le circulateur (2 dB contre 0,7 dB).

Enfin, l'isolation reste supérieure à 15 dB sur une bande passante de 1GHz. Le résumé des performances de ces isolateurs est présenté dans le tableau suivant.

Paramètres	Simulations (topologie fabriquée)	Mesures	Rétro- simulations
Return Loss			
Fréquence centrale	29,9 GHz	28,7GHz	27,6GHz
BP @ - 15dB	6,58%	-	5,80%
Isolation			
Fréquence centrale	29,9GHz	27,68 GHz	27,4 GHz
BP @ - 15dB	6,58%	3,43%	5,47%
Pertes d'insertion			
(dB)	1,5dB	2dB	1,45dB

Tableau IV-4: Résumé des performances des isolateurs

IV.2 Intégration de l'isolateur dans un équipement RF

Les sections d'entrée et de sortie des équipements RF bas niveau (Convertisseurs ou CAMP notamment) sont réalisées avec une paire d'amplificateurs équilibrée. Cette architecture permet de garantir une bonne adaptation en entrée et en sortie des équipements. Elle est composée de 2 amplificateurs équilibrés par 2 coupleurs hybrides externes. L'utilisation d'isolateurs intégrés peut permettre de simplifier cette architecture tout en garantissant l'adaptation requise au niveau équipement. En utilisant un isolateur intégré, la section d'entrée de la chaîne RF pourrait être plus compacte et la consommation pourrait également être divisée par 2.

Pour valider le concept décrit précédemment, Thales Alenia Space a donc proposé de faire un démonstrateur de référence représentatif d'une paire d'amplificateurs équilibrée et un démonstrateur utilisant des isolateurs intégrés (Figure IV-22 et Figure IV-23). La conception et la réalisation de ces démonstrateurs a été pris en charge par Camille Patris, ingénieur chez TAS. Les deux démonstrateurs ont été réalisés de la manière suivante : chaque composant a été collé sur une plaque en Kovar finition or, et câblé par ball bonding au fil d'or $17,5\mu\text{m}$. La topologie des isolateurs réalisés (positions des accès) a nécessité d'ajouter un circuit d'interface pour connecter les isolateurs à l'amplificateur. Ce circuit permet aussi de compenser l'inductance forte des fils de bonding utilisés pour câbler l'isolateur. Une modification de la topologie de l'isolateur permettrait de simplifier l'architecture du démonstrateur.

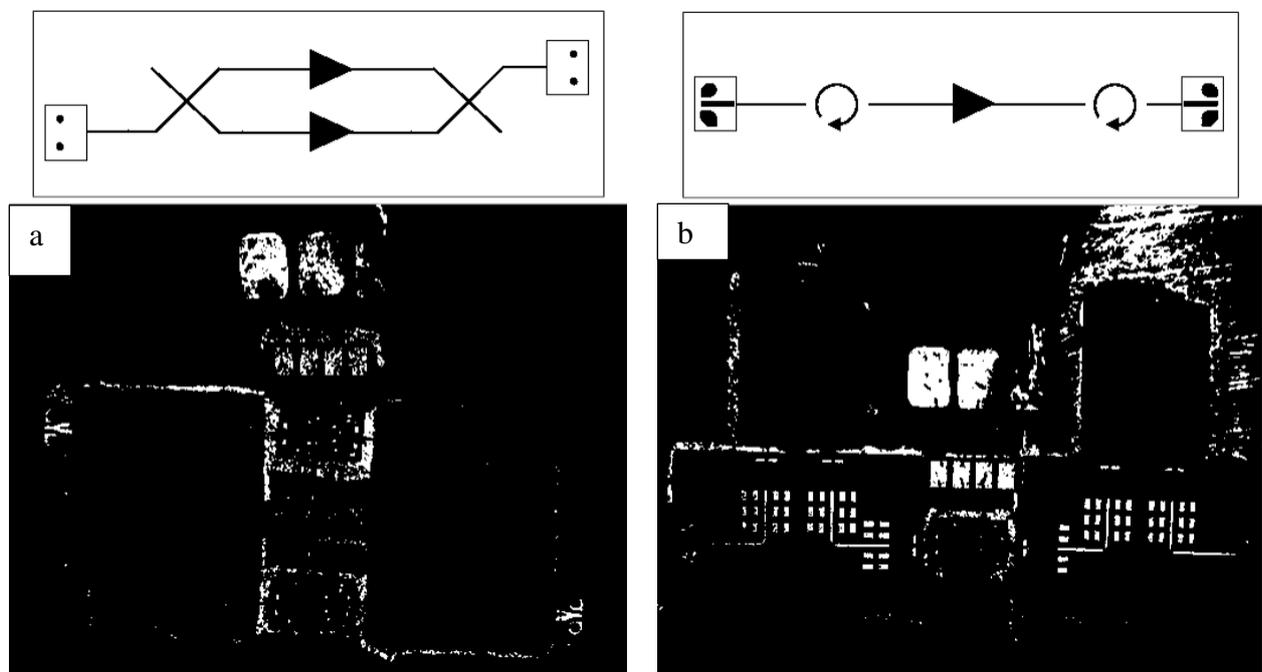


Figure IV-22 : Paire d'amplificateurs équilibrée (a) Amplificateur avec isolateurs intégrés (b)

La figure IV-22 présente une vue des deux démonstrateurs réalisés chez TAS. On peut remarquer que l'isolateur de gauche présente un stub à proximité de la charge alors que l'isolateur de droite n'en présente pas. Cette asymétrie des isolateurs additionnée à la fragilité du dispositif peut conduire à des pertes importantes.

La comparaison entre ces deux dispositifs a été réalisée et est présentée dans les figures suivantes.

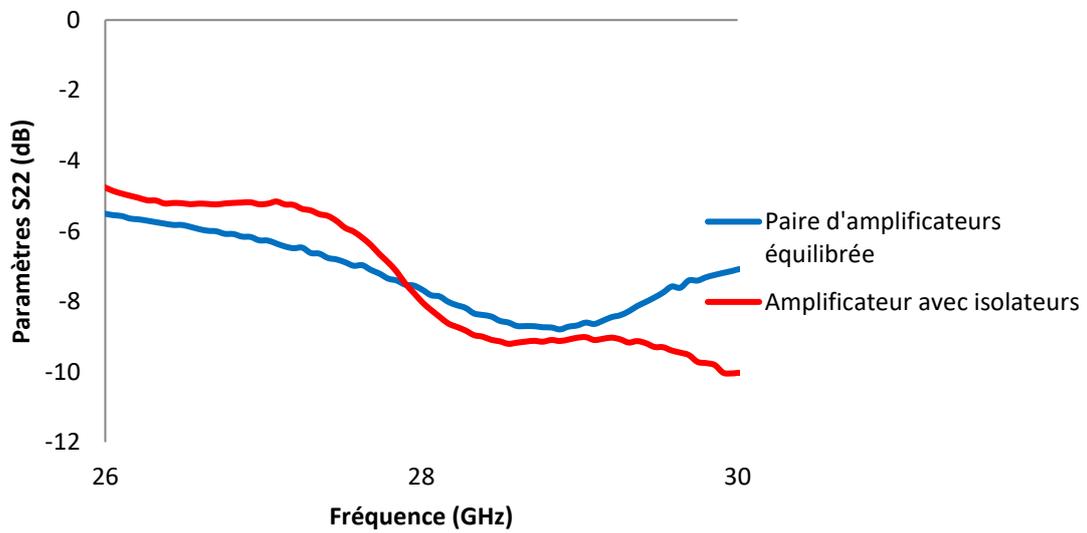
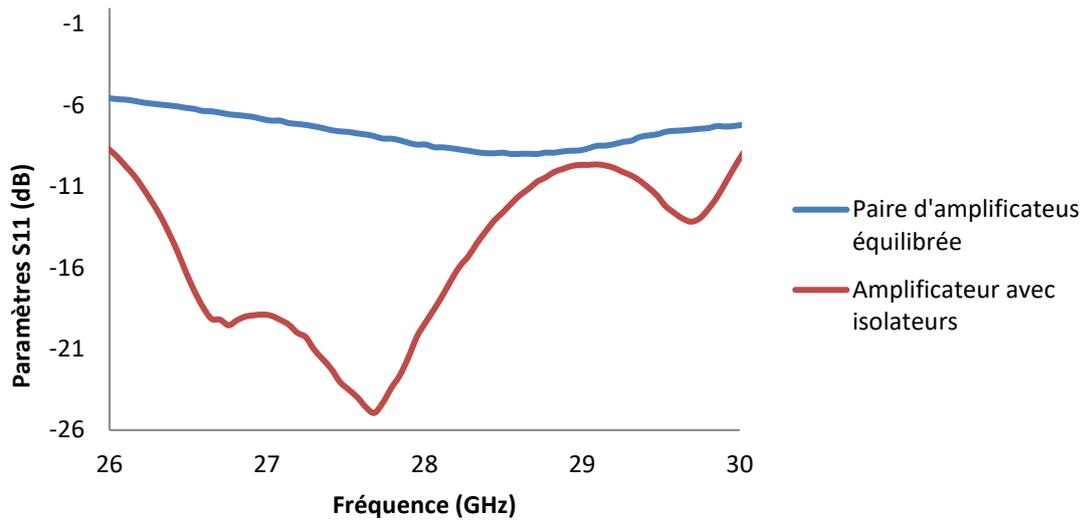


Figure IV-23 : Comparaison des adaptations port 1 et port 2 mesurées de la paire d'amplificateurs équilibrée et d'un amplificateur avec isolateurs

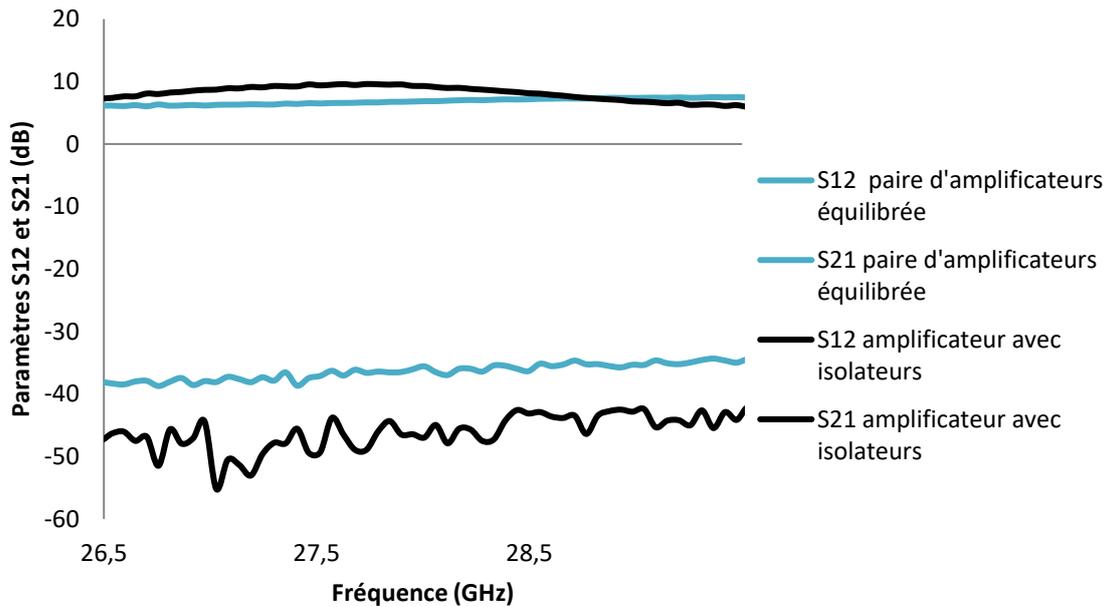


Figure IV-24 : Comparaison des gains (S_{21}) et de l'isolation (S_{12}) mesurés de la paire d'amplificateurs équilibrée et de l'amplificateur avec isolateurs

Dans la bande de fonctionnement des isolateurs (autour de 28 GHz), les performances du démonstrateur utilisant les isolateurs intégrés sont globalement supérieures à celles de la paire équilibrée. On observe notamment une amélioration du gain d'environ 3 dB à 27,7 GHz ($G_{\text{paire équilibrée}} = 6,6$ dB, $G_{\text{ampli/isolateurs}} = 9,6$ dB) associée à une augmentation de l'isolation d'environ 9 dB à cette fréquence. Néanmoins, les niveaux d'adaptation, notamment en sortie, sont impactés par les faibles niveaux d'adaptation de l'isolateur seul. Pour référence, l'amplificateur seul présente un gain de 15 dB. Ainsi, les isolateurs et circuits de compensation entraînent des pertes d'insertion proches de 5 dB à la fréquence de fonctionnement des isolateurs, soit des valeurs cohérentes par rapport aux pertes mesurées sur les isolateurs seuls.

L'utilisation d'isolateur à la place des coupleurs permet ainsi :

- D'augmenter le gain et l'isolation par rapport à une paire équilibrée
- De diminuer la taille du dispositif d'environ 2.5mm (si l'isolateur est adapté pour être connecté directement au port de l'amplificateur)
- D'utiliser un amplificateur au lieu de deux et ainsi de diviser le courant de polarisation des amplificateurs par deux

De manière générale, les résultats obtenus sont encourageants et démontrent le fort potentiel de l'utilisation d'isolateurs intégrés au sein des chaînes RF. Les travaux doivent se poursuivre pour

optimiser les performances des isolateurs (pertes d'insertion, adaptation) et faciliter leur intégration au sein des architectures RF.

Comme discuté précédemment, les performances des isolateurs intégrant des hexaferrites de strontium substitués lanthane-cobalt permettent potentiellement de réaliser des isolateurs autour de 30 GHz à faibles pertes d'insertion mais la bande passante disponible est pour l'heure limitée notamment par les propriétés intrinsèques du matériau (champ d'anisotropie très élevé).

Ainsi, de nouveaux matériaux doivent être évalués pour adresser ce besoin en bande Ka. C'est dans cet esprit qu'une étude sur les potentialités d'hexaferrites pré-orientés élaborés au Lab-STICC a été menée. En effet, des méthodes de synthèse d'hexaferrites de baryum pré-orientés ont été développées au Lab-STICC par Jean-Luc Mattei. Si les procédés d'élaboration de ces matériaux sont encore en cours d'optimisation au Lab-STICC, une étude a été menée pour explorer leurs potentialités pour la conception de circulateurs auto-polarisés en bande Ka.

IV.3 Circulateur à base d'hexaferrites de baryum

De nouveaux matériaux ont été récemment développés au Lab-STICC à partir d'un procédé classique d'élaboration de céramiques. Des empilements de particules magnétiques plates uniaxiales présentant des rapports d'aimantation rémanente sur aimantation à saturation (M_r/M_s) importants peuvent être obtenus à partir de ce procédé. La conception d'un circulateur en bande Ka à partir de ces matériaux a été analysée dans le but d'éprouver leur potentiel pour la réalisation des circulateurs et isolateurs.

