



HAL
open science

Etude Magnétostatique et Electromagnétique de Circulateurs Miniatures pour les Modules Actifs Emission/Réception des Systèmes de Télécommunications.

Annaig Guennou

► **To cite this version:**

Annaig Guennou. Etude Magnétostatique et Electromagnétique de Circulateurs Miniatures pour les Modules Actifs Emission/Réception des Systèmes de Télécommunications.. Electronique. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2007. Français. NNT : . tel-00836843

HAL Id: tel-00836843

<https://theses.hal.science/tel-00836843>

Submitted on 21 Jun 2013

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.

THESE

présentée à

l' Université de Bretagne Occidentale

pour l'obtention du

DOCTORAT EN ELECTRONIQUE

par

Annaïg GUENNOU

Etude Magnétostatique et Electromagnétique de Circulateurs Miniatures pour les Modules Actifs Emission/Réception des Systèmes de Télécommunications.

Soutenue le 16 mars 2007 devant la commission d'examen composée de:

Rapporteurs :

Annie BESSAUDOU
Pierre SAGUET

Professeur des universités,
Professeur des universités,

Université de Limoges /XLIM
INPG/ENSERG

Examineurs :

Didier VINCENT
Richard LEBOURGEOIS
Patrick QUEFFELEC
Jean-Luc MATTEI
Philippe GELIN

Professeur des universités,
Ingénieur R&D
Professeur des universités
HDR/ Maitre de Conférence
Professeur

Université Jean Monnet/DIOM
Thales Palaiseau
LEST – UBO
LEST – UBO
LEST – Enstbr

Invité :

Gilles MARTIN

Ingénieur R&D,

Chelton Telecom & Microwave



Recherches effectuées au LEST - UMR CNRS 6165
UBO : 6, avenue Le Gorgeu – CS 93837 – 29238 BREST Cedex 3
ENSTBr : Technopôle Brest-Iroise – CS 83818 – 29238 BREST Cedex 3



Mots clés

Ferrites, circulateurs, modélisation électromagnétique, modélisation magnétostatique, perméabilité, technologie microruban, champs démagnétisants, dispositifs hyperfréquences non-réciproques.

Résumé

Ce travail porte sur la modélisation électromagnétique des circulateurs à jonction-Y polarisé non-uniformément en vue de concevoir et de réaliser des structures ultraminiatures. L'originalité de cette étude repose sur l'approche théorique permettant de mieux décrire le comportement électromagnétique de la structure. Cette approche tient compte de la non-uniformité des différents champs apparaissant dans la structure (champ statique de polarisation, champs démagnétisants et champ interne) ainsi que de l'état d'aimantation du matériau ferrite.

La réalisation de circulateurs microruban en bande X a permis de confronter des résultats expérimentaux aux réponses théoriques obtenues à partir de notre approche théorique et d'observer la dégradation des performances du dispositif due à la non-uniformité des champs statiques.

A l'aide de modifications apportées à l'analyse électromagnétique, les réponses de dispositifs à base d'hexaferrites autopolarisés fonctionnant à la rémanence sont obtenues

Keywords

Ferrites, circulators, electromagnetic modeling, magnetostatic modeling, permeability, microstrip technology, demagnetizing field, non-reciprocal microwaves devices.

Summary

This thesis work dealt with an electromagnetic modelling of non-uniformly biased Y-junction circulators for further design and achievement of structures ultraminiatures. Its originality stands in the development of a theoretical approach allowing a better description of the electromagnetic behaviour of the structure under study. This approach took into account both the non-uniformity of the static fields appearing in the structure (dc-bias field, demagnetizing fields and internal field) and the magnetisation state of the ferrite material.

The realisation of an X-band microstrip circulator permitted the comparison of experimental results with theoretical ones issued from our approach and highlighted a degradation of the device performances because of the non-uniformity of the dc-bias field.

Further to the changes made in our theoretical approach, we got the devices responses of self-biased hexaferrite circulators operating at remanence.

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au **Laboratoire d'Electronique et des Systèmes de Télécommunications (LEST – UMR CNRS 6165)** au sein de l'équipe **Ingénierie des Matériaux Hyperfréquences (IMH)**. Ce laboratoire est commun au département d'Electronique de l'**Université de Bretagne Occidentale (UBO)** et au département Micro-Ondes de l'**Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne (ENSTBr)**. Je tiens à remercier Messieurs Michel Ney et Marcel Le floch directeur et directeur adjoint du LEST pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Je remercie également tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon mémoire, ainsi que les remarques constructives dont ils m'ont fait part.

Je remercie particulièrement monsieur Didier Vincent, Professeur à l'université Jean Monnet de St Etienne, pour avoir accepté de juger ce travail ainsi que de m'avoir fait l'honneur de présider le jury.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Mme Annie Bessaudou, Professeur à Université de Limoges et Monsieur Pierre Saguet Professeur à l' Ecole Nationale Supérieure d'Electronique et de Radio électricité de Grenoble (ENSERG) qui ont eu la lourde tâche de rapporter ce travail.

J'adresse également mes sincères remerciements à Monsieur Richard le Bourgeois, ingénieur au département Recherche et Technologie de THALES pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse.

Je remercie vivement Monsieur Gilles Martin, Ingénieur R&D, Chelton Telecom & Microwave pour sa présence dans ce jury malgré une sollicitation tardive.

Enfin, je remercie Mr Patrick Quéffelec, Professeur des universités à l'UBO, pour avoir dirigé ses trois années de thèse, ainsi que Messieurs Philippe Gelin, professeur à l'ENSTBr, et Jean-Luc Mattei maître de conférence à l'UBO pour avoir encadré ce travail. Ils ont grandement contribué à l'avancement du sujet grâce à leurs précieux conseils et l'intérêt qu'ils ont continuellement porté à ce travail.

Je tiens également à remercier M. Didier Rozuel, technicien CNRS à l'UBO, ainsi que tous les techniciens de l'ENSTBr qui ont travaillé sur mes circuits. Mes remerciements sincères à Bernard Della pour le fabuleux travail qu'il a réalisé au niveau de « mes » circulateurs : vraiment Bernard un grand merci !

Merci à Marie-Paule Friocourt pour la correction des articles en anglais.

Je ne saurai oublier de remercier l'ensemble des membres du laboratoire, permanents ou non, de m'avoir intégrée en ces lieux. Parmi eux je tiens à remercier Cédric, Thierry, Eric, Denis, Paulo, Gérard, Fabrice, Olivier, Alexis, Philippe, Dédé, Pierre Marie, Pascale, Marc, ...et j'en oublie Merci aussi aux doctorants pour leur bonne humeur: Jeff (le roi du rock et du **Crack** Maga, dsl), Mélanie (la relève féminine), Yann2 (la seconde relève féminine !!!), Julien (Mister K comme certains l'ont déjà mentionné), Vincent, Serge (l'outre du lest, recordman du nombre de litre d'eau bus avant une présentation), Abdel, Wilfried ...et là encore j'en oublie....

Enfin, je me dois de ne pas oublier ceux qui ont facilité ma vie durant ces trois années de thèse et d'enseignement, à savoir Yvonne Legoff, Thérèse Hauray, Alain Escabasse, Bernadette Grisard, Michèle Lion et Stéphanie Berder.

Je tiens aussi à remercier plus particulièrement les personnes qui me sont proches et qui ont énormément contribué à ma réussite.

Tout d'abord je remercie toute ma famille : mes parents et mes frères et sœurs, qui se sont intéressés à ce que je faisais, qui m'ont toujours encouragée et qui surtout qui ont toujours cru en moi. Une petite mention spéciale à mon cher papa qui a dû corriger mes f^Ôtes d'orthographe et qui a été obligé de lire 160 pages sur le magnétisme, l'électronique, les télécommunications... Pour un Historien ça n'a pas du être une partie de plaisir! Donc un grand Merci.

Ensuite viennent les amis....

Erwan Salahun, qui m'a énormément aidée lors de mes premiers pas au laboratoire et qui se faisait des cheveux gris chaque fois que je soutenais...!!!! Erwan Salahun toujours présent pour ses amis et que je remercie très sincèrement. Merci aussi à Stéphane Mallégol (Memductance, memductance mais qu'est-ce que la memductance ???)

Je souhaite aussi remercier Yves Quéré et Baptiste Vrigneau présents à mes côtés depuis le DEA et qui m'ont permis de passer de très bons moments ces dernières années. Merci aussi à Sonia.

Une mention particulière pour Alexandre Manchec qui a été contraint et **forcé** de me supporter depuis le DEA (merci beaucoup Alex pour toutes ces années!!!!), pour le blondin (Yann Clavet) et le rouquin (Jonathan Letessier) qui ont su être là dans les moments difficiles comme dans les plus joviaux. Un grand merci à tous les trois car sans vous les choses auraient été toutes autres....