(a) Elaboration du matériau

La synthèse des hexaferrites a été réalisée par Nha Le Cong, doctorant au Lab-STICC. La première étape du procédé d'élaboration consiste à synthétiser des particules d'hexaferrite de baryum, de composition $BaFe_{11}O_{19}$, par un procédé de co-précipitation. Les matières premières de cette synthèse sont des chlorures métalliques ($FeCl_3$ et $BaCl_2$) et un agent précipitant Na_2CO_3 . L'excès molaire en agent précipitant R , défini par le rapport de la quantité molaire d'agent précipitant et du chlorure métallique, est connu pour être un paramètre déterminant

dans ce type de synthèse. Dans cette étude, cet excès est de $R= 239\%$. Les précurseurs ainsi obtenus sont broyés et ensuite placés dans un moule pour une mise en forme par compression mécanique uniaxiale (96 MPa). Cette étape est suivie d'un frittage des échantillons à 1140°C . Les cycles d'hystérésis des échantillons ont été mesurés à l'aide d'une VSM (Vibrating Sample Magnetometer). Des champs magnétiques d'intensité maximale 1500 kA/m ont été appliqués dans le plan ou perpendiculairement au plan de l'échantillon durant la mesure. On observe pour ces matériaux un champ d'anisotropie H_k de 18750 Oe et un champ coercitif H_c supérieur à 3000 Oe. L'aimantation à saturation M_s est de 3480 G. (Fig. IV.25). Par ailleurs, le rapport M_r/M_s de ce ferrite est de 0,83 soit une valeur suffisamment élevée pour la conception de composants auto-polarisés.

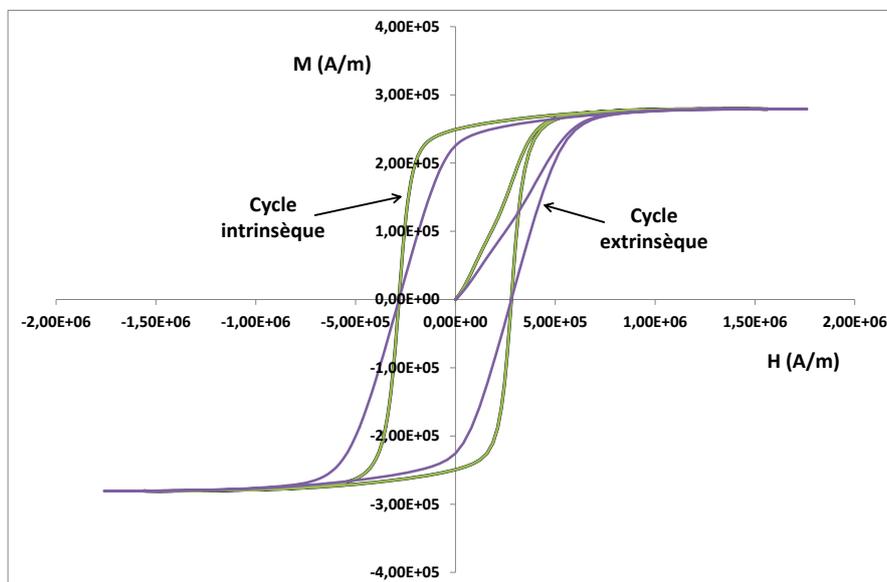


Figure IV-25 : Cycle d'hystérésis du ferrite de baryum

Les moules disponibles au laboratoire et utilisés pour l'élaboration des hexaferrites ne permettent de réaliser que des échantillons de 6 mm de diamètre. Ainsi, trois pastilles de hauteurs différentes ont été réalisées pour être intégrées dans un circulateur : 1,11 mm, 1,66 mm et 2 mm.

(b) Modelisation du circulateur

L'hexaferrite de baryum a été utilisé pour concevoir un circulateur en guide d'onde fonctionnant en bande Ka. D'après la littérature, les pertes magnétiques (ΔH) de ces matériaux sont comprises entre 500 Oe et 1000 Oe. Ne disposant pas d'une méthode de mesure du ΔH au laboratoire, la valeur de 600 Oe, couramment utilisée pour les échantillons d'hexaferrites polycristallins, a été retenue pour les simulations. Les propriétés du matériau ainsi utilisées pour cette synthèse sont les suivantes :

M_s (Oe)	M_r/M_s	ΔH (Oe)	ϵ_r	$\tan\delta$	H_k (Oe)
3480	0,83	600	18	0,001	18750

Tableau IV-5 : Propriétés diélectriques et magnétiques de l'hexaferrite.

Ces propriétés ont été utilisées pour calculer le facteur de qualité intrinsèque du résonateur à ferrite [IV.16]. L'expression de ce facteur de qualité est donnée dans (II.13). A partir des propriétés magnétiques du matériau, le modèle de Polder a été utilisé pour déterminer les valeurs des éléments du tenseur de perméabilité puis celle du facteur de qualité évalué à 6,2 à 30 GHz. Ce paramètre est inversement proportionnel à la bande-passante disponible pour le circulateur. La méthodologie présentée dans le chapitre 2 a ensuite été utilisée pour dimensionner la jonction Y. Le dimensionnement du circulateur a dû tenir compte des contraintes technologiques (dimensions des échantillons fixés par les moules disponibles) liées à la fabrication du matériau. Le diamètre étant fixé, des optimisations ont été réalisées sur la hauteur du disque.

De façon à optimiser l'adaptation du circulateur sur une large bande de fréquences, des sections de guide d'onde ridgés, dont le design a été détaillé par Helszajn [IV.17], ont été utilisés.

Le design final du circulateur, présenté sur la figure IV-26, a été réalisé de façon à faciliter l'insertion de la pastille de ferrite dans la jonction Y. Il est constitué d'un boîtier intégrant la jonction Y en guide d'onde au standard

WR-28 et d'un capôt sur lequel les ridges sont présents. Cette solution a été choisie dans le but de pouvoir évaluer l'influence des éléments d'adaptation (ridges) sur le circulateur : capot sans ridges ou capot avec ridges. La hauteur du disque de ferrite a été optimisée dans le cas d'un guide d'onde simple et dans le cas d'un guide d'onde ridgé.

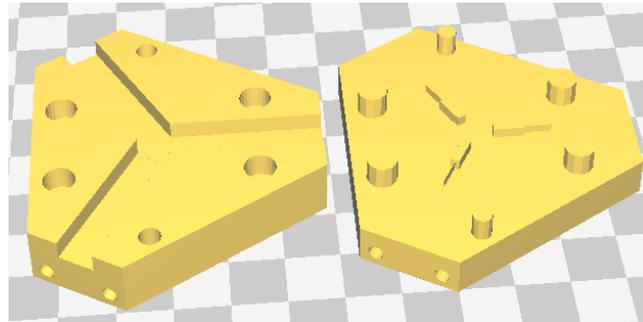


Figure IV-26 : Topologie du circulateur en technologie guide d'onde.

Les résultats de simulation de la topologie basée sur un guide simple (sans ridge) sont présentés sur la figure IV-27.

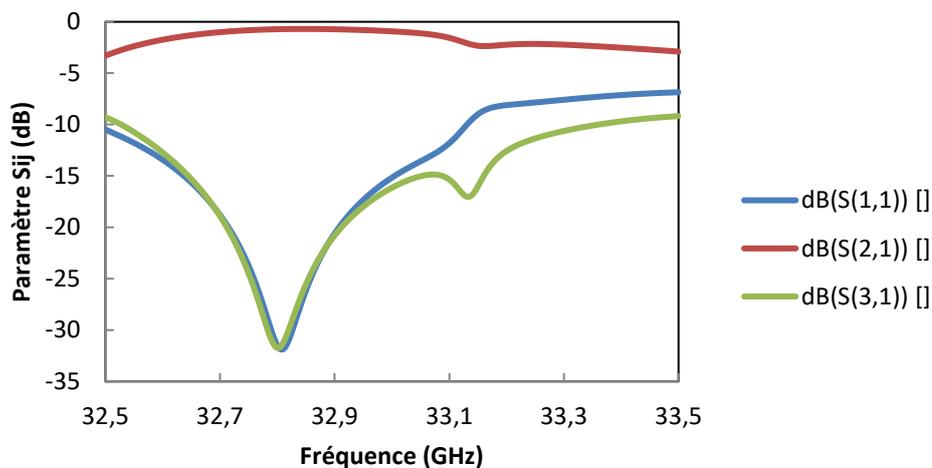


Figure IV-27: Paramètres S simulés du circulateur intégrant une pastille d'hexaferrite de baryum dans un guide d'onde simple

La figure IV- 27 présente les performances du circulateur avec un guide d'onde simple. On obtient 500 MHz de bande passante à 32,9 GHz, soit une bande passante relative de 1,52 % à 15 dB d'isolation et d'adaptation. Les pertes d'insertion sont de 0,8 dB dans la bande passante. Dans ce cas de figure, la hauteur optimale du disque de ferrite est $h=1,64$ mm

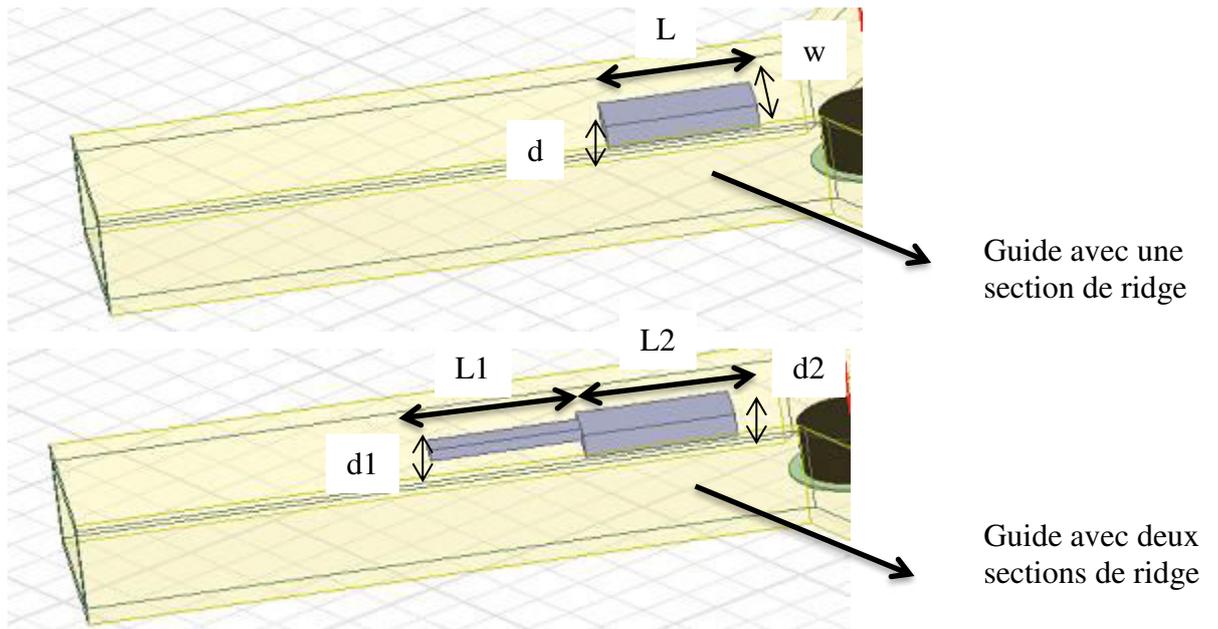


Figure IV-28: Topologies de ridge utilisés

La figure IV-28 présente les deux types ridges testés. La deuxième topologie à deux sections de ridge est constituée de deux lignes de longueur (L_1 , L_2), de largeur (w_1 , w_2) et de hauteur (d_1, d_2). En simulation, elle permet d'approcher une bande passante relative de 3,3%. Néanmoins, la faible largeur de la deuxième section de ridge (environ 0,5 mm) rend sa réalisation difficile par des méthodes d'usinage traditionnelles. La première topologie, intégrant une seule section de guide ridgé, semble plus facilement réalisable par usinage. Les performances de ce dernier sont présentées sur la figure suivante. La hauteur optimale du disque de ferrite est dans ce cas de 1,97 mm.

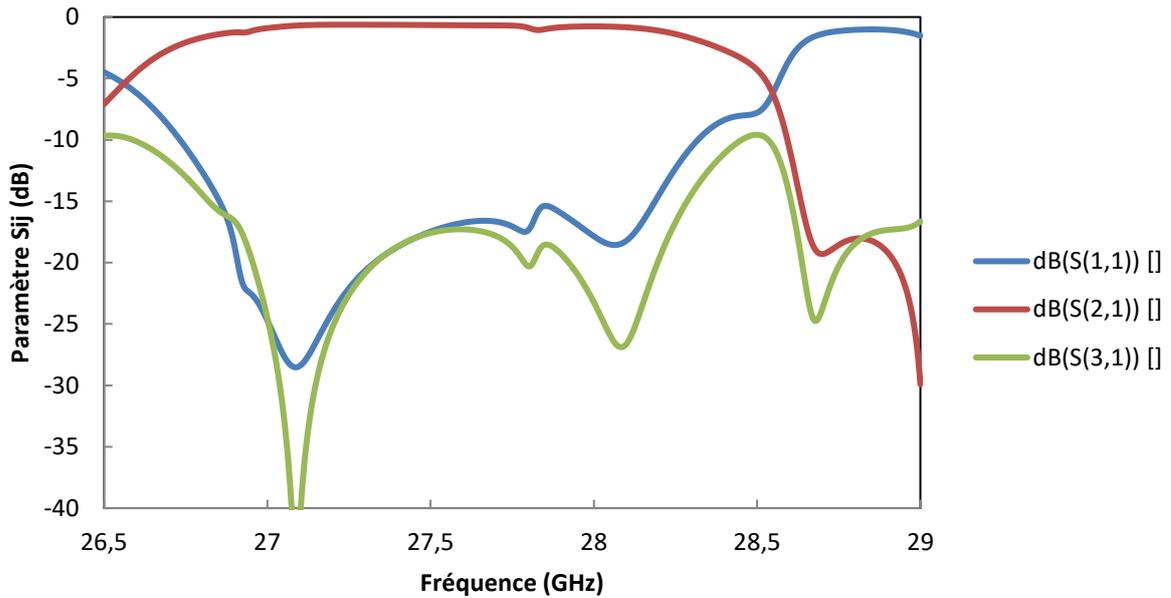


Figure IV-29: Paramètres S simulés du circulateur intégrant une pastille d'hexaferrite de baryum dans un guide d'onde « ridgé ».

La bande passante du circulateur pour la topologie utilisant une section de guide ridgé est de 1,5 GHz, soit une bande passante relative de 2,72 % à 15 dB d'isolation et d'adaptation. L'augmentation de la bande passante par rapport au guide d'onde simple est de l'ordre de 79%. Les pertes d'insertion dans la bande sont de l'ordre de 0.9 dB.

(c) Fabrication

La fabrication s'est déroulée en plusieurs étapes. Trois pastilles de ferrite de hauteurs différentes ont été réalisées au Lab-STICC à l'aide d'un moule de 6 mm de diamètre en suivant le protocole décrit précédemment.

Dans le but de valider le plan mécanique et l'assemblage des pièces du circulateurs, une première version en matière plastique a été réalisé par impression 3D à l'UBO Open Factory (Figure IV-30.a). Des plans mécaniques et la pièce de référence imprimée ont été fournis au pôle mécanique de l'Université de Bretagne Occidentale pour la réalisation d'un boîtier métallique par usinage mécanique (Figure IV-30.b).

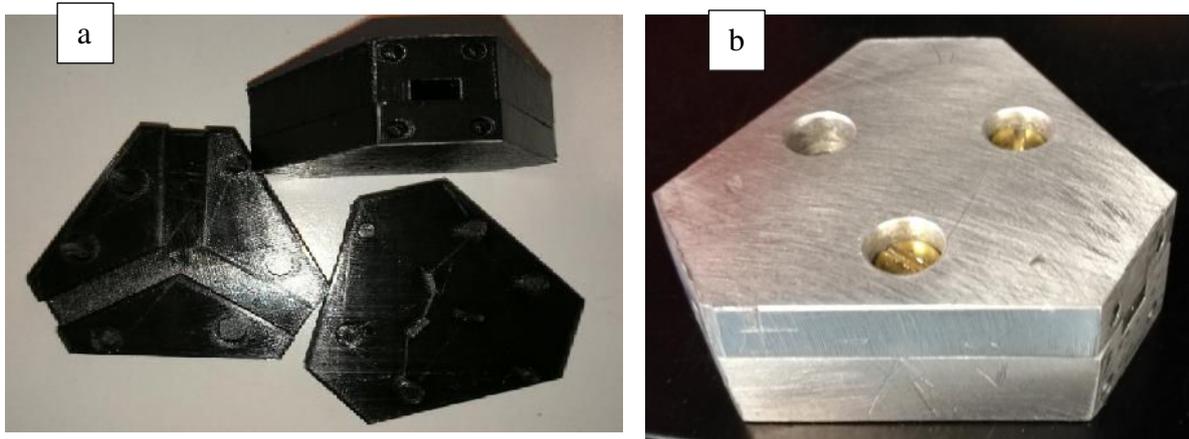


Figure IV-30: Circulateur en technologie guide d'onde réalisé (a) par impression 3D et (b) par usinage mécanique à l'UBO.

Malheureusement, les machines à commande numérique du pôle mécanique de l'université étant défectueuses, le manque de précision de l'usinage, notamment au niveau des perçages, n'a pas permis d'obtenir des mesures satisfaisantes, des fuites de signal au niveau des accès impactant fortement la réponse du circulateur.

La réalisation des circulateurs a alors été sous-traitée à la société Breizh Usinage (Figure IV-31).

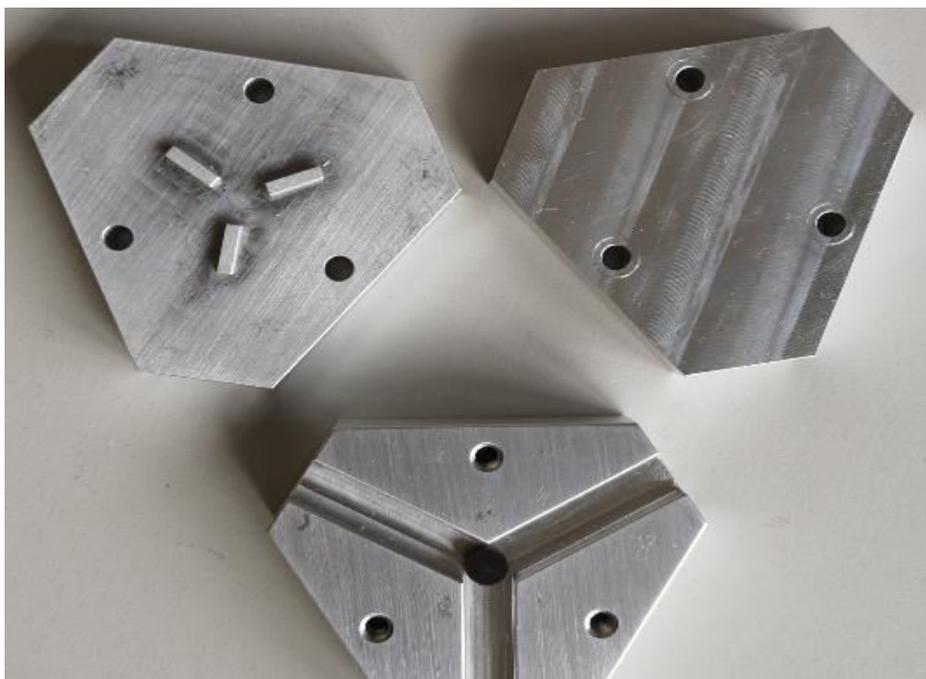


Figure IV-31 : Circulateurs en guide d'onde réalisé par la société Breizh usinage.

Les circulateurs réalisés par Breizh usinage sont en 3 pièces dont une base et deux capots qui peuvent être montés sur la base, permettant ainsi de tester les deux configurations simulées : un circulateur en guides d'onde simples et un circulateur en guides d'onde ridgés.

Pour le guide d'onde simple, la meilleure performance a été obtenue avec la pastille de 1,66 mm conformément aux simulations. Le circulateur présente une bande passante de 300 MHz à 15 dB autour de 25.5 GHz (Figure IV-32). Dans la bande passante, les pertes d'insertion sont inférieures à 4,4 dB.

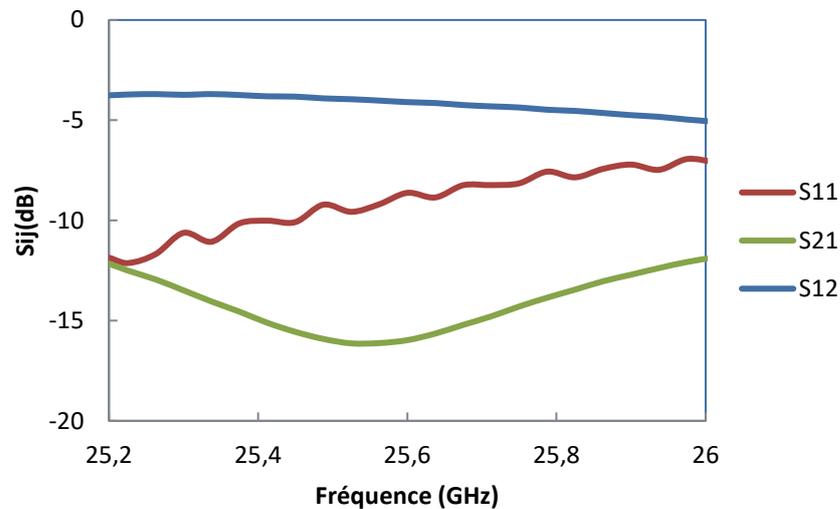


Figure IV-32 : Paramètres S mesuré du circulateur utilisant des guides d'onde simples.

Avec les guides d'onde ridgés, les meilleures performances sont obtenues pour la pastille de hauteur 2 mm. Une bande passante de 650 MHz à 15 dB avec des pertes d'insertion inférieures à 4.4 dB dans la bande passante a été mesurée.

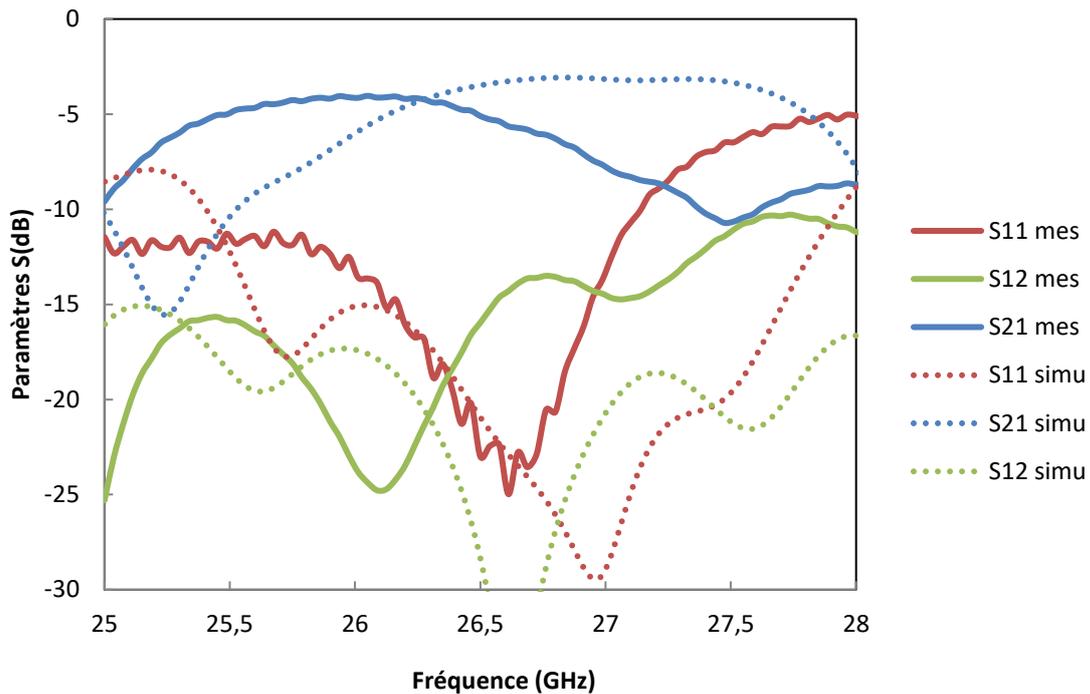


Figure IV-33 : Paramètre S mesuré de guide d'onde ridgées

L'application d'un champ externe de 3000 Oe sur le dispositif précédent à l'aide d'un électro-aimant permet d'obtenir de meilleures performances avec une bande passante de 1.1 GHz et des niveaux de pertes d'insertions inférieures à 4.4 dB. De meilleures pertes d'insertion d'environ 3.5 dB peuvent être obtenue sur 500 MHz de bande passante à - 20 dB.

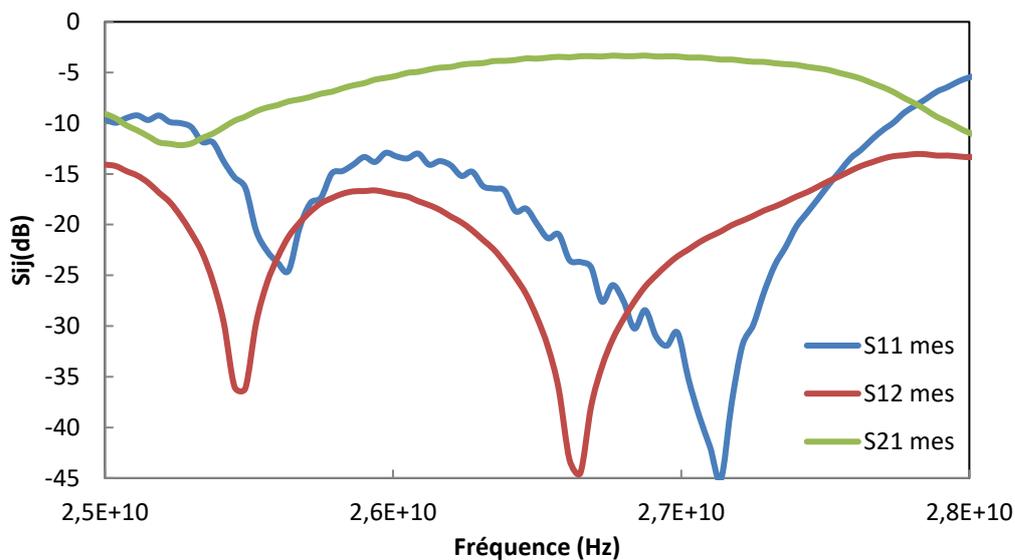


Figure IV-34: Paramètre S mesuré du circulateur avec guides d'onde ridgés avec un champ externe de 3000 Oe.

Globalement, l'utilisation d'hexaferrites de baryum pré-orientés permet d'obtenir des niveaux d'isolation satisfaisants. Néanmoins, les pertes d'insertion mesurées sont très supérieures à celles prédites par les simulations.

Le circulateur a alors été mesuré sans disque de ferrite. Les pertes globales, définies par $PG = 1 - S_{11}^2 - S_{21}^2 - S_{31}^2$, ont été extraites de la mesure des paramètres S (Figure IV-35). Ces pertes globales sont comprises entre 0,16 et 0,4 dans la bande 25-28 GHz. Ainsi, en fonction de la fréquence de fonctionnement, 1 à 2 dB des pertes du composant peuvent être attribuées au boîtier métallique et non au résonateur à ferrite. Des rétro-simulations ont permis de mettre en évidence que ces pertes ne provenaient majoritairement pas d'une rugosité des parois métalliques (induisant une baisse de la conductivité effective) mais plutôt de fuites de champ au niveau des accès ou entre la base du boîtier et le capot.

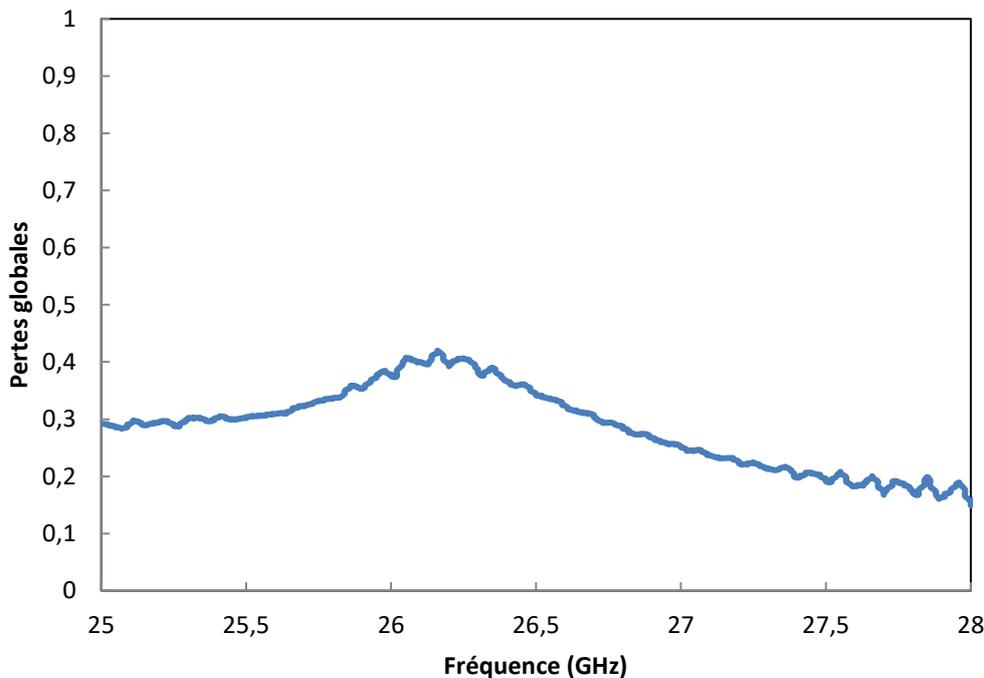


Figure IV-35: Pertes mesurées dans le guide réalisé par Breizh usinage (en l'absence de disque de ferrite)

Des simulations paramétriques ont également été réalisées sur les pertes diélectriques et magnétiques du ferrite. La figure suivante présente en pointillé une variation des pertes magnétiques entre 800 Oe et 1400 Oe ($\tan\delta = 0,011$). Sur cette même figure, on peut observer l'effet d'une variation de la tangente de pertes diélectriques entre 0,001 et 0,016 (les pertes

magnétiques sont fixées à 1000 Oe). Les pertes d'insertion apparaissent comme étant particulièrement sensible à une variation des pertes diélectriques du ferrite. Pour l'heure, les origines des différentes sources de pertes du composant sont trop incertaines pour établir des propriétés (pertes diélectriques et magnétiques) tangibles de ces matériaux. Leurs caractérisations électromagnétiques devront être poursuivies pour pouvoir évaluer leur potentiel pour la réalisation de composants auto-polarisés.