Je conclurai ces remerciements avec une pensée toute particulière à M^{ôô}sieur Noham Martin, pour m'avoir épaulé au quotidien, pour n'avoir jamais craqué lorsque j'étais 'fatigante'!!!! Un énorme merci pour ton soutien...

Un grand Merci à tous pour ces trois ans (1/2) et pour cette journée du 16 mars...

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES

Introduction générale	15
<u>Chapitre I: Dispositifs non-réciproques hyperfréquences</u>	21
I.1. Fonctionnement des dispositifs non-réciproques à ferrite	24
I.1.1. Interaction onde/matière	24
I.1.2. Phénomène de non-réciprocité	26
I.2. Les isolateurs et circulateurs à ferrite	29
I.2.1. Isolateurs	29
I.2.2. Circulateurs	31
I.2.2.1. Présentation générale	31
I.2.2.2. Les circulateurs à éléments localisés	33
I.2.2.3. Les circulateurs à éléments distribués	36
I.2.2.4. Le dispositif d'aimantation des circulateurs	40
I.3. Conclusion	42
Bibliographie du chapitre I	44
<u>Chapitre II : Etude du dispositif de polarisation des circulateurs à jonction-Y</u>	47
II.1. Système de polarisation des circulateurs	50
II.2. Etude magnétostatique	51
II.2.1. Présentation des aimants permanents	51
II.2.2. Champ statique de polarisation	53
II.2.2.1. Simulations avec Maxwell 3D	53
II.2.2.2. Expérience	58
II.3. Champ interne du matériau ferrimagnétique à aimanter	60
II.4. Conclusion du chapitre II	65

Bibliographie du chapitre II	66
<u>Chapitre III : Influence de la non-uniformité du champ sur la réponse du circulateur.</u>	67
III.1. Mise en évidence des limitations des modèles existants	70
III.1.1. Modèle de Bosma	70
III.1.2. Modèles de Bosma modifiés	72
III.2. Analyse ElectroMagnétique (A.E.M.) d'un circulateur à jonction-Y polarisé non-uniformément	73
III.2.1. A.E.M. modifiée	73
<i>III.2.1.1. Prise en compte de la non-uniformité radiale du champ interne</i>	73
<i>III.2.1.2. Prise en compte de l'état d'aimantation réel du matériau ferrite</i>	75
<i>III.2.1.3. Calcul des paramètres de la matrice de répartition (paramètres-S)</i>	81
III.2.2. Résultats	87
III.3. Solutions apportées pour éviter l'apparition de pics dans la réponse du dispositif	90
III.3.1. Etude du champ	90
III.3.2. Insertion d'un disque diélectrique	91
III.4. Conclusion	97
Bibliographie du chapitre III	98
<u>Chapitre IV : Utilisation de notre A.E.M pour la conception de circulateurs ultra miniatures : optimisation des performances des dispositifs</u>	99
IV.1. Quelques solutions pour miniaturiser un circulateur	102
IV.1.1. Modification du substrat situé sous les lignes d'accès	102
IV.1.2. Modification du dispositif d'adaptation	103
IV.1.3. Comparaison des performances du circuit avec et sans stubs CO	104
IV.2. Influence de la non-uniformité des champs	110

IV.2.1. Champ démagnétisant	110
IV.2.2. Champ statique de polarisation	113
IV.2.3. Réponse du circulateur miniature polarisé non-uniformément	114
IV.3. Solutions proposées pour pallier le problème de réduction de bande	116
IV.4. Conclusion	120
Bibliographie du chapitre IV	121
<u>Chapitre V : Circulateurs à jonction-Y à base de matériaux hexaferrites polycristallins en bande Ka</u>	
V.1. Les matériaux conventionnels pour le substrat magnétique	128
V.1.1. Présentation	129
V.1.2. Propriétés statiques – phénomène d'hystérésis [V-6]	130
V.2. Prise en compte des phénomènes d'hystérésis.....	133
V.2.1. Modification de l'A.E.M.	133
V.2.2. Confrontation des spectres associés aux différents tenseurs	135
V.3. Comparaison des réponses des circulateurs	137
V.4. Prise en compte de la non-uniformité des champs démagnétisants	144
V.5. Conclusion du chapitre V	147
Bibliographie du chapitre V	148
<u>Chapitre VI: Réalisation de circulateurs à jonction-Y en bande X</u>	
VI.1. Mise en œuvre du circuit d'aimantation	152
VI.2. Réalisation du circulateur à jonction-Y	153
VI.2.1. Caractéristiques physiques et géométriques des matériaux employés	153
VI.2.2. Réalisation du dispositif	154
VI.3. Comparaison théorie/expérience	156
VI.3.1. Observations	157

VI.3.2. Interprétations	159
VI.3.2.1. Propagation d'une onde plane dans un ferrite saturé infini	160
VI.3.2.2. Et dans le circulateur polarisé non-uniformément?	162
VI.4. Conclusion	170
Bibliographie du chapitre VI	171
Conclusion générale	173
Annexes	179
Valorisation du travail de recherche	189

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Ces dernières années, le marché des modules radiofréquences et hyperfréquences a subi une mutation profonde liée à la fois à l'évolution des marchés militaires et à l'explosion du marché des télécommunications grand public, notamment aux applications - sans fil – "wireless" qui font abondamment appel aux composants CMS (Composant Monté en Surface).

Cet essor considérable que connaît le domaine des télécommunications, aussi bien dans le nombre de services offerts que dans le nombre de systèmes proposés, permet à un large public d'accéder aux nouvelles technologies et la demande pour ces nouvelles applications est toujours en augmentation.

Face à l'évolution croissante du marché des télécommunications, les dispositifs hyperfréquences, utilisés pour assurer les fonctions de traitement du signal dans les systèmes, sont confrontés à une profonde mutation technologique. En particulier, les circuits de petites tailles fonctionnant à des fréquences plus élevées et produits à bas coûts deviennent primordiaux.

Dans les modules « émission/réception », les circulateurs apparaissent comme les fonctions les plus satisfaisantes pour recevoir et émettre des signaux simultanément à l'aide d'une seule antenne. Ces dispositifs non-réciproques sont de différents types. Ils 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. Cependant de tels dispositifs nécessitent une optimisation basée sur une meilleure compréhension des phénomènes physiques impliqués.

Un des phénomènes, souvent négligé, qui affecte fortement la réponse d'un circulateur est la non-uniformité du champ statique créé par des aimants permanents qui induit une réduction de la bande de fréquence exploitable du dispositif.

La connaissance exacte du tenseur de perméabilité du ferrite est requise pour calculer de manière prédictive les paramètres de répartition (paramètres-S) du circulateur.

Un autre paramètre à prendre en compte pour répondre aux critères actuels de développement des dispositifs hyperfréquences est le matériau lui-même. En effet, les ferrites 'doux' ne sont plus avantageux lorsqu'ils sont utilisés dans les circulateurs fonctionnant aux longueurs d'onde millimétriques. Ils nécessitent l'utilisation d'un système de polarisation de la structure très encombrant puisque les champs à appliquer doivent être très intenses. Une alternative est l'utilisation d'hexaferrites. Ces matériaux présentent des avantages significatifs par rapport aux grenats et spinelles lorsque l'on souhaite travailler dans la bande Ka ou au dessus.

Des études sur les circulateurs ont déjà été menées au Laboratoire d'Electronique et des Systèmes de Télécommunications (**LEST-** UMR CNRS 6165). Celles-ci portaient sur la réalisation de circulateurs ultraminiatures à éléments localisés. Les performances des circulateurs uniplanaires réalisés, bien qu'encourageantes, ont mis en évidence les contraintes technologiques et physiques de ce type de structure. Les hypothèses simplificatrices formulées lors de ce travail ont permis l'obtention de réponses approximatives du circulateur. Cependant de nombreuses questions restent en suspend et cela en raison de la complexité des phénomènes physiques apparaissant dans ce type de structure.

Dans ce contexte, l'optimisation des performances des circulateurs passe par le développement d'outils théoriques permettant de mieux prendre en compte la complexité des phénomènes physiques inhérents à ce type d'hétérostructures. Or, les outils de simulations actuels sont limités par une hypothèse simplificatrice employée systématiquement : celle du milieu ferrimagnétique saturé dont les propriétés sont représentées par un modèle simple de perméabilité tensorielle proposé par Polder. L'hypothèse d'un ferrite saturé, uniformément polarisé, est loin d'être vérifiée en pratique du au manque d'uniformité du champ statique de polarisation et à l'inhomogénéité de l'aimantation du matériau liée à la forme de ce dernier.

Le travail abordé dans cette thèse concerne la compréhension du fonctionnement d'un circulateur ultraminiature. La mise en évidence de certains phénomènes apparaissant dans ce type de dispositif, la conception d'un démonstrateur ainsi que l'amélioration des performances de ce dernier seront présentées. Après avoir discuté des divers choix technologiques et de la démarche qui a guidé notre travail, nous présentons l'étude et la réalisation d'un circulateur à ferrite.

Ce mémoire se subdivise en six chapitres. Dans la première partie, un état de l'art de quelques composants basés sur les propriétés de résonance gyromagnétique du matériau ferrimagnétique est réalisé. Ces descriptions nous permettront de mettre en évidence les besoins futures pour les applications micro-ondes.

Le deuxième chapitre sera consacré au dispositif de polarisation des circulateurs à jonction-Y. Après une description des propriétés intrinsèques des différents aimants employés dans ces structures non-réciproques, nous verrons que les champs magnétiques apparaissant dans ces structures sont nécessairement non-uniformes.

La troisième partie fera tout d'abord l'objet d'un rapide bilan bibliographique des travaux déjà effectués dans le domaine de la modélisation de la réponse électromagnétique des circulateurs. Puis, une approche théorique permettant de mieux décrire le comportement

électromagnétique de la structure sera présentée. Cette approche tiendra compte de la non-uniformité du champ statique de polarisation ainsi que de l'état d'aimantation du matériau ferrite. A partir de cette étude, une réponse en fréquence plus réaliste des circulateurs à jonction-Y ainsi qu'un circulateur miniature sont présentés. Enfin, des solutions sont proposées pour pallier aux problèmes générés dans de tels dispositifs. Outre la résolution des problèmes inhérents à la structure, cette étude va nous permettre d'optimiser les performances et la taille du dispositif.

Notre objectif étant la conception et la réalisation de circulateurs ultraminiatures nous emploierons l'Analyse ElectroMagnétique (**A.E.M.**) réalisée au **LEST**, afin d'évaluer l'influence de variation spatiale des champs magnétiques statiques sur la réponse des dispositifs miniaturisés.

Dans le cinquième chapitre une étude se rapportant aux matériaux hexaferrites sera présentée afin de savoir si leur intégration dans les dispositifs non-réciproques autorisera une montée en fréquence des dispositifs. Les modifications à apporter à l'approche électromagnétique précédente seront présentées afin d'obtenir la réponse d'un circulateur travaillant à la rémanence. Cette analyse théorique nous permettra d'obtenir les réponses de dispositifs à base d'hexaferrite fonctionnant à la rémanence.

Enfin la dernière partie du mémoire concerne les réalisations de circulateur à base de matériau ferrimagnétique. Ces réalisations nous permettront de confronter nos résultats expérimentaux aux réponses obtenues à partir de notre approche théorique. Nous mettrons particulièrement en évidence la corrélation étroite entre les performances du circulateur et les phénomènes physiques apparaissant dans ce type de structure.

CHAPITRE I

Chapitre I : Dispositifs non-réciproques hyperfréquences

Les structures micro-ondes assurant la fonction d'aiguillage du signal hyperfréquence dans les modules émission/réception n'apparaissent pas forcément comme des structures à base de matière ferrimagnétique. La dissociation du signal entre les voies émission et réception peut également être remplie par l'intermédiaire de commutateur, dans le cas d'un mode duplex temporel, ou de duplexeur de fréquence, sur la base de filtre dans un mode duplex fréquentiel. Cependant, en commutation temporelle, la liaison n'est pas établie en permanence, même pendant la communication ; elle a lieu périodiquement 8 000 fois par seconde et pendant de très courts instants. Le circulateur à ferrite est le seul dispositif permettant d'assurer une liaison permanente entre les différentes voies.

L'objectif de ce premier chapitre est de présenter et de comparer les principales familles de dispositifs micro-ondes non-réciproques existantes, afin de permettre le choix du dispositif le mieux adapté pour une application donnée.

Cet état de l'art démontrera l'intérêt du développement de nouveaux outils théoriques et expérimentaux afin, de mieux comprendre les phénomènes physiques apparaissant dans ces structures, d'une part, et d'améliorer leurs performances tout en augmentant leur compacité, d'autre part.

I.1. Fonctionnement des dispositifs non-réciproques à ferrite

I.1.1. Interaction onde/matière

Les propriétés statiques des ferrites sont exploitées pour réaliser des dispositifs hyperfréquences. Lorsqu'une onde se propage dans un matériau ferrite polycristallin, son comportement dépend fortement de son état d'aimantation.

L'interaction d'une onde électromagnétique avec le ferrite aimanté dans lequel elle se propage est liée au phénomène de précession gyromagnétique, c'est à dire au phénomène généré par la précession du moment magnétique associé à un électron autour d'une direction privilégiée.

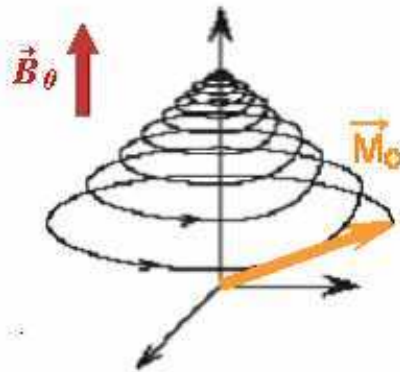


Figure I-1 : Mouvement de précession amortie des moments magnétiques autour de l'induction magnétique B_0 .

L'application d'une induction magnétique statique, \vec{B}_0 , sur le matériau tend à orienter les moments magnétiques de chaque domaine dans la direction du champ de polarisation. Il se crée alors un couple de force entre l'aimantation et le champ magnétique. Ce mouvement gyroscopique s'accompagne d'un amortissement des moments dû aux effets dissipatifs dans le matériau. Ainsi, l'aimantation \vec{M} précesse autour du champ \vec{B}_0 en décrivant une spirale et fini par s'aligner dans sa direction d'équilibre initiale (Figure I-1).

Le phénomène est analogue lorsqu'au champ statique se superpose un champ dynamique, \vec{h} , associé à une onde se propageant dans le ferrite. La seule différence résulte du fait que l'énergie transportée par l'onde électromagnétique s'oppose à l'amortissement des moments magnétiques. Cependant, deux conditions doivent être respectées : en premier lieu la pulsation angulaire du signal doit être égale à celle du mouvement de précession des moments et en second lieu le champ magnétique hyperfréquence, \vec{h} , doit évoluer dans le même sens que les moments magnétiques. Alors apparaît dans le matériau un phénomène de résonance traduisant une forte interaction du signal électromagnétique avec la matière ferrimagnétique.

Pour décrire ce phénomène de précession amortie Landau-Lifschitz-Gilbert [I-1],[I-2], ont proposé l'équation suivante :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \wedge \vec{H}_i + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \wedge \frac{d\vec{M}}{dt}$$

Eq I-1

Dans cette expression, γ , H_i et M_S représentent respectivement le facteur gyromagnétique, le champ magnétique statique interne du matériau et son aimantation à saturation. L'équation (Eq. I-2) du mouvement du vecteur d'aimantation est donc composée d'un terme propre au mouvement et d'un terme lié à l'amortissement, α . De nombreux chercheurs utilisent un autre paramètre pour caractériser les pertes du matériau. Il s'agit de la largeur de raie à mi hauteur, ΔH , de la courbe $\chi''(H_i)$. Ce terme est relié à α par la relation suivante:

$$\alpha = \frac{\gamma \cdot \Delta H}{2f_r}$$

Eq I-2

où f_r est la fréquence de résonance du matériau. Toutefois, selon la fréquence à laquelle le dispositif micro-onde fonctionne et selon le matériau utilisé, un choix s'offre entre deux paramètres pour caractériser les pertes, à savoir : ΔH ou ΔH_{eff} . Pour les matériaux saturés monocristallins, seul ΔH est utilisé, peu importe la fréquence de fonctionnement du dispositif. Si on utilise un matériau polycristallin, la valeur de ΔH caractérise les pertes du matériau si le dispositif fonctionne à la résonance et hors résonance les pertes sont mieux décrites par ΔH_{eff} qui est la largeur à mi hauteur d'une Lorentzienne passant par des points expérimentaux de la courbe $\chi''(H_i)$ mesurés hors résonance; elle permet de mieux décrire les pertes en dehors de la résonance (Figure I-2).

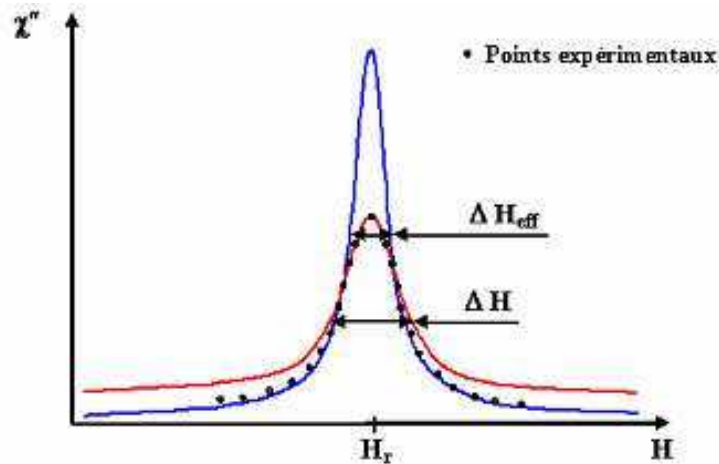


Figure I-2 : Largeur à mi-hauteur de la raie gyromagnétique.