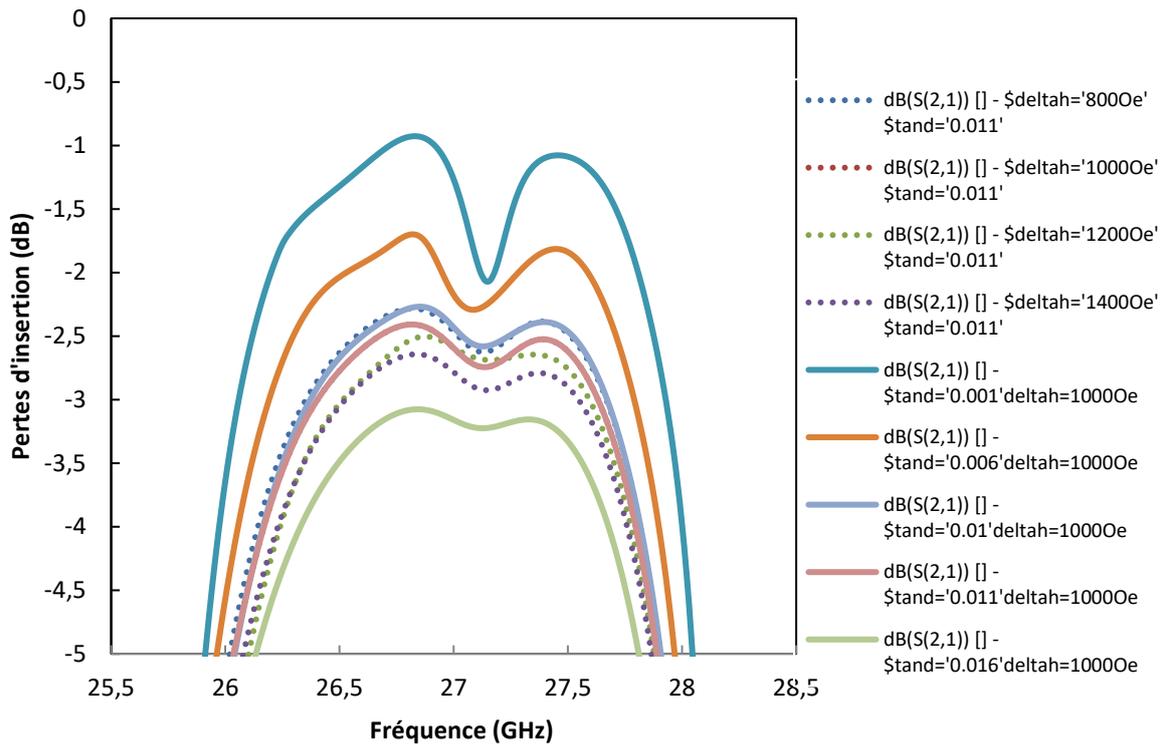


Figure IV-36 : Pertes d'insertions en fonction des variations des pertes magnétiques (en pointillé) et de la tangente de pertes diélectriques (en trait plein).

Bien que le réel potentiel de ces matériaux ne puissent encore être totalement évalué à l'heure actuelle, cette étude montre qu'il semble possible de pouvoir les utiliser pour la fabrication des circulateurs et isolateurs. Ces matériaux présentent un intérêt particulier dans le sens où, contrairement aux hexaferrites pré-orientés classiques, leur élaboration utilise une voie céramique standard et ne nécessite pas d'équipements particuliers tels que le pressage sous champ magnétique intense. Bien qu'une amélioration de la fabrication des composants doive être envisagée et qu'une optimisation du procédé d'élaboration puisse permettre d'améliorer les pertes diélectriques et/ou magnétiques du ferrite, les résultats préliminaires obtenus sont encourageants.

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons étudié le potentiel des hexaferrites de strontium substitués pour la réalisation d'un circulateur auto-polarisé en bande Q (autour de 40 GHz). Nous avons démontré que des pertes d'insertion aussi faibles que 0,45 dB associées à des niveaux d'isolation et d'adaptation supérieurs à 15 dB peuvent être obtenus pour un circulateur microruban très compact (2,5 mm x 2,5 mm x 0,1 mm) sans utiliser d'aimants. Ceci est rendu possible par la substitution lanthane-cobalt dans des hexaferrites de strontium qui entraîne une augmentation du champ d'anisotropie par rapport à des hexaferrites de strontium purs.

Ce circulateur a été ensuite optimisé pour un fonctionnement en bande Ka. L'optimisation du circulateur a eu pour but principal de proposer des topologies d'adaptation d'impédance permettant d'élargir la bande-passante du dispositif et de se rapprocher du cahier des charges proposé par TAS pour l'application visée en partant d'un design fonctionnant en bande Q. Plusieurs topologies ont été testées. Parmi les 5 retenues pour la réalisation, les deux circulateurs donnent des résultats en accord avec la simulation avec un décalage notable vers les basses fréquences. Pour les circulateurs, on peut noter des pertes d'insertion moins importantes qu'en simulation et une bande-passante d'isolation plus importante. Les pertes d'insertion sont plus importantes pour l'isolateur, mais une charge gravée semble pouvoir régler cette problématique.

Par ailleurs, ces circulateurs et isolateurs présentent une stabilité en température raisonnable, d'autant plus notable que, au contraire des composants classiques à base de ferrites doux, aucune compensation n'est envisageable pour ces dispositifs auto-polarisés.

Les différences entre mesures et simulations proviennent très probablement d'une mauvaise estimation du champ interne effectif du matériau et de sa permittivité. Ces deux paramètres influencent de façon opposée la fréquence de fonctionnement du circulateur. Ainsi, plusieurs couples de ces valeurs peuvent donner des réponses très similaires en simulation.

Si l'on compare les résultats obtenus à 30 GHz et à 40 GHz, on peut conclure que le matériau est bien adapté à un fonctionnement en bande Q mais que son fort champ d'anisotropie n'est pas optimal pour un fonctionnement en bande Ka. Ainsi, de nouveaux matériaux à champ d'anisotropie plus faible doivent être étudiés pour cette bande de fréquences.

Dans la seconde partie de ce chapitre, des hexaferrites de baruym élaborés au Lab-STICC ont été étudiés pour la conception de circulateurs auto-polarisés. Un procédé innovant a été développé au Lab-STICC pour la réalisation de ces hexaferrites. Ce procédé, peu coûteux et facile à mettre en œuvre, permet d'obtenir des matériaux présentant un rapport d'aimantation rémanente sur aimantation à saturation de 0,83, soit une valeur potentiellement compatible avec ces applications. Deux circulateurs dimensionnés à partir des propriétés de ces matériaux

donnent des résultats encourageants en simulation. Les mesures de ces circulateurs démontrent la possibilité d'obtenir une bande de circulation avec de forts niveaux d'isolation mais associés à des pertes d'insertion importantes. L'origine de ces forts niveaux de pertes est encore à l'étude mais semblent provenir en partie du boîtier métallique utilisé pour la réalisation de ce composant. Les caractérisations de ces matériaux et l'optimisation de la fabrication des composants doivent se poursuivre pour évaluer le réel potentiel de ces nouveaux matériaux.

IV.4 Perspectives

Les performances à l'état de l'art obtenues sur des circulateurs utilisant des hexaferrites de strontium substitué nous ont amenés à réfléchir à d'autres concepts pouvant intégrer ces matériaux. Deux idées ont été ainsi approfondies de façon à proposer des perspectives à ces travaux :

- Un circulateur accordable pouvant fonctionner à différentes fréquences sous l'action d'une commande externe
- Un diviseur de puissance intégrant des isolateurs

(a) Circulateur accordable

L'objectif de cette étude prospective était d'évaluer la possibilité de commuter la fréquence de fonctionnement d'un circulateur planaire à l'aide de switches.

Pour évaluer la faisabilité de ce dispositif, nous nous sommes basés sur les structures intégrant des stubs décrites précédemment et qui permettaient d'augmenter la bande passante. Ces stubs ont pour effet de décaler légèrement la fréquence de fonctionnement des dispositifs. En jouant sur les paramètres du stub (activation ou non), il semble possible de piloter la fréquence de fonctionnement du circulateur. La topologie à l'étude est présentée sur la figure IV-37.

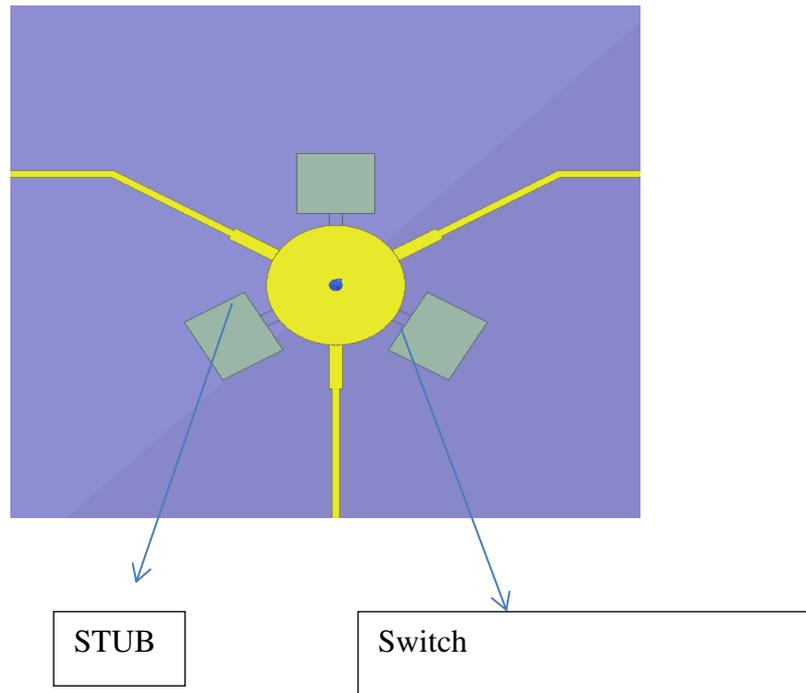


Figure IV-37 : Topologie de circulateur accordable intégrant des switches.

Pour l'intégration des switches, plusieurs technologies peuvent être envisagées. Les MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) sont aujourd'hui une technologie fiable utilisée pour la conception de switches RF. Le concept est décrit sur la Figure IV-38. Un MEMS à contact ohmique est constitué d'une poutre métallique suspendue et d'une électrode d'activation. L'application d'une faible tension (quelques volts) permet d'abaisser la poutre et d'assurer un contact ohmique. Un MEMS constitue ainsi un interrupteur RF, bloquant le signal à l'état haut et laissant passer le signal à l'état bas. Dans la littérature, il a été démontré qu'un switch utilisant un MEMS peut présenter de faibles pertes d'insertion (0,8 dB) et un niveau d'isolation élevé (12 dB) à 30 GHz [IV.19]. Néanmoins, la fiabilité de ces composants est généralement assurée grâce à un packaging encombrant qui pourrait limiter leur intégration dans le dispositif envisagé.

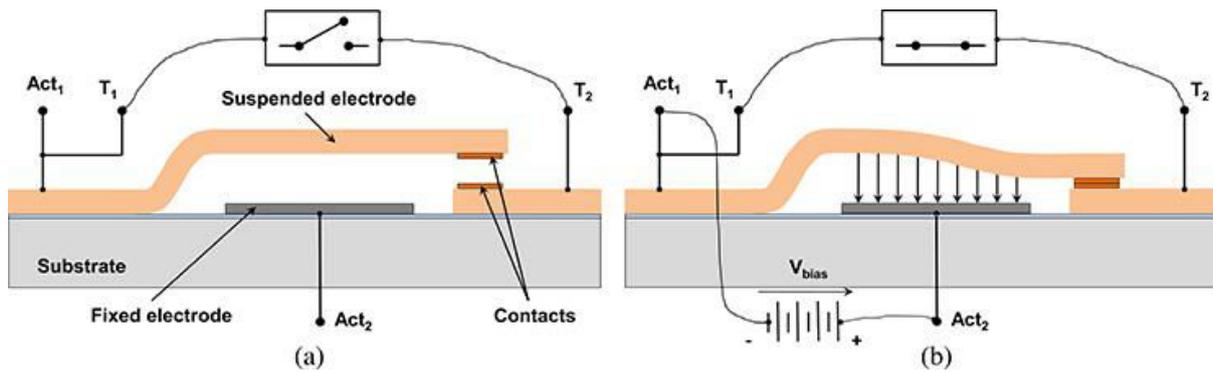


Figure IV-38 : Schéma montrant la structure et le mode d'actionnement de MEMS

Une solution alternative consisterait à utiliser une technologie émergente ; des matériaux à transition de phase. Parmi ces derniers, l'oxyde de vanadium (VO_2) en couche mince peut s'avérer être intéressant pour la réalisation de dispositifs accordables. Ce matériau peut être déposé par pulvérisation cathodique et est ainsi compatible avec les technologies utilisées pour la réalisation des circulateurs. Une fois réalisée, ces couches présentent trois modes d'actionnement permettant de faire passer le matériau de l'état isolant à l'état conducteur :