La résolution par Polder [I-3] de l'équation I-2 dans le repère approprié permet de déterminer le tenseur de susceptibilité du matériau magnétique saturé dans l'approximation petit signal ($h \ll H$). Le tenseur de perméabilité est donnée par les relations:

$$\vec{b} = \vec{\mu} \cdot \vec{h} = \mu_0 \cdot \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \vec{h} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \mu = 1 + \frac{\omega_m \cdot (\omega_0 + j\alpha\omega)}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2} = \mu' - j\mu'' \\ \kappa = \frac{\omega_m \cdot \omega}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2} = \kappa' - j\kappa'' \end{cases}$$

Eq I-3

Les composantes diagonales et extradiagonales du tenseur de perméabilité sont fonction de la fréquence (ω) du signal propagé, de la fréquence de résonance gyromagnétique ($\omega_0 = \gamma H_i$) et de la fréquence ($\omega_m = \gamma M_S$) qui est proportionnelle à l'aimantation à saturation du matériau. Cependant, les expressions analytiques des composantes de ce tenseur de perméabilité ne sont valables que pour un milieu infini saturé. Dans la pratique, l'échantillon de ferrite est de taille finie, ce qui implique l'apparition de champs démagnétisants qui sont, en général, non-uniformes. Ce qui implique qu'à l'intérieur d'un circulateur toutes les zones du ferrite peuvent ne pas être aimantées de la même façon. Certaines d'entre elles peuvent même ne plus être à la saturation, rendant inadaptées les formulations de Polder [I-3]. Il est donc essentiel de déterminer un nouveau tenseur capable de prendre en compte les phénomènes apparaissant dans les matériaux magnétiques intégrés dans les dispositifs hyperfréquences afin de mieux prévoir la réponse de ces structures.

I.1.2. Phénomène de non-réciprocité

Pour mieux comprendre le phénomène de non-réciprocité apparaissant dans certaines structures hyperfréquences prenons l'exemple d'une ligne microruban sur substrat isotrope (Figure I-3 (a)).

Dans une ligne microruban sur substrat diélectrique isotrope le mode fondamental se propageant suivant l'axe z du repère cartésien présente une structure quasi transversale: les composantes longitudinales sont faibles devant les composantes transversales. Le plan yOx est à la fois un plan de symétrie géométrique mais aussi un plan de symétrie pour le mode de propagation d'où une cartographie de champ magnétique et électrique symétrique (Figure I-3 (b)).

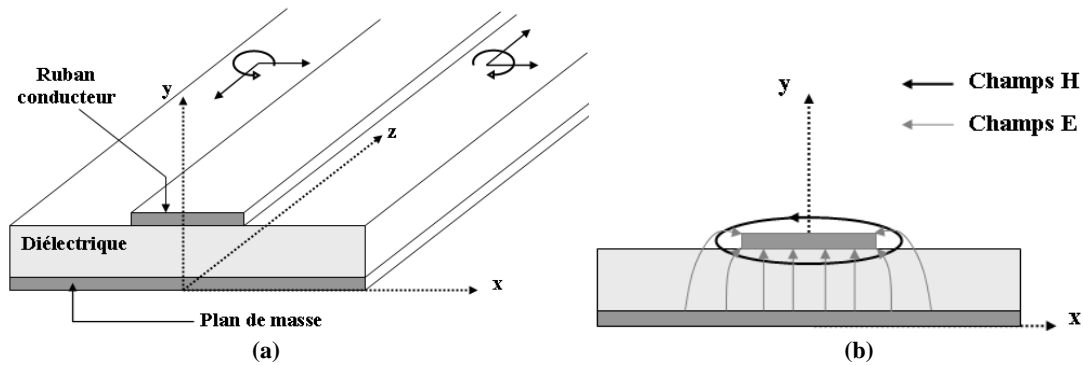


Figure I-3 : (a) Ligne microruban sur substrat diélectrique. (b) Configuration électromagnétique.

Il n'en est pas de même pour une structure microruban sur substrat ferrimagnétique aimanté parallèlement au plan transverse de la structure, *i.e.* suivant Oy (Figure I-4).

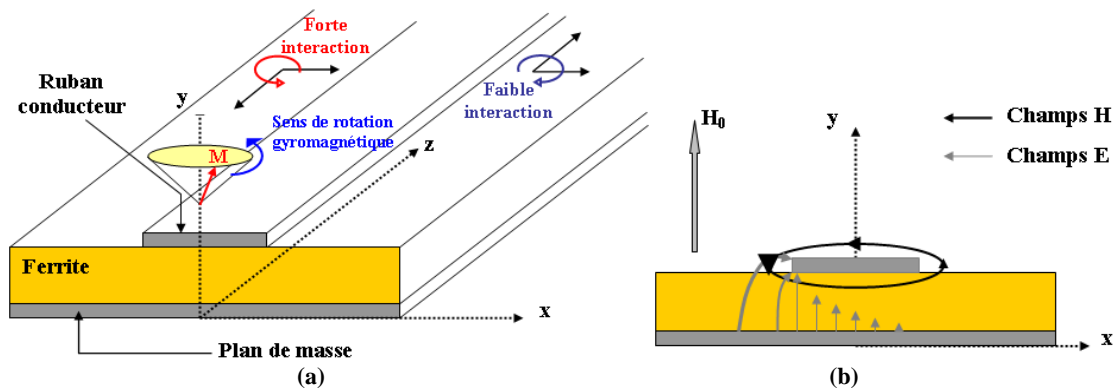


Figure I-4 : (a) Ligne microruban sur substrat ferrite aimanté. (b) Configuration électromagnétique.

Dans ce cas, le plan yOx n'est plus un plan de symétrie électromagnétique. En effet, d'un côté de la structure ($x < 0$) l'onde est de polarisation elliptique gauche et tourne donc dans le même sens que la précession gyromagnétique entraînant une forte interaction de l'onde électromagnétique avec le substrat ferrite. De l'autre côté de la structure, le champ magnétique

variable h tourne en sens inverse de la précession gyromagnétique, cela engendre une faible interaction avec le matériau. Cependant, en inversant le sens de propagation de l'onde ou le champ statique de polarisation, on retrouve des constantes de propagation identiques pour une onde se propageant de façon progressive (γ^+) ou rétrograde (γ^-) selon l'axe z : la structure est réciproque malgré le caractère anisotrope du matériau.

Afin de générer une non-réciprocité dans la structure, il est nécessaire de la dissymétriser géométriquement soit en y insérant d'un côté un milieu absorbant, comme pour l'isolateur de Hines, soit en décalant le ferrite parallèlement à l'axe Oy .

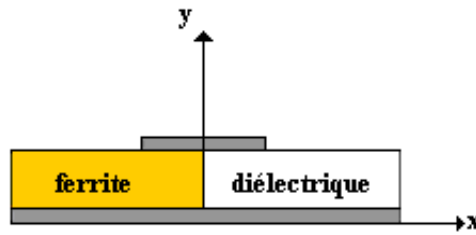


Figure I-5 : Dissymétrisation de la structure.

Dans un sens l'onde interagit fortement avec le ferrite, la propagation est caractérisée par une constante de propagation proche du nombre d'onde dans le ferrite (γ^+). Cela est du au phénomène de déplacement des champs. En sens inverse, l'énergie électromagnétique est concentrée dans le diélectrique avec une constante de propagation très différente (γ^-) ce qui implique une transmission du signal dans un sens et une isolation de ce signal dans l'autre sens ($S_{12} \neq S_{21}$)

En ce qui concerne les circulateurs à jonction-Y, c'est la partie centrale ou cœur de la structure hyperfréquence qui lui confère sa non-réciprocité. Par le passé, de nombreuses études ont été réalisées pour expliquer le fonctionnement du circulateur en terme de rotation de Faraday, de diffraction asymétrique ou de déplacement de champ. Cependant, aucune n'a réellement abouti à une description complète et précise du phénomène apparaissant dans ces structures. En fait, l'onde plane se propageant dans le matériau ferrimagnétique se décompose en une onde de polarisation circulaire gauche et une autre de polarisation circulaire droite. Dans un circulateur, ces ondes interfèrent ensuite de manière constructive sur une voie d'accès entraînant la transmission du signal et de manière destructive sur l'autre voie d'accès isolant cette dernière.

A ce point, nous connaissons les différents phénomènes permettant la dissociation du signal dans les circulateurs et isolateurs à ferrite. Désormais, il nous faut choisir le dispositif approprié aux besoins actuels et futurs.