- Actionnement optique
- Actionnement électrique
- Actionnement thermique

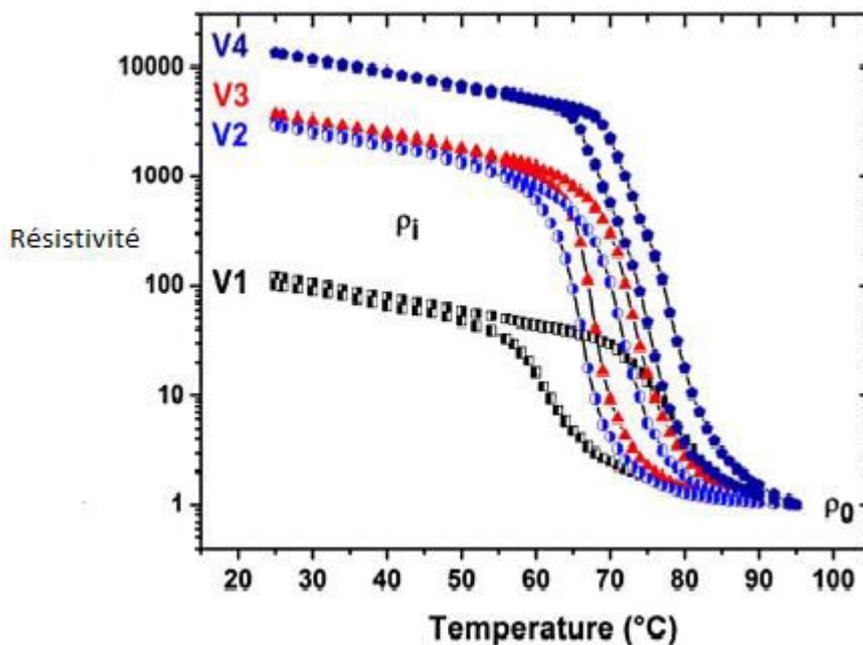


Figure IV-39 : Evolution de la résistivité en fonction de la température pour différents VO_2

La figure IV-39 montre l'évolution de la résistivité en fonction de la température de différents types d'oxyde de vanadium élaborés dans des conditions différentes. A température ambiante, la résistivité est élevée. Au-delà d'une température critique (autour de 68°C dans cet exemple), la résistivité diminue brutalement et le matériau passe d'un état isolant à conducteur. Une évolution similaire peut être obtenue à l'aide d'une commande optique ou électrique. Un switch basé sur cette technologie peut permettre d'obtenir des niveaux d'isolation supérieurs à 15 dB à 30 GHz avec des pertes similaires à celles de MEMS [IV.20]

Deux configurations de circulateurs accordables, avec des dimensions de stubs différentes, ont été simulées sur le principe présenté à la figure IV-37. En fonction des dimensions des stubs et de l'état du commutateur (isolant ou passant), il apparaît possible d'adresser différentes bandes de fréquences. Les simulations ont été effectuées avec deux stubs de géométries différentes (Stub 1 : $L_{\text{stub}} = 1,25 \text{ mm}$, $W_{\text{stub}} = 0,2 \text{ mm}$ et Stub 2 : $L_{\text{stub}} = 0,8 \text{ mm}$, $W_{\text{stub}} = 0,25 \text{ mm}$) et les résultats sont présentés sur la figure.

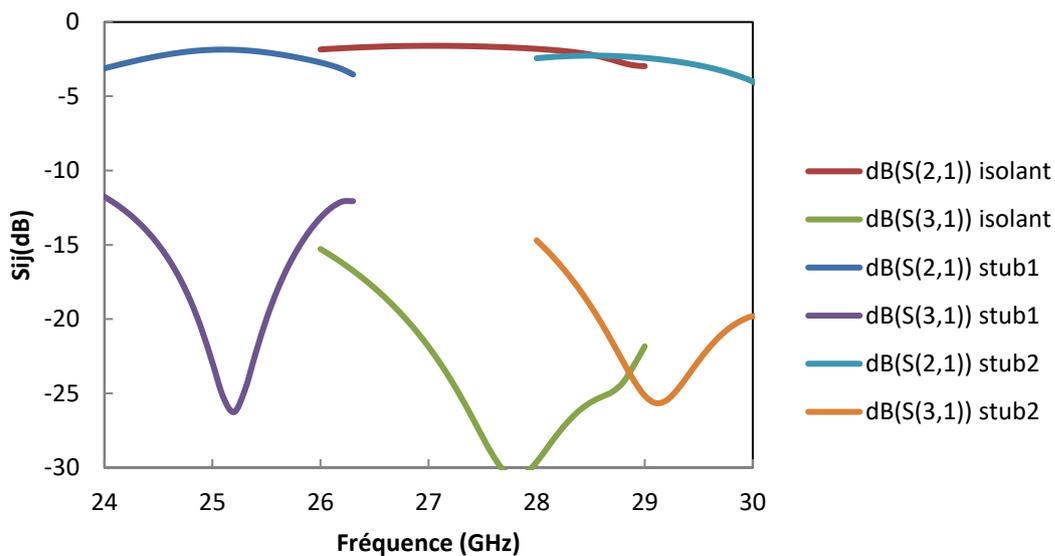


Figure IV-40 : Paramètres S simulés de circulateurs accordables à l'état isolant et à l'état passant pour deux géométries de stubs différentes.

Lorsque le switch est à l'état isolant, la fréquence centrale du circulateur est de 27,05 GHz. Dans cet état, la bande passante est de 8,5% avec des pertes d'insertion dans la bande inférieure à 2 dB.

En considérant le stub 1 à l'état passant, la fréquence centrale diminue pour atteindre 25,25 GHz. La bande passante est alors de 5,2% avec des pertes inférieures à 2,2 dB dans la bande.

Lorsqu'une configuration du stub 2 à l'état passant est considérée, la fréquence centrale augmente autour de 28,7 GHz. La bande passante associée est alors de 5,8% avec des pertes similaires à celles obtenues pour le stub 1.

Il est intéressant de noter que ce type de circulateur accordable permet, selon la géométrie du stub, d'augmenter ou de diminuer la fréquence du circulateur de base. L'agilité potentielle est de l'ordre de 6 à 7% dans les deux cas.

D'un circulateur simple, il semble donc possible, par intégration de switches activant des stubs positionnés dans les angles morts de la jonction Y, de changer la fréquence centrale d'environ 6 à 7%. Si la plage d'accord peut être étendue sans dégrader l'isolation, il semble possible d'adresser à la fois les fréquences des liens montant et descendant de liaisons satellitaires dans une architecture reconfigurable. Si la plage d'accord reste limitée, ce type de dispositif pourrait être utilisé pour limiter les dérives en températures de ces composants en activant des switches à VO₂ en fonction de la température.

(b) Diviseur de puissance

Les diviseurs de puissance sont des composants fondamentaux couramment utilisés dans de nombreux sous-systèmes micro-ondes et associés à des amplificateurs de puissance, des mélangeurs ou intégrés dans des réseaux d'antennes.

Les lignes de transmission planaires permettent de réaliser plusieurs types de diviseurs de puissance en hyperfréquences. En général, ces diviseurs se distinguent par le nombre de ports de sortie et par la relation d'amplitude et de phase qui existe entre les signaux de sortie.

Le plus connu de ces diviseurs est le diviseur de Wilkinson introduit par E. Wilkinson en 1960 [IV.19]. Le diviseur de Wilkinson est réalisé à l'aide de deux tronçons de ligne TEM connectés en parallèle à l'entrée. Il répartit sur les accès 2 et 3, la puissance d'entrée injectée sur l'accès 1. Une résistance de valeur $2Z_0$ (Z_0 : impédance caractéristique de la ligne de transmission) permet d'assurer l'isolation entre le port 2 et 3 et leur adaptation à l'entrée.

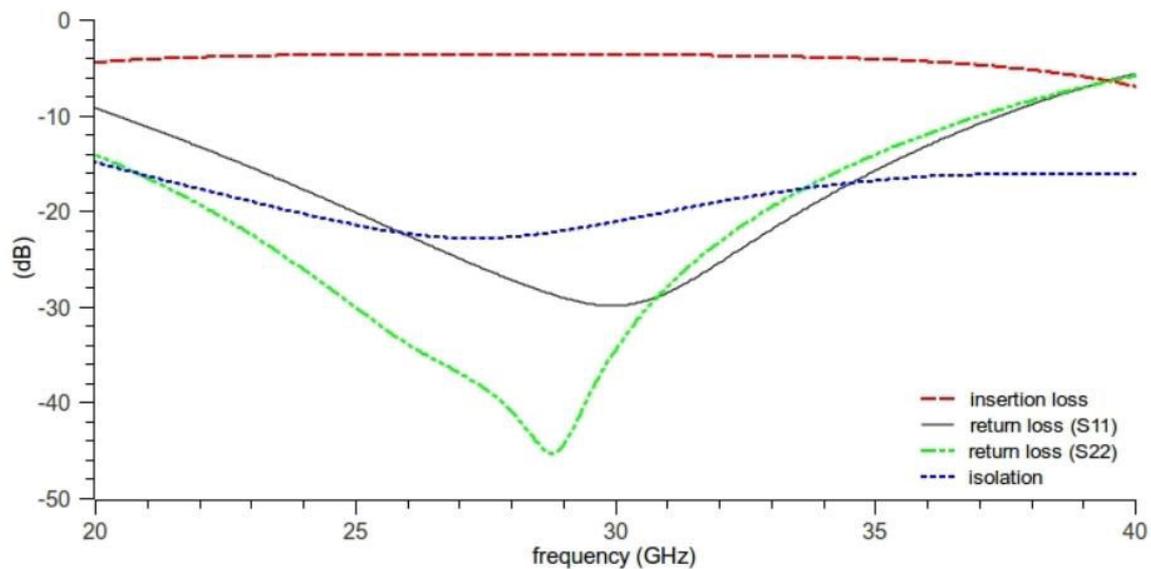
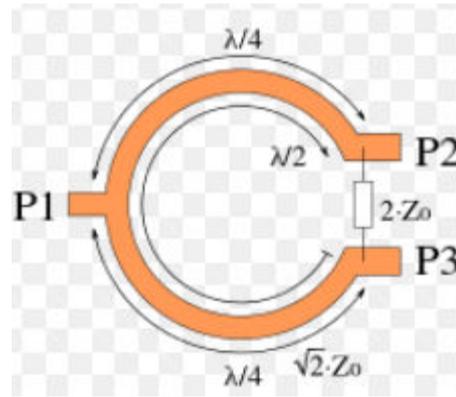


Figure IV-41 : Diviseur de Wilkinson et ses paramètres S [IV.21]

Plusieurs auteurs se sont intéressés à ces dispositifs [IV.22] à [IV.25]. La topologie de ce type de composant et ses performances typiques sont présentées sur la figure IV-41.

Les pertes d'insertions sont de l'ordre de 3 dB (division par 2 du signal d'entrée), l'isolation et l'adaptation sont autour de 20 dB à la fréquence centrale de fonctionnement.

Dans les architectures RF, ces dispositifs sont souvent associés avec des amplificateurs et des isolateurs (figures IV-42 et IV-43). Cette association permet de réaliser une distribution de la puissance sur plusieurs amplificateurs en parallèle de façon à obtenir en sortie un niveau de puissance élevé tout en assurant la protection de ces amplificateurs.

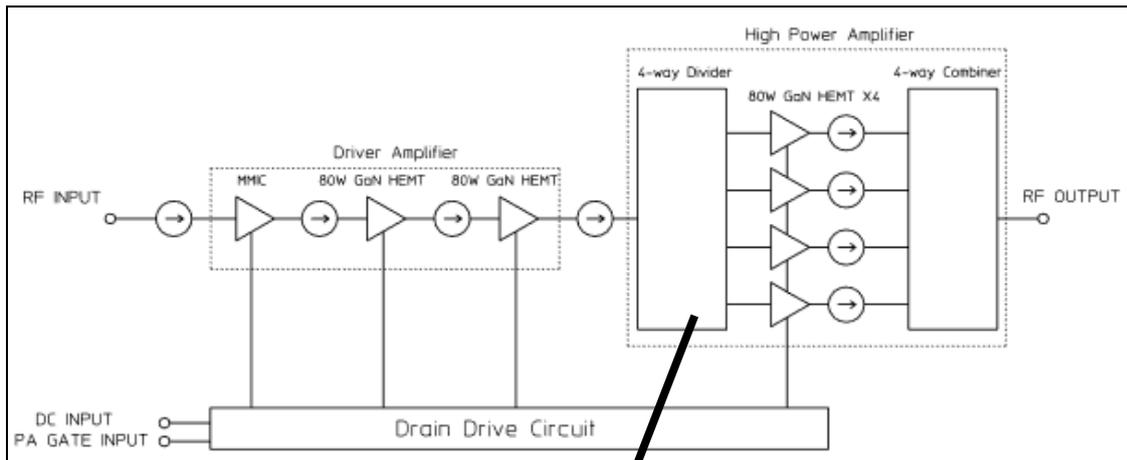


Figure IV-42: Schéma fonctionnel en bande X d'un SSPA (Solid State Power Amplifier) 250 W



Figure IV-43: Vue interne d'un amplificateur à forte puissance de sortie.

Comme l'illustre la figure IV-43, ces architectures sont à l'heure actuelle réalisées à partir de composants différents dont le concepteur de systèmes doit gérer les interconnexions. Intégrer les isolateurs dans la fonction de diviseur (en entrée) et de combineur (en sortie) pourrait permettre de diminuer significativement la taille et le coût de ces architectures.

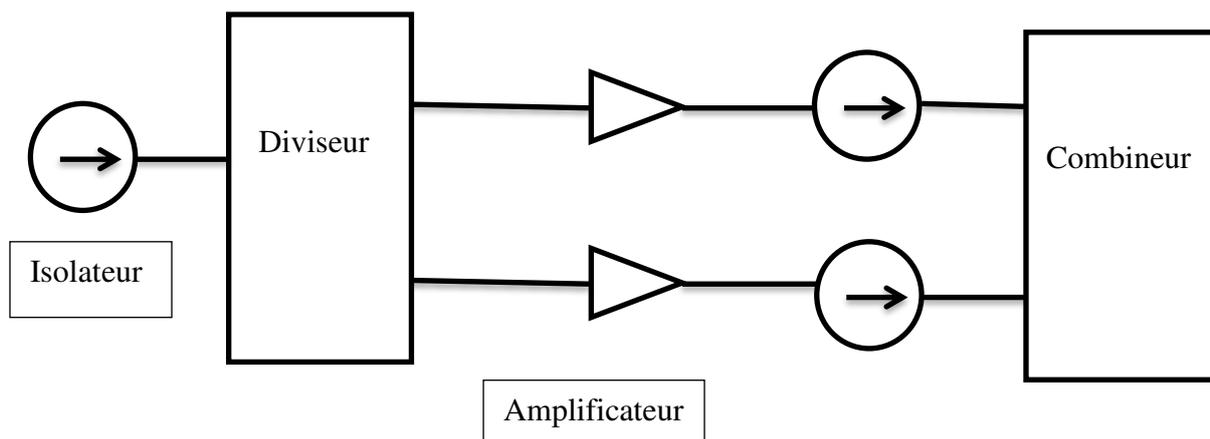


Figure IV-44: Architecture utilisée généralement pour les amplificateurs à forte puissance.

L'objectif de cette étude prospective serait de regrouper la partie isolateur et diviseur en un composant unique. Une approche similaire pourrait être adoptée pour la partie isolateur et combineur. L'architecture simplifiée pourrait alors se réduire à celle présentée sur la figure IV-45.