I.2. Les isolateurs et circulateurs à ferrite

Dans les dispositifs hyperfréquences à ferrite, lorsque le matériau est soumis à l'action d'un champ magnétique statique, une anisotropie apparaît entraînant une propagation non-réciproque de l'onde électromagnétique dans le matériau. C'est cette non-réciprocité qui est exploitée pour la réalisation de dispositifs assurant l'isolation ainsi que le duplexage d'un signal. Il existe une multitude de dispositifs à ferrite comme les déphaseurs, les commutateurs, les modulateurs ou encore les filtres accordables. Cependant, dans cette partie, nous nous intéresserons plus précisément aux isolateurs et circulateurs à ferrite.

I.2.1. Isolateurs

Ces dispositifs ont pour fonction de propager une onde électromagnétique dans un sens et de l'absorber lorsqu'elle se propage en sens inverse. Les isolateurs peuvent être utilisés dans des systèmes micro-ondes pour éviter que l'onde réfléchie ne vienne perturber le fonctionnement d'un autre dispositif, comme, par exemple, un générateur ("diode Gunn",...). Ils sont aussi mis en oeuvre pour l'isolation entre étages amplificateurs.

Il existe différents isolateurs (à rotation de Faraday, à résonance, à déplacement de champ, à onde de surface électromagnétique) qui sont réalisés plus généralement en guide d'onde ou en technologie planaire (microruban, coplanaire).

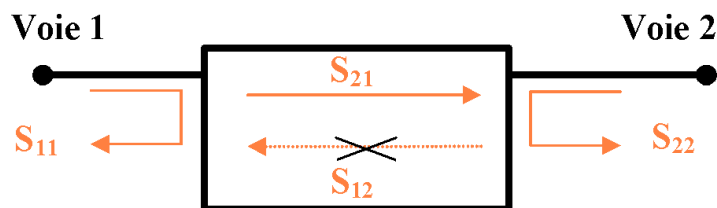


Figure I-6 : Schéma de principe d'un isolateur.

Ces quadripôles (Figure I-6) se caractérisent par leur matrice de répartition S_{ij} , qui dans le cas idéal s'écrit :

$$S_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$$

Eq I-4

Premier type d'isolateur à micro-ondes, l'isolateur à rotation de Faraday est très difficile à usiner et possède des limitations en puissance : il est donc rarement employé dans les systèmes micro-ondes modernes. Ensuite apparaissent les isolateurs en guide d'ondes [I-4] fonctionnant à une fréquence proche de la fréquence de résonance gyromagnétique du matériau

ferrimagnétique. Cependant, ce genre d'isolateur n'est pas compatible avec les technologies de circuits imprimés. Plus tard, les isolateurs à résonance en technologie microruban font leur apparition. Le plus prometteur d'entre eux pour des applications large bande est l'isolateur à déplacement de champs [I-5].

La structure de base d'un tel isolateur est constituée d'un ruban conducteur sur un substrat ferrite aimanté perpendiculairement à son plan (Figure I-7). Un matériau absorbant est placé sur la partie évasée du ruban conducteur.

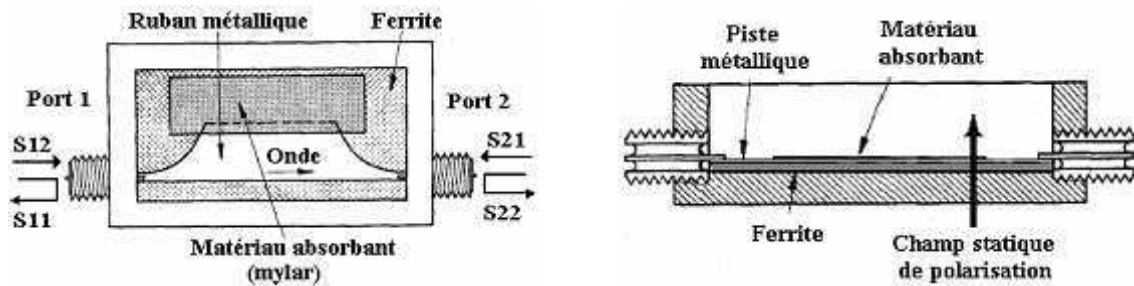


Figure I-7 : isolateur à déplacement de champs.

Le principe de fonctionnement de cet isolateur est basé sur le déplacement de champ induit par les propriétés gyromagnétiques de la matière. C'est le dépôt du matériau absorbant sur la partie évasée du ruban qui assure la non-réciprocité du dispositif. Il est généralement utilisé en guide rectangulaire. Les niveaux d'isolation et de réflexion requis pour ce type de structure à base de ferrite dense sont respectivement de 25 dB, 20dB, les pertes d'insertion devant être inférieures à 1 dB. Cet isolateur a l'avantage de requérir un champ statique de polarisation plus faible, de posséder des valeurs d'isolation très fortes, d'être compact et d'élargir la bande de fréquence utilisable ; il ne se limite plus à la zone de gyrorésonance.

Un autre isolateur possède des caractéristiques intéressantes : le circulateur à éléments localisés. Ce dispositif est constitué de brins inductifs déposés sur un substrat ferrite permettant la circulation du signal lorsque le matériau est soumis à un champ extérieur [I-6], [I-7]. Il est essentiellement utilisé dans les téléphones portables, ses performances étant optimales dans les bandes de fréquences basses.

Les isolateurs à éléments localisés sont très compacts puisque leurs tailles actuelles atteignent 4 mm^2 ; l'isolateur le plus petit présente des dimensions égales à $3,2 \times 3,2 \times 1,5 \text{ mm}^3$ [I-6]. Le dispositif proposé par T. Hasegawa n'est pas seulement compact, il possède aussi de très bonnes performances. En effet, dans la gamme de fréquence 1920-1980 MHz les pertes d'insertion de la structure sont inférieures 0,36 dB et l'isolation minimale est de 19,2 dB. Il est important de noter que les simulations présentées dans cette référence donnent des pertes d'insertion inférieures à 0,25 dB et que la différence entre la théorie et l'expérience est alors due à la non-uniformité du champ statique de polarisation appliqué sur le matériau ferrite.

Selon l'application souhaitée, l'isolateur présente des avantages par rapport au circulateur, notamment en termes de coûts et de taille. Dans les applications qui ne requièrent pas les

capacités totales du circulateur, les isolateurs sont préférables aux circulateurs convertis en isolateur par simple ajout d'une charge adaptée de 50 ohms sur l'un de ses ports.

I.2.2. Circulateurs

I.2.2.1. Présentation générale

Une autre classe de dispositifs passifs non-réciproques utilisent les propriétés magnétiques des ferrites: celle des circulateurs. Ces structures sont utilisées dans des systèmes tels que les radars, la téléphonie mobile ou les liaisons satellitaires.

Le circulateur se présente généralement sous la forme d'un boîtier équipé de trois connecteurs servant d'entrée-sortie. Il assure un transfert d'énergie optimale de la voie directe à la voie transmise la troisième voie étant isolée (Figure I-8).

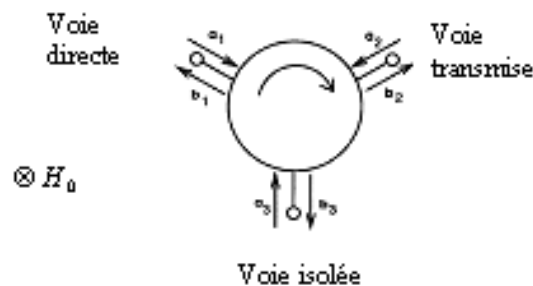


Figure I-8: Schéma de principe du circulateur 3-ports.

Leur principale fonction est de favoriser la propagation du signal hyperfréquence dans une direction plutôt que dans une autre. Ils sont présents dans toutes les applications hyperfréquences où il est nécessaire de dissocier les différentes voies d'accès pour qu'il n'y ait pas de parasitages entre les signaux émis et reçus (Figure I-9).

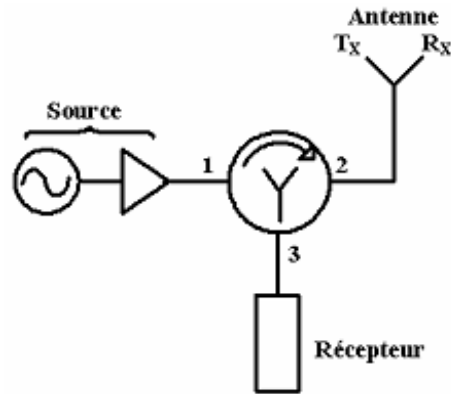


Figure I-9 : Schéma de principe du module émission/réception.

Prenons l'exemple de l'émission : le circulateur doit orienter tout le signal de l'émetteur ou la source (voie directe) vers l'antenne sans qu'il y ait de parasitage avec le récepteur (voie isolée). Idéalement le signal ne doit pas se propager vers le récepteur. Le sens de propagation de l'onde hyperfréquence est fonction de l'orientation et de l'intensité du champ magnétique statique appliqué sur le dispositif.