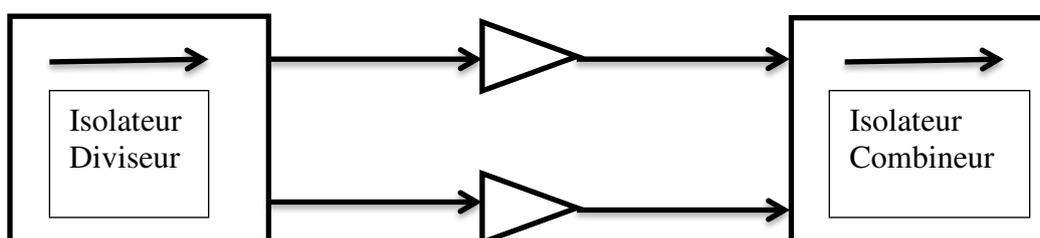


Figure IV-45: Nouvelle architecture proposée pour les amplificateurs à forte puissance

Deux composants ont été testés en simulation : un isolateur diviseur et un isolateur combineur. Les topologies de ces deux composants sont présentées. Elles utilisent les isolateurs planaires présentés précédemment.

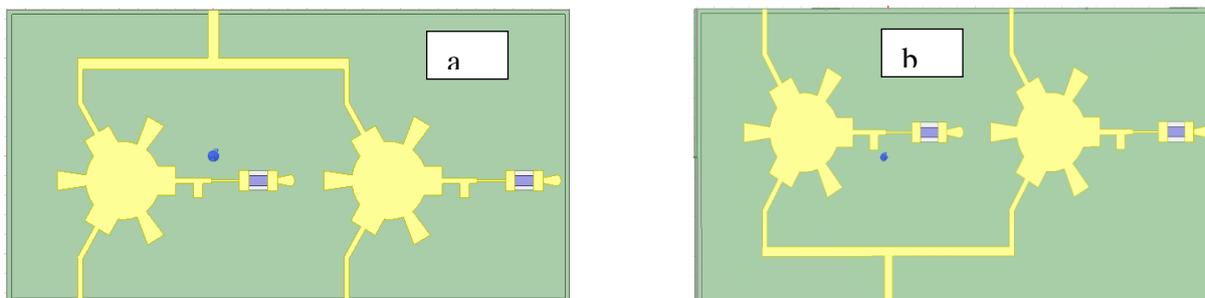


Figure IV-46: Topologie isolateur-diviseur en a) et combineur-isolateur en b).

Les paramètres essentiels pour ces deux fonctions sont la bande passante, les pertes d'insertion et l'adaptation au niveau de chaque port. L'isolation entre les ports est également une caractéristique importante de ces composants.

La figure IV-47 présente les performances obtenues pour l'isolateur-diviseur. On obtient en simulation une bande passante supérieure à 1 GHz autour de 26 GHz, soit environ 4% de bande passante relative. Les pertes d'insertion (S_{21} et S_{31}) dans la bande sont inférieures ou égales à 5dB. Etant donné la division de puissance par deux, les pertes générées par le circuit seraient ainsi inférieures ou égales à 2 dB dans la bande passante. L'adaptation au niveau des ports 2 et 3 est supérieure ou égale à 15 dB dans la bande passante. Néanmoins, l'adaptation au niveau du port 1 est faible (supérieure ou égale à 5 dB dans la bande) et devrait faire l'objet d'une attention particulière lors de la conception de composant.

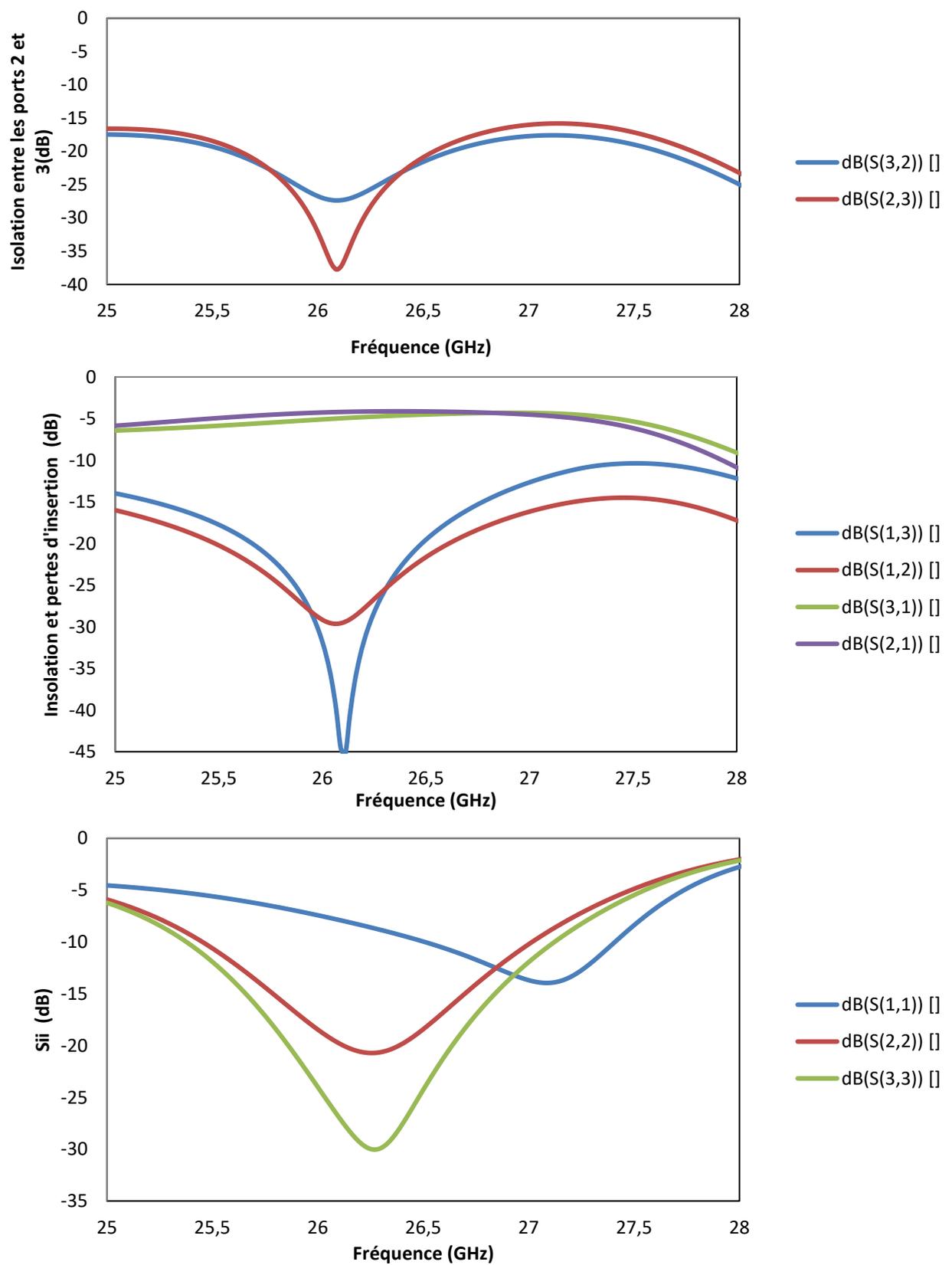


Figure IV-47: Paramètres S simulés du composant isolateur-diviseur

Par ailleurs, cette fonction isolateur-diviseur permet d'obtenir une isolation (S_{12} , S_{13}) supérieure à 20 dB dans la bande passante entre le port d'entrée et les ports de sortie et un bon découplage entre les deux ports de sortie (S_{23} , S_{32}) avec une valeur supérieure à 20 dB dans la bande passante.

La topologie isolateur-combineur, présentée sur la figure IV-46-b, a également été évaluée. Ce composant présente exactement les mêmes performances que l'isolateur-diviseur à la différence des paramètres S d'isolation et de pertes d'insertion qui sont inversés par rapport à ceux de l'isolateur-diviseur (figure IV-47).

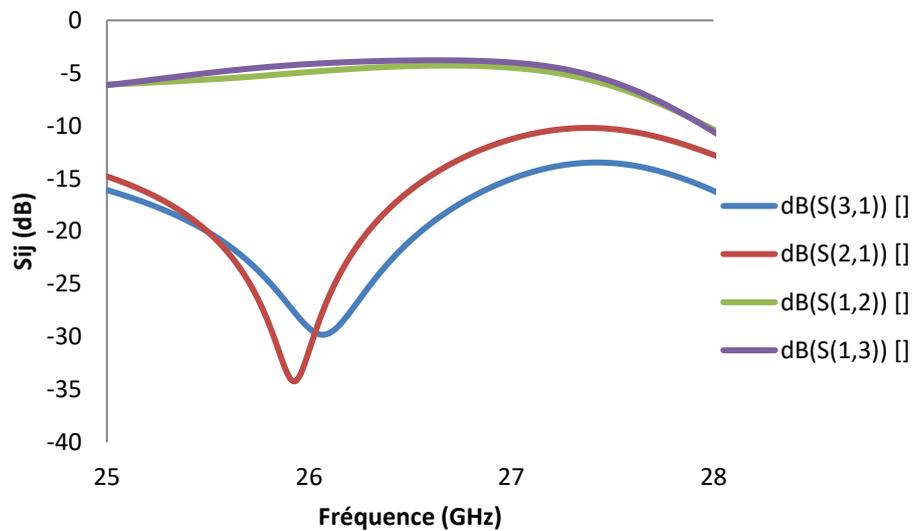


Figure IV-48 : Isolation et pertes d'insertion du composant combineur isolateur

Les résultats préliminaires obtenus pour ces dispositifs sont encourageants. Dans les résultats présentés précédemment, seule l'adaptation au niveau du port 1 semble être un paramètre qu'il faut améliorer. Ce paramètre S_{11} pourra certainement être amélioré avec des transformateurs d'impédance. Une autre topologie d'isolateur diviseur a été testée afin d'améliorer ce paramètre (figure IV-49).

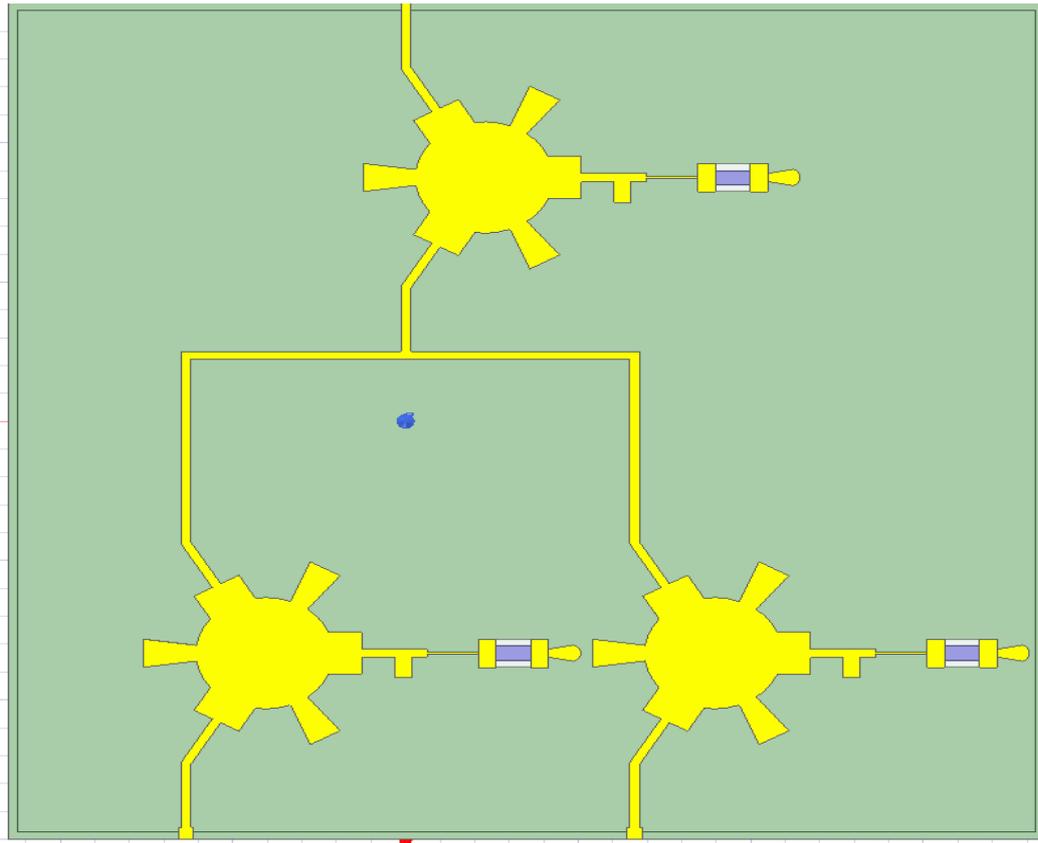


Figure IV-49: Deuxième topologie adoptée pour le composant isolateur-diviseur

Les résultats de cette topologie sont présentés dans la figure IV-50. L'intégration d'un isolateur en entrée du diviseur permet d'être bien adapté sur les trois ports. Néanmoins, l'ajout de l'isolateur en entrée entraîne une légère augmentation des pertes d'insertion d'environ 0,4 dB par rapport aux résultats précédents. L'isolation globale de la fonction bénéficie aussi de l'apport du troisième isolateur est atteint ainsi des valeurs très élevées dans la bande passante (supérieures à 40 dB). Cette étude n'est qu'une première approche dans la fusion des diviseurs et isolateurs ou combineur et isolateurs. De meilleurs résultats pourraient probablement être obtenus en approfondissant l'étude mais ces simulations préliminaires montrent déjà la faisabilité de ces composants.