Ce n'est pas la seule application d'un tel dispositif. Dans le domaine des micro-ondes, où la puissance peut être très élevée, il est nécessaire de protéger la source d'énergie contre n'importe quelle énergie réfléchie en utilisant un isolateur. Les concepteurs emploient souvent les circulateurs comme des isolateurs, le troisième port étant relié à une charge adaptée qui absorbe l'énergie réfléchie. (Figure I-10)

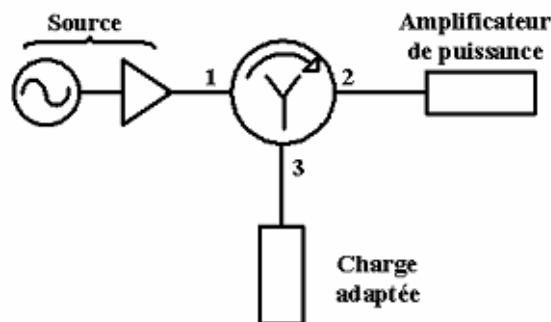


Figure I-10: Circulateur utilisé comme isolateur.

Il existe plusieurs circulateurs dont le fonctionnement est basé sur les propriétés d'anisotropie induite des milieux aimantés. Cependant, après avoir comparé les caractéristiques géométriques et électriques des dispositifs existants, nous nous sommes focalisés plus

particulièrement sur deux types de circulateurs : il s'agit des circulateurs à éléments localisés et distribués. Ils présentent de meilleures performances et leur réalisation est plus aisée.

1.2.2.2. Les circulateurs à éléments localisés

Le circulateur à éléments localisés est apparu au début des années soixante et les études sur ce sujet n'ont cessées de se multiplier sous l'impulsion de chercheurs japonais comme Konishi, Miura ou allemand comme Knerr [I-8]-[I-14]. L'avantage majeur de ces structures à éléments localisés réside dans leur extrême miniaturisation aux basses fréquences. Selon la fréquence de fonctionnement du dispositif, il peut être vingt fois plus compact qu'un circulateur à éléments distribués.

En raison de leurs bonnes performances et de leur taille réduite dans les gammes de fréquence VHF et UHF, les principales applications où apparaissent ces structures sont les systèmes de téléphonie mobile de norme GSM ou UMTS. Les différentes bandes de fréquences IEEE sont présentées en Annexe 1.

Les technologies utilisées pour la réalisation de ces dispositifs à éléments localisés sont de type planaire : microruban, triplaque ou coplanaire. En général, des couches épaisses de matière ferrimagnétique, de l'ordre du 1/2 millimètre, sont employées.

La structure de base est composée d'un réseau d'inductances entrelacées, implantées sur un substrat ferrite ; elles constituent le cœur du circulateur (Figure I-11). Pour conserver la symétrie électrique et garantir l'isolation du dispositif, les inductances doivent être entrelacées, et séparées d'un angle de 120 degrés chacune. Lorsque le matériau ferrite est aimanté la rotation du signal apparaît. Le circulateur trois ports à éléments localisés agit donc principalement avec le couplage non-réciproque d'un accès à l'autre par l'intermédiaire des brins inductifs.

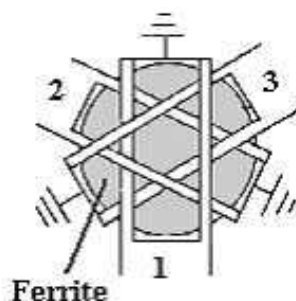


Figure I-11 : Le cœur du circulateur.

La structure est étudiée à partir d'un schéma équivalent constitué d'inductances et de capacités permettant la modélisation du dispositif hyperfréquence. Ces schémas peuvent devenir

très complexes [I-15]. En effet, des capacités et des inductances supplémentaires sont ajoutées pour accroître la largeur de bande des circulateurs. En outre, des éléments localisés complètent le schéma équivalent afin de tenir compte des phénomènes de couplages entre brins inductifs ou du système d'adaptation d'impédance.

Les travaux menés par Konishi [I-8]-[I-10], pionnier dans les études sur les circulateurs à éléments localisés, ont principalement traités de l'élargissement de la bande passante du dispositif en technologie microruban à brins entrelacés. Ses travaux sur la modélisation de cette structure ont ouvert la voie à d'autres chercheurs.

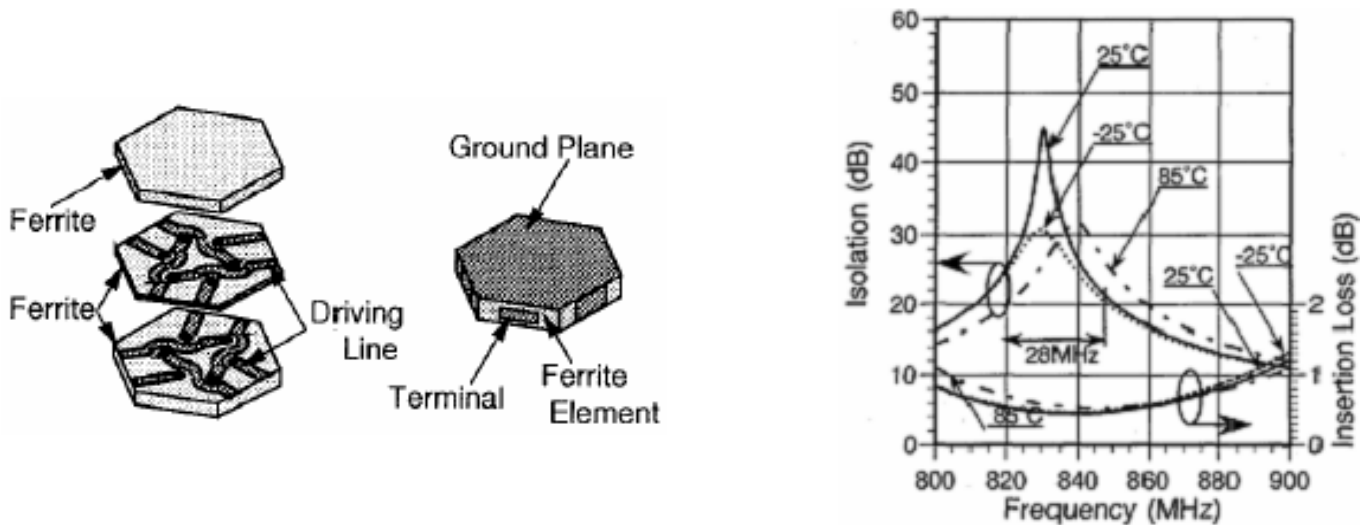


Figure I-12 : Motifs inductifs du circulateur de Miura et performances associées.

Miura, [I-11] a présenté en 1996 un circulateur triplaque utilisant une technologie céramique multicouche dont l'étude théorique est basée sur la méthode développée par Konishi. Miura a opté pour une technologie triplaque afin de recouvrir les structures inductives d'un matériau ferrite pour réduire les effets du champ démagnétisant qui apparaissent sur la surface du disque et qui sont liés à la présence du gap d'air entre les inductances et le matériau (Figure I-12).

Les performances obtenues sont très satisfaisantes. La bande de transmission à -20 dB centrée à 860 MHz est de 5,8% avec des pertes d'insertion de 0,35 dB. Mais la grande avancée concerne la compacité du dispositif ($6 \times 6 \times 3$ mm³) à une fréquence de fonctionnement aussi faible (860 MHz). Comparativement, à cette fréquence de fonctionnement, un circulateur à éléments distribués serait vingt fois plus encombrant. En 1999, ce même auteur a diminué un peu plus ce dispositif : $5 \times 5 \times 2$ mm³ pour des pertes d'insertion voisines de 0,5 dB et une largeur de bande 40 MHz (4,8%) centrée à 830 MHz (Figure I-12), [I-12].

En 1998, R. Péron [I-16] a présenté une approche d'intégration des circuits sur ferrite en technologie uni-planaire. Celle-ci possède de nombreux avantages tant au niveau technologique qu'au niveau économique. En effet, elle permet une plus simple intégration de la structure et évite l'utilisation de vias nécessaires en technologie triplaque ou microruban pour les retours de masse (Figure I-13).