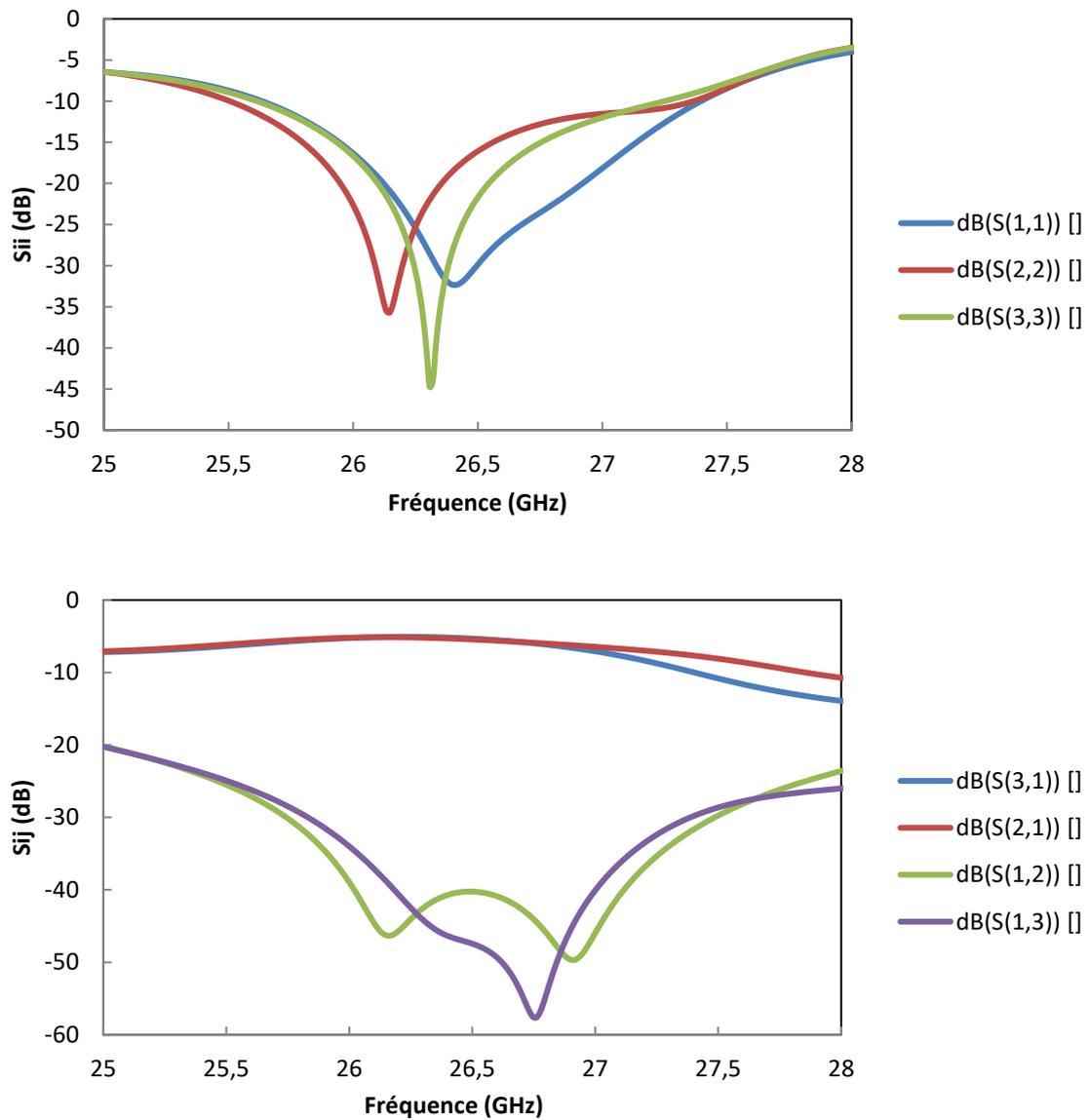
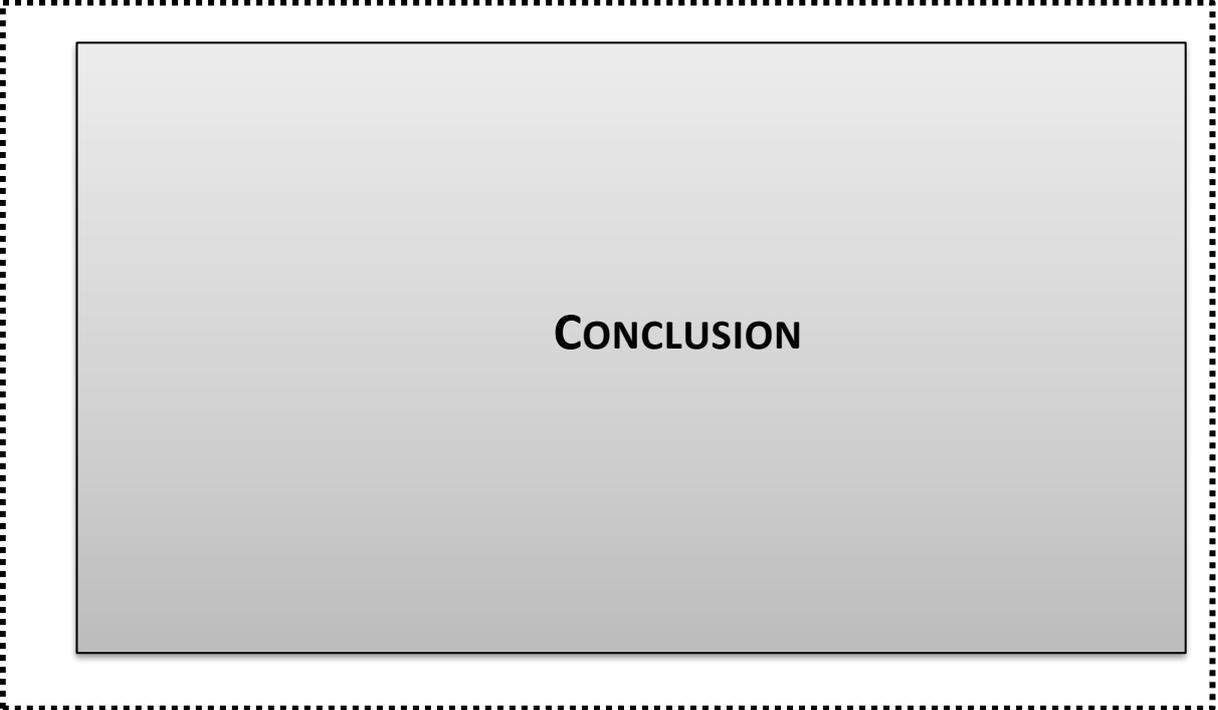


Figure IV-50 : Paramètres S simulés du composant isolateur-diviseur utilisant trois isolateurs

RÉFÉRENCE CHAPITRE 4

- [IV.1] **M.A. Tsankov and L.G. Milenova**, "Design of self-biased hexaferrite waveguide circulators," *Journal of Applied Physics*, vol. 73, no. 10, pp. 7018-7020, May 1993.
- [IV.2] **X. Zuo, H. How, S. Somu and C. Vittoria**, "Self-biased circulator/isolator at millimeter wavelengths using magnetically oriented polycrystalline strontium M-type hexaferrite," *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 39, no. 5, pp. 3160-3162, September 2003.
- [IV.3] **S.A. Oliver, P. Shi, W. Hu, H. How, S.W. McKnight, N.E. McGruer, P.M. Zavracky and C. Vittoria**, "Integrated self-biased hexaferrite microstrip circulators for millimeter-wavelength applications," *IEEE Trans. Microwave Theory & Techn.*, vol. 49, no. 2, pp. 385-387, February 2001.
- [IV.4] **N. Zeina, H. How, C. Vittoria and R. West**, "Self-biasing circulators operating at Ka-band utilizing M-type hexagonal ferrites," *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 28, no. 5, pp. 3219-3221, September 1992.
- [IV.5] **B.K. O'Neil and J.L. Young**, "Experimental investigation of a self-biased microstrip circulator," *IEEE Trans. Microwave Theory & Techn.*, vol. 57, no. 7, pp. 1669-1674, July 2009.
- [IV.6] **J. Wang, A. Yang, Y. Chen, Z. Chen, A. Geiler, S.M. Gillette, V.G. Harris and C. Vittoria**, "Self-biased Y-junction circulator at Ku band," *IEEE Microwave Wireless Components Lett.*, vol. 21, no. 6, pp. 292-294, June 2011.
- [IV.7] **J.A. Weiss, N.G. Watson and G.F. Dionne**, "New Uniaxial-Ferrite Millimeter-Wave Junction Circulators," in *Proc. IEEE Int. Micr. Symp.*, 1989, pp. 145-148.
- [IV.8] **S.A. Oliver, P. Shi, W. Hu, H. How, S.W. McKnight, N.E. McGruer, P.M. Zavracky, C. Vittoria**, "Integrated self-biased hexaferrite microstrip circulators for millimeter-wavelength applications," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. 49, no. 2, February 2001.
- [IV.9] **Laur, G. Vérissimo, P. Quéffélec, L.A. Farhat, H. Alaaeddine, J.C. Reihls, E. Laroche, G. Martin, R. Lebourgeois and J.P. Ganne**, "Modeling and characterization of self-biased circulators in the mm-wave range," in *Proc. IEEE Int. Micr. Symp.*, 2015.
- [IV.10] **V. Laur, G. Vérissimo, P. Queffelec, L.A. Farhat, H. Alaaeddine, E. Laroche, G. Martin, R. Lebourgeois, J.P. Ganne**, "Self-biased Y-junction Circulators using Lanthanum- and Cobalt-substituted Strontium hexaferrites" *IEEE Trans. Microwave Theory & Techn.*, vol. 63, no. 12, pp. 4376-4381, December 2015.
- [IV.11] **Marion E. hines**, "reciprocal and non reciprocal mode of propagation in ferrite stripline and microstrip devices" in 1970 microwave, Inc, Burlington, mass.01803
- [IV.12] **Marion E.hines**, "a new microstrip isolator and its application to distributed diode amplification" in 1970 IEEE Int.Microwave Symp.Dig.,pp.304-307
- [IV.13] **A.H.Aly, and B.elsharawy**" modeling and optimization of paralell line edge Mode microstrip isolators" in 2002 IEEE MTT-S Digest.
- [IV.14] **Robert C.kane thomas wong**,"An Edge-guide mode microstrip isolators with transverse slot discontinuity,"IEEE MTTs.pp.1007-1011:1990.

- [IV.15] **J.L. Mattei, N. Le Cong, A. Chevalier, A. Maalouf, N. Noutehou, V. Laur, P. Queffelec**, "A simple process to obtain anisotropic self-biased magnets constituted of stacked Barium ferrite single domain particles", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 451, pp. 208-213, 2017
- [IV.16] **D.K. Linkhart**, *Microwave circulator design*, 2^{ème} Edition, Artech house, Norwood (2014), pp. 319-321.
- [IV.17] **J. Helszajn**, "Characterization of discontinuity effects in single ridge wave guide", *Microw. Eng.*, vol. 21, pp. 31-41, March 2000
- [IV.18] **A. Le Gouellec**, "Modélisation de déphaseurs ferrite hyperfréquences à double toroïde" Université de Bretagne Occidentale, 2014.
- [IV.19] **A.H. Zahr et al.**, "Commutateur large bande (DC-40 GHz) et hautes performances à base de MEMS RF", *JNM* 2015
- [IV.20] **A. Mennai**, "Conception et réalisation de commutateurs RF à base de matériaux à transition de phase (PTM) et à changement de phase (PCM)", thèse de l'Université de Limoges, 2016
- [IV.21] **E. Wilkinson**, "An N-way hybrid power divider," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Vol. 8, No. 1, pp. 116–118, Jan. 1960.
- [IV.22] **D. M. Pozar**, *Microwave Engineering*. 4th Edition, John Wiley and Sons Inc, 2012, pp. 328-334.
- [IV.23] **Tobias Klein** "Extendable Ka-Band Power-Divider Module in LTCC Technology", *Asia-Pacific Microwave Conference, IEEE, 2010*
- [IV.24] **J. S. Lim, S. W. Lee, C. S. Kim, J. S. Park, D. Ahn, and S. Nam**, "A 4:1 unequal Wilkinson power divider," *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, Vol. 3, pp. 124–126, Dec. 2001.
- [IV.25] **Abdullah A. Alshehri**, "Three-way cascade power divider and combiner for satellite communications" *Wireless Power Transfer Conference, IEEE, 2017*.
- [IV.26] **K. Kanto, A. Satomi, Y. Asahi, S. Takatsuka, H. Kimura, H. Kajio**, "A C-band 500W Solid-State Power Amplifier using 90W GaAs FETs", *IEICE Technical Report SANE2007-16*, pp. 85-90, Apr. 2007.



CONCLUSION

Ce travail avait pour objectif principal de démontrer la faisabilité de circulateurs miniatures, intégrables pour répondre aux cahiers des charges définis par Thales Alenia Space (TAS). Les travaux au cours de ce projet ont été réalisés en grande partie au Lab-STICC avec l'aide de TAS pour la caractérisation des circulateurs et isolateurs auto-polarisés.

La conception des circulateurs a nécessité de caractériser les matériaux qui les constituent (les ferrites) pour extraire leurs propriétés statiques et dynamiques. Ces caractéristiques constituent les données d'entrée des modèles permettant de prédire leurs propriétés dynamiques (perméabilité) utilisées dans les modèles de dimensionnement des composants à ferrite.

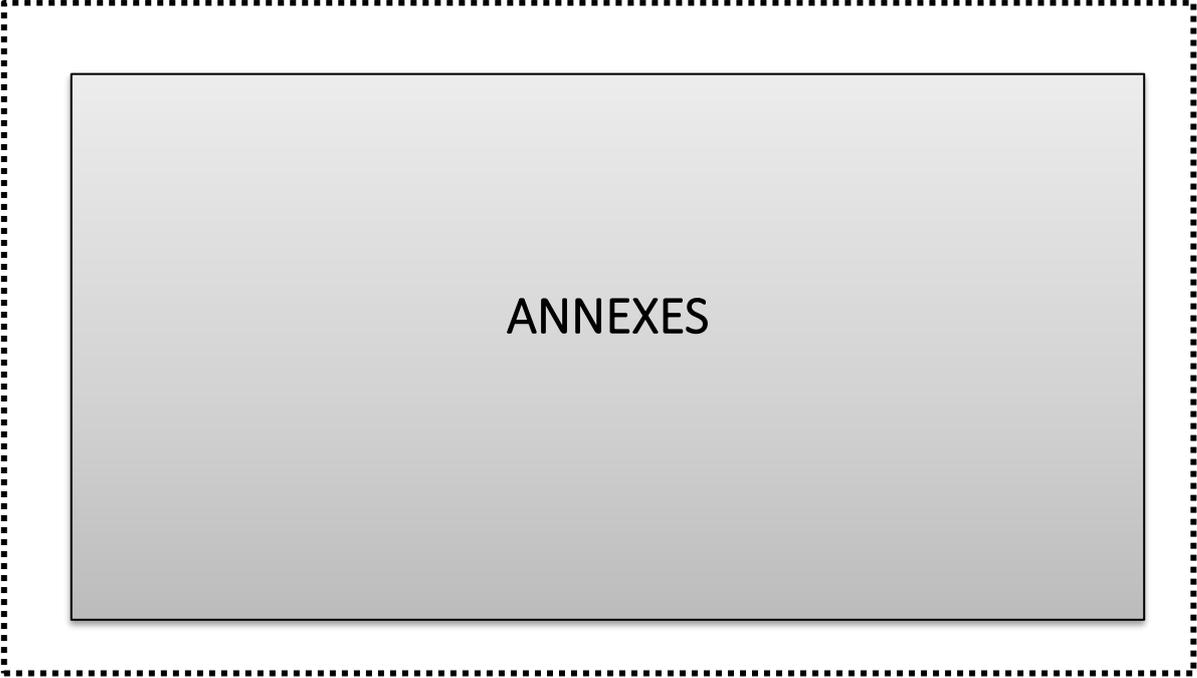
Le modèle de Polder ainsi que la théorie de Bosma, présentées dans les chapitres 1 et 2, ont été utilisés tout au long de cette thèse. La technologie microruban a été privilégiée d'assurer une compatibilité avec les autres éléments de la chaîne RF utilisés par Thales Alenia Space.