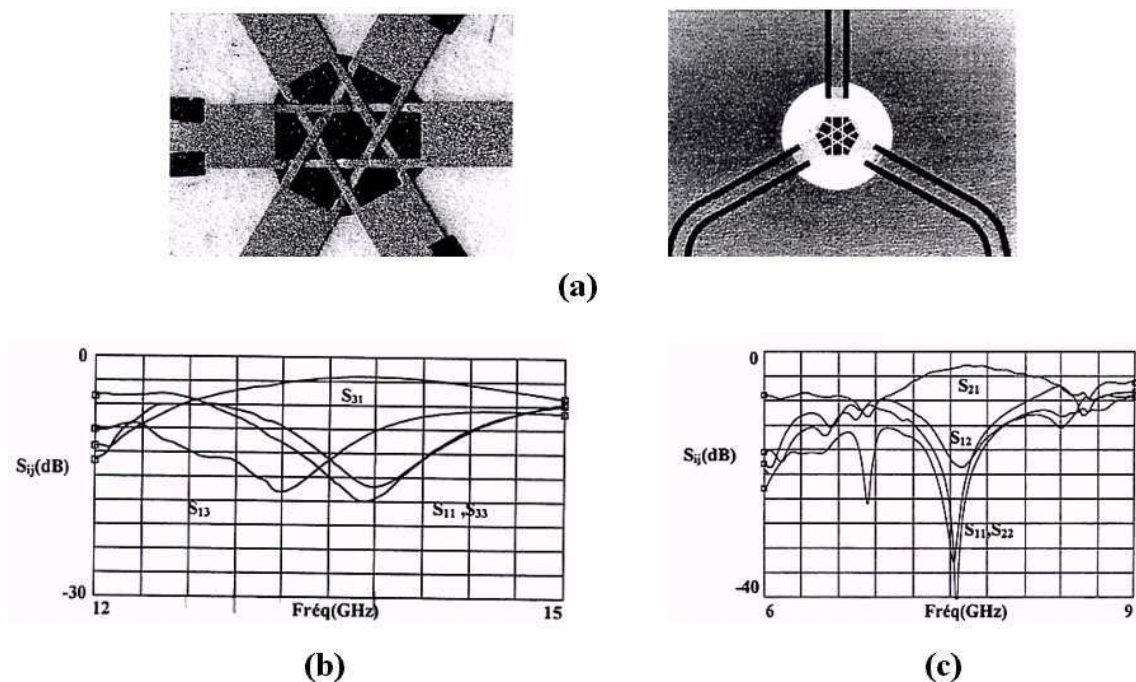


Figure I-13 : (a) Circulateur de R. Péron ; (b) performances du dispositif en bande Ku; (c) performances du dispositif en bande C.

La suppression de ces contraintes devait permettre le développement de dispositif fonctionnant à des fréquences plus élevées notamment en bande C, X ou Ku. En effet, l'utilisation de vias constitue un élément limitatif pour la montée en fréquence des dispositifs hyperfréquences dus aux effets parasites qu'ils génèrent [I-17]. En haute fréquence les pertes d'insertion d'un circulateur à éléments localisés constitué de retours de masses sont supérieures à 3 dB. En comparaison dans cette gamme de fréquence les pertes d'insertion d'un circulateur à éléments distribués sont inférieures à 0,5 dB et descendent même jusque 0,1 dB. Cependant, par rapport aux résultats escomptés par R. Péron, les pertes d'insertion obtenues sont supérieures à 2 dB que ce soit en bande C ou Ku. Les pertes d'insertion ont bien été diminuées, mais elles sont encore trop importantes pour répondre au cahier des charges de dispositifs actuels qui préconisent des pertes inférieures à 0,5 dB.

Aujourd'hui, la conception de circulateurs à éléments localisés utilisant des matériaux ferrites constitue une solution très intéressante pour les applications de téléphonie mobile ; cela est dû à leur forte miniaturisation dans les bandes de fréquences basses. Toutefois, bien que leur taille et leur coût de fabrication soient réduits, les limitations inhérentes à ces structures à éléments localisés ne sont pas négligeables. Les futures applications hyperfréquences impliquent que les composants électroniques fonctionnent à des fréquences plus élevées. Or, ces dispositifs présentent des pertes d'insertion considérables lorsqu'ils sont employés à des fréquences trop élevées.

Pour les hautes fréquences, une alternative à cette approche à éléments localisés existe : la conception de circulateurs à éléments distribués. En effet, plus leur fréquence de fonctionnement augmente plus leur taille diminue. Bien que ce type de circulateur soit plus imposant, ces pertes d'insertion sont très faibles ce qui permet de transmettre la quasi-totalité du signal d'un port à un autre en isolant la troisième voie.

1.2.2.3. 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 50. L'importance de la radiocommunication et des systèmes hyperfréquences a favorisé le développement de ce type de dispositifs hyperfréquences. Ces structures sont surtout employées dans les systèmes radars et, malgré leur concurrence avec les circulateurs à éléments localisés, dans la téléphonie mobile.

Les circulateurs à jonction-Y, *i.e.* à éléments distribués, sont les dispositifs les plus répandus. Leur processus de fabrication relativement simple est bien contrôlé ce qui permet de les réaliser à moindres coûts. A l'origine ces circulateurs étaient principalement réalisés en technologie triplaqué. Depuis quelques années les solutions de type microbandes sont étudiées en raison des coûts de fabrication moindres. Parallèlement, les circulateurs à jonction-Y en technologie coplanaire se développent de plus en plus. La fréquence de fonctionnement des circulateurs à jonction-Y varie de quelques Mégahertz jusqu'à plusieurs dizaines de Gigahertz selon les applications visées.

Les caractéristiques des circulateurs en Y du commerce sont comparables à celles des isolateurs à déplacements de champ. En effet, en règle générale leurs pertes d'insertion sont faibles, strictement inférieures 0,5 dB, et leur isolation est généralement comprise entre 20 et 30 dB. Selon l'application souhaitée la largeur de la bande doit être plus ou moins importante. Par exemple, les applications militaires impliquent que les circulateurs soient large bande avec des pertes magnétiques très faibles.

L'encombrement, est un autre critère auquel doit satisfaire le circulateur à jonction-Y. Il doit être minimal en vue de l'intégration de ce composant électronique dans des modules hyperfréquences réduits. Il convient donc d'utiliser des matériaux magnétiques possédant de faibles épaisseurs. Habituellement, les matériaux ferrimagnétiques sont utilisés sous forme massives ou en couches épaisses. Cependant, de nouvelles études s'orientent vers l'emploi de couches minces ferrites.

Les circulateurs actuellement commercialisés sont réalisés à base de matériaux ferrites massifs, généralement des grenats d'épaisseur égale à 508 microns. En bande X, le plus petit circulateur commercialisé possède une taille de $6,25 \times 6,25 \times 3,8 \text{ mm}^3$, pour une isolation à 20 dB et des pertes d'insertion inférieures à 0,5 dB dans la bande de fréquence exploitable égale à 500 MHz et centrée sur 9,25 GHz [I-18].

Une grande partie des travaux concernant les circulateurs à jonction-Y sont réalisées en bande X. Les structures étudiées sont très diverses et principalement axées sur la diminution de la hauteur du matériau ferrite et l'intégration sur substrat silicium pour les applications MMIC. A titre d'exemple, How, Oliver *et al.* ont proposé un circulateur à jonction-Y en technologie microruban fonctionnant dans cette bande [I-19]-[I-21]. Des couches de ferrite YIG monocristallin d'épaisseur égale à 100 microns sont déposées indirectement sur un substrat silicium (Figure I-14). Par rapport aux circulateurs du commerce, ce dispositif est assez encombrant puisque ses dimensions sont $14,1 \times 14,1 \times 0,1 \text{ mm}^3$ en considérant uniquement l'échantillon ferrite et le circuit d'adaptation. Les performances obtenues pour ces structures sont satisfaisantes : les pertes d'insertion sont inférieures de 1 dB dans une bande de fréquence exploitable de 1GHz centrée sur 9,5 GHz (Figure I-14).

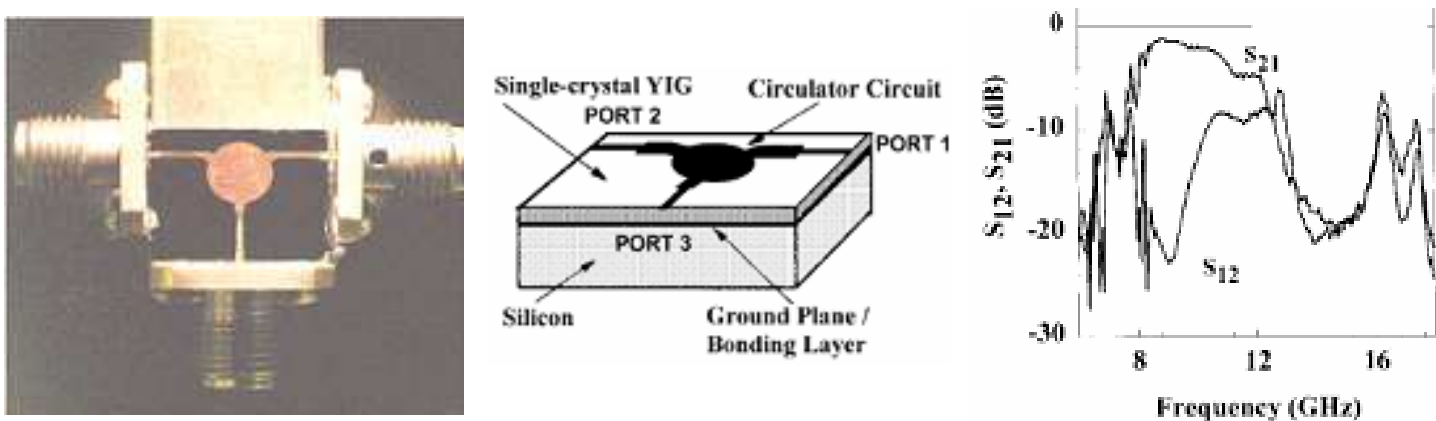


Figure I-14 : Circulateur en bande X proposé par How et réponse associée.