Dans un premier temps des composites à base de ferrites doux ont été développés au Lab-STICC. Les méthodes de fabrication de ces composites ont été analysées et optimisées afin de choisir le procédé permettant d'obtenir de bonnes performances pour les circulateurs fabriqués à partir de ces composites. Les pertes présentées par ces circulateurs sont élevées et de l'ordre de 3,5 dB. D'autres composites fabriqués à partir de ferrites commerciaux ont également été évalués et intégrés dans les circulateurs sans pour autant observer une diminution des pertes d'insertion. Deux topologies de circulateurs ont été utilisées pour tester ces composites : une topologie classique avec le ferricomposite inséré dans l'épaisseur du substrat et une deuxième topologie avec le ferricomposite inséré en surface pour être compatible avec les procédés de fabrication classiques. Les pertes enregistrées avec la dernière topologie sont plus élevées (5 dB) que la première (2,5 dB) et peuvent s'expliquer par un procédé de fabrication complexe nécessitant de nombreuses étapes d'assemblage et de métallisation..

Dans un deuxième temps, un hexaferrite de strontium substitué fourni par Thales Research & Technology a été utilisé pour réaliser des circulateurs auto-polarisés à 40GHz. Les faibles pertes magnétiques et diélectriques de ces matériaux ont conduit à l'obtention de performances remarquables à 40 GHz et à la poursuite de ces travaux par la conception d'isolateurs planaires auto-polarisés à 30 GHz. Si les pertes d'insertion de ces composants restent encore à améliorer, notamment en optimisant les procédés de report des charges, les premiers résultats sont encourageants et permettent d'envisager à moyen terme l'intégration de ces composants miniatures au sein de front-end RF. L'intérêt de ces isolateurs a été confirmé par leur insertion dans un module d'amplificateur de puissance.

Un autre matériau (hexaferrite de baryum), développé au Lab-STICC à l'aide d'un procédé d'élaboration très simple, a également été évalué pour ces applications. Néanmoins, les pertes d'insertion restent pour l'instant élevées (autour de 4,4 dB) et des études doivent se poursuivre pour évaluer le potentiel réel de ces matériaux pour la réalisation de circulateurs auto-polarisés.

Dans la dernière partie de manuscrit, des perspectives concernant la conception de composants originaux (circulateurs accordables et isolateur-diviseur) ont été proposées. Ces topologies sont basées sur l'utilisation d'hexaferrites pré-orientés qui permettent de s'affranchir de l'aimant permanent. À terme, ce type de composant pourrait permettre de simplifier les architectures RF et d'en diminuer la taille et le coût.



ANNEXES

ANNEXE 1

Méthode de calcul du champ démagnétisant

Joseph et Schloemann ont montré qu'un matériau magnétique uniformément aimanté présente dans son volume des champs démagnétisants non-uniformes si ce dernier n'est pas usiné sous forme ellipsoïdale. La méthode proposée autorise le calcul des champs démagnétisants non-uniformes dans des échantillons de forme arbitraire. La théorie présentée est basée sur l'hypothèse d'une aimantation constante dont la direction coïncide avec celle du champ magnétique local en tout point de l'échantillon magnétique.

Le calcul réalisé pour déterminer la variation spatiale du champ démagnétisant dans un cylindre sera commenté ici.

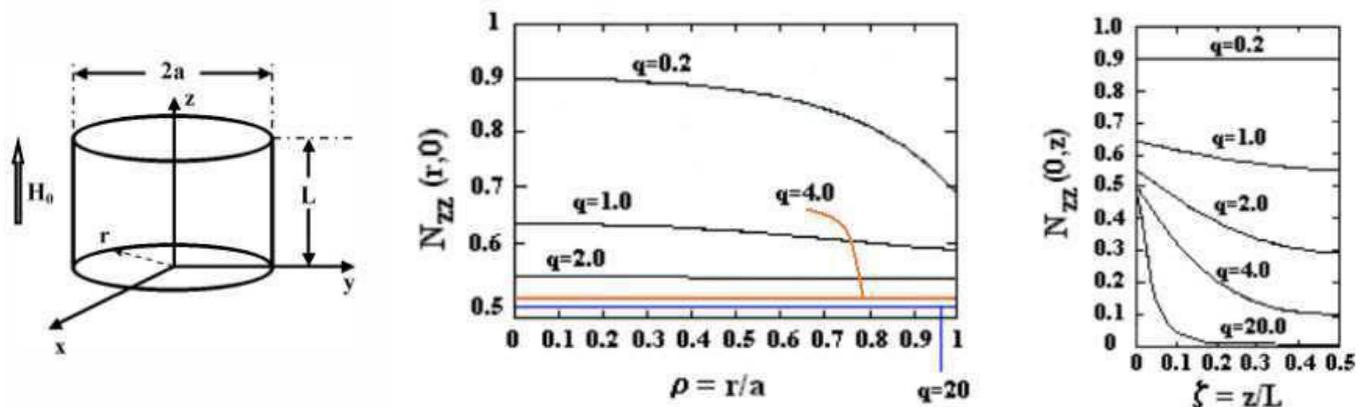


Figure 1 : Variation spatiale du coefficient démagnétisant N_{zz} pour différentes dimensions du cylindre ($q = L/a$) ; (b) sur la face inférieure du cylindre en $z=0$; (c) le long de l'axe z en $x=y=0$.

Trois cas sont étudiés suivant le rapport $q = L/a$ (L : épaisseur, a : rayon) traduisant la géométrie du disque:

- $q \gg 1$

Lorsque l'épaisseur du cylindre est grande devant son rayon, le coefficient de champ démagnétisant

N_{zz} dans le plan (O, x, y) est uniforme et égal 0,5. Le long de l'axe z ce coefficient démagnétisant présente une forte non-uniformité puisqu'il varie entre 0,5 en $z = 0$, jusqu'à 0 environ en $z = L/2$.

- $q \ll 1$

Pour un disque fin, la non-uniformité du coefficient démagnétisant N_{zz} apparaît sur sa face inférieure, dans le plan (O, x, y) . Pour un rapport, $q=0.2$, qui correspond à un disque de diamètre

$f = 2a = 5 \text{ mm}$ et d'épaisseur $L = 0,508 \text{ mm}$, N_{zz} varie de 0,9 au centre jusqu'à 0,7 sur les bords. N_{zz} est uniforme suivant l'axe du disque ($N_{zz} = 0,9$).

• **q = 1**

Pour des cylindres possédant un rayon et une hauteur voisine, la variation spatiale du coefficient N_{zz} apparaît suivant toutes les directions du repère cartésien (Figure 1).

L'étude est basée sur l'application d'un champ statique de polarisation uniforme, ce qui limite la validité des conclusions de Joseph et Schloemann. En effet, nous avons montré précédemment que le champ magnétique statique de polarisation variait spatialement. Or, dans leurs travaux Joseph et Schloemann considère que le matériau magnétique est aimanté uniformément.

Outre l'hypothèse d'une polarisation uniforme du matériau ferrimagnétique, Joseph et Schloemann ont utilisé une autre simplification afin de pouvoir déterminer le coefficient de champ démagnétisant : le champ magnétique créé par les aimants est supposé être assez intense pour saturer toutes les zones du matériau ferrimagnétique. Or, ce n'est pas toujours le cas en pratique. Pour déterminer rigoureusement le champ démagnétisant du matériau il faut tenir compte à la fois de la non-uniformité du champ statique de polarisation quel que soit l'état d'aimantation du matériau. Cependant, en première approximation, nous avons utilisé les résultats obtenus par ces chercheurs. Connaissant les variations spatiales du champ créé par les aimants et du champ démagnétisant il est possible de déterminer le champ interne du matériau ferrimagnétique :

$$H_{int}(r) = H_{app}(r) - H_d(r) = H_{app}(r) - N_z(r) \times M_s$$

Où $H_{int}(r)$ est le champ interne du matériau en fonction de la position dans la matière aimantée, $H_{app}(r)$ le champ magnétique statique réel créé par les aimants, $H_d(r)$ le champ démagnétisant apparaissant dans le matériau qui est fonction d'un coefficient de champ démagnétisant suivant z , $N_z(r)$ et de l'aimantation à saturation du matériau M_s .

Le champ interne est obtenu à partir de deux champs variant spatialement suivant toutes les directions de l'espace. L'idéal serait que les champs démagnétisant induits par les aimants et propre au matériau contrecarrent exactement le champ magnétique statique de polarisation, ce qui en pratique est difficilement réalisable. Il est donc probable que le champ interne du matériau soit non-uniforme. Il faut toutefois tenter de se rapprocher de ce cas de figure.

Déterminer de façon précise le champ interne d'un matériau ferrite est très difficile. En effet il nous faut connaître précisément la variation spatiale du champ statique de polarisation ainsi que celle des champs démagnétisants.

Or, connaître la cartographie exacte du champ créé par un ou deux aimants n'est pas aisé : le logiciel commercial Maxwell 3D permet de déterminer une cartographie précise de ce champ. Il est d'autant plus complexe d'obtenir le profil de champ statique de polarisation lorsque le circuit de polarisation est composé de matériaux magnétiques doux servant à canaliser le flux et de pièces polaires.

ANNEXE 2

Interpolation de Lagrange

En mathématiques, l'**extrapolation** est le calcul d'un point d'une courbe dont on ne dispose pas d'équation, à partir d'autres points, lorsque l'abscisse du point à calculer est au-dessus du maximum ou en dessous du minimum des points connus. En dehors de cette particularité, les méthodes sont les mêmes que pour l'interpolation.

Étant donné un ensemble de couples (x_i, y_i) (résultats expérimentaux, par exemple), le problème consiste à trouver un modèle mathématique (polynomial, trigonométrique, exponentiel, etc.) afin de décrire les données au moyen d'une expression mathématique utilisable, c'est à dire calculable, intégrable, dérivable, etc.

Entre deux valeurs successives des abscisses, x_i et x_{i+1} , la courbe est approchée par une application affine dont les propriétés sont définies .

Propriété : On considère deux points de coordonnées (x_a, y_a) et (x_b, y_b) , $x_a < x_b$. L'interpolation linéaire consiste à remplacer, pour tout x entre a et b , $f(x)$ par :

$$y_a + \frac{f(x_b) - f(x_a)}{x_b - x_a}$$

Principe : Dans la pratique, au lieu d'utiliser la base 1, x , x^2 ... des polynômes, on utilise la base des polynômes de Lagrange :

$$L_i(X) = \prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \frac{x - x_j}{x_i - x_j}$$

Ces polynômes de degrés $n-1$ vérifient $L_i(X_j) = 1$ si $i = j$ et 0 si $i \neq j$

On en déduit alors le polynôme d'interpolation de Lagrange : $P(X) = \sum_{i=1}^n y_i L_i(x)$

Application pour $n=3$: On dispose de trois points (a, y_a) , (b, y_b) et (c, y_c) . Le polynôme d'interpolation de Lagrange est alors :

$$P(X) = y_a \frac{(x-c)(x-b)}{(a-b)(a-c)} + y_b \frac{(x-a)(x-c)}{(b-a)(b-c)} + y_c \frac{(x-a)(x-b)}{(c-a)(c-b)}$$

Ce polynôme pourra être utilisé pour avoir une approximation des coordonnées du 4^{ième} point.

Cette méthode a été utilisée pour extrapoler les propriétés EM de composites à différents taux de charge en particules ferrimagnétiques.

ANNEXE 3**Les bandes de fréquences IEEE**

Désignation	Domaine de Fréquences (GHz)
VHF	0,03 - 0,30
UHF	0,30 - 1,00
Bande L	1 - 2
Bande S	2 - 4
Bande C	4 - 8
Bande X	8 - 12
Bande Ku	12 - 18
Bande K	18 - 26,5
Bande Ka	26,5 - 40
Bande Q	33-50
Bande U	40 - 60
Bande V	50 - 75
Bande E	60 - 90
Bande W	75 - 110
Bande F	90 - 140
Bande D	110 - 170
Bande G	140 - 220

Publications Internationales:

J.L. Mattei, N. Le Cong, A. Chevalier, A. Maalouf, N. Noutehou, V. Laur, P. Queffelec, “A simple process to obtain anisotropic self-biased magnets constituted of stacked Barium ferrite single domain particles”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 451, pp. 208-213, 2017

Conférences internationales:

N.Noutehou, C.Patris, L.Raynaud, R.Leborgeois, O.Vendier, V.Laur, P.Queffelec, J.L.Roux, “Q-band planar ultra-compact microwave circulators”, *3RD Space Passive Component Days, 2018*

J.L. Mattei, N. Le Cong, A. Chevalier, A. Maalouf, N. Noutehou, V. Laur, P. Queffelec, “A simple process to obtain anisotropic self-biased magnets constituted of stacked Barium ferrite single domain particles”, *IEEE International Magnetism Conference*, Dublin, 2017

Conférences nationales :

N.Noutehou, N.Le cong, V.laur et P.Queffelec, “Procédé bas coût d’élaboration d’hexaferrites de baryum appliqué à la réalisation de circulateurs auto-polarisés ”, *Journée de Caractérisation Microonde et Matériaux*, 2018

Noutehou, C.Patris, L.Raynaud, R.Leborgeois, O.Vendier, V.Laur, P.Queffelec, J.L.Roux, “Circulateur planaire ultra-compact en bande Q”, *Journées Nationales Microonde*, 2019.

Titre : titre (en français) : Conception de circulateur et isolateurs pour applications spatiale : nouvelles technologies d'intégration

Mots clés : Hexaferrites, circulateur, isolateur, matériau composite, modélisation électromagnétique, technologie microruban, dispositif hyperfréquence non réciproque

Résumé : L'objectif de cette thèse est d'explorer de nouvelles technologies permettant de faciliter l'intégration des isolateurs dans les chaînes radiofréquences de satellites. Ces composants sont utilisés pour contrôler l'adaptation des amplificateurs dans les sections d'entrée et de sortie des équipements RF bas niveaux.

Une deuxième voie, basée sur l'utilisation d'hexaferrites de strontium et de baryum pré-orientés, a été étudiée pour concevoir des composants auto-polarisés (sans aimants) en bandes Q et Ka.

Nous proposons deux voies de réalisation de ces isolateurs. Une première voie basée sur l'utilisation de matériaux ferricomposites est étudiée pour concevoir des composants en bande Ku

Title : titre (en anglais) Design of circulators and isolators for space applications: new technologies of integration

Keywords: Hexaferrites, Circulators, isolators, composites materials, electromagnetic modelling, microstrip technology, non-reciprocal microwaves devices.

Abstract: The goal of this PhD thesis is to explore new technologies that make possible to improve the integration of isolators in radiofrequency chain of satellites. These components are especially used to control matching of amplifiers.

Then, we studied pre-oriented strontium or barium hexaferrites to design self-biased components (without magnets) for Q and Ka band frequencies.

We propose two ways of producing these isolators. At first, ferricomposite materials are studied to design low-cost isolators at Ku-band.