Les études réalisées jusqu'à présent [I-20], [I-22], [I-23] tendent à montrer que l'épaisseur du ferrite inséré dans le dispositif ne doit pas être trop faible. En effet, les pertes d'insertion du dispositif augmentent significativement lorsque l'épaisseur de la couche devient inférieure à 120 microns. Cela est dû à la rugosité des couches, aux craquelures, ainsi qu'aux pertes liées aux conducteurs qui deviennent de plus en plus importantes lorsque l'épaisseur de matière ferrimagnétique déposée devient moindre.

La technologie microruban n'est pas la seule technologie utilisée pour la réalisation de circulateur à éléments distribués. Les études de circulateurs en technologie coplanaire sont de plus en plus fréquentes. En 2005, un circulateur de dimensions $10 \times 10 \times 2 \text{ mm}^3$ fonctionnant en bande C (4-8 GHz) a été réalisé en technologie coplanaire à partir de ferrite YIG massif d'épaisseur égale à 508 microns (Figure I-15), [I-24]. Ce dispositif ne manque pas d'intérêt car son plan de masse est localisé sur le même plan que le ruban conducteur ; cela est préférable pour les circuits MIC.

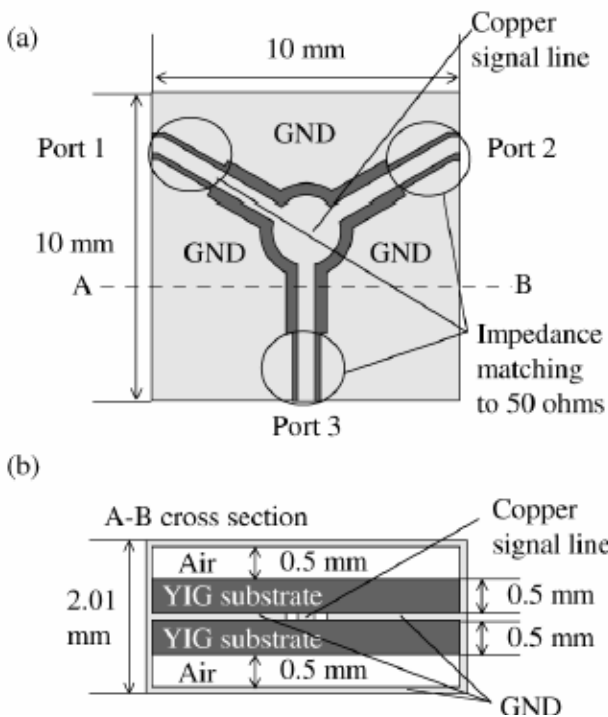


Figure I-15 : Circulateur coplanaire en bande C à base de YIG.

Les performances de ce dispositif ne sont pas exceptionnelles mais plutôt encourageantes. En effet, les pertes d'insertion sont supérieures à 4,9 dB, et la bande de fréquence exploitable, centrée à 8 GHz, est d'environ 100 MHz soit 1,25 %.

Parallèlement les applications à plus hautes fréquences se développent. En effet, la saturation des bandes de fréquences basses, la multiplication et la sophistication des appareils micro-ondes nécessitent d'augmenter la fréquence de fonctionnement des dispositifs micro-ondes.

Ainsi des circulateurs fonctionnant dans des bandes de fréquence plus élevées (K à Q) doivent être conçus. La taille des circulateurs à éléments distribués est liée à leur fréquence d'utilisation : plus la fréquence de fonctionnement de ces dispositifs micro-ondes est élevée plus leur taille est réduite. En comparaison, un circulateur en technologie microruban utilisant des hexaferrites [I-25] et travaillant à la rémanence emploie des disques de matière ferrimagnétique de rayon voisin de 0,4 mm, au lieu de 2,49 mm pour le circulateur de How [I-19] précédemment cité (Figure I-14). Les performances de ce dispositif, fonctionnant aux alentours de 30 GHz pour une bande de fréquence exploitable de 2 GHz, et la taille de ce dernier, $2,5 \times 2,5 \times 0,2 \text{ mm}^3$, sont très encourageantes même si des améliorations sont nécessaires afin de limiter les pertes d'insertion (~2,5 dB). Les champs d'anisotropie intenses (~18000 Oe) des hexaferrites impliquent des fréquences de résonances gyromagnétiques naturelles très élevées, de l'ordre de 30-50 GHz. Le matériau ne requiert donc plus de champ de polarisation externe. Cela permet d'éviter l'emploi d'aimants permanents et de réduire dans le même temps la taille du dispositif.

Pour les ondes millimétriques (40 à 300 GHz), il est nécessaire de réaliser des disques de ferrites massifs très petits et très minces. C'est un frein technologique important. Pour éviter ce problème, une solution alternative consiste à remplacer le disque par une sphère (Figure I-16). En effet, celle-ci n'est pas plus facile à réaliser mais s'avère moins cassante. R. S. Chen a ainsi étudié et réalisé un circulateur en technologie microruban fonctionnant avec une sphère de matière ferrimagnétique [I-26].

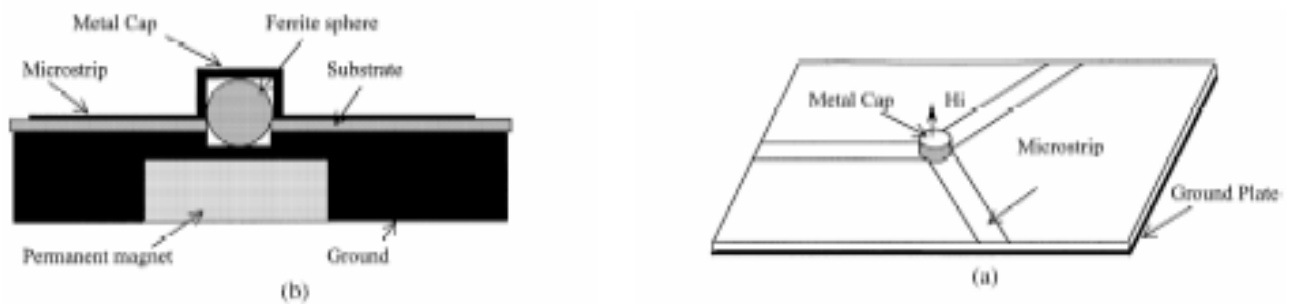


Figure I-16 : Circulateur en technologie microruban fonctionnant avec une sphère Nickel-Zinc.

La sphère de ferrite de Nickel-Zinc utilisée présente un diamètre de 2,6 mm, une permittivité relative (ϵ_r) égale à 13,5, une aimantation à saturation valant 5000 Gauss et une largeur de raie à mi hauteur, ΔH , de 100 Oe. Elle est encapsulée dans un bouchon métallique et déposée dans un trou au centre de la jonction. Le tout est fixé par un adhésif faibles pertes. La profondeur de ce trou doit être plus importante que la hauteur du substrat de la ligne.

Les résultats obtenus en utilisant cette sphère de ferrite Nickel-Zinc sont très encourageants. La fréquence de fonctionnement du dispositif est proche de 31,5 GHz. La bande passante à -20 dB autour de cette fréquence de travail est égale à 1,4 GHz. Les pertes d'insertion du dispositif sont inférieures à 6 dB sur toute la bande de fréquence exploitable ; dans une plage de fréquence de 800 MHz les pertes d'insertion se révèlent inférieures à 2 dB.

En 2005, une étude chinoise portant sur les circulateurs à jonction-Y, en topologie microruban, fonctionnant dans la bande K_a a été réalisée [I-27]. Les performances obtenues par le groupe de chercheurs sont bonnes puisque la structure réalisée possède une bande de fréquence exploitable à 20dB de l'ordre de 4,5 GHz. Les pertes d'insertion dans cette gamme de fréquence sont inférieures à 1,5 dB. Cependant aucune information n'est fournie concernant le matériau ferrimagnétique employé.

Bien que les études sur les dispositifs non-réciproques à ferrite fonctionnant dans la bande K_a et au-dessus se multiplient, ce sont surtout les circulateurs possédant des fréquences de fonctionnement plus faibles qui sont commercialisés. Ces derniers doivent satisfaire un cahier des charges contraignant notamment en terme d'encombrement. Or, pour des fréquences de fonctionnement situées en bande X ou au-dessous, le matériau ferrite doit être aimanté par l'application d'une commande extérieure. Dès lors, il faut utiliser des aimants permanents qui doivent, pour un minimum d'encombrement, aimanter le matériau de façon optimale.

1.2.2.4. Le dispositif d'aimantation des circulateurs

L'étude du dispositif d'aimantation des circulateurs est primordiale. En effet, les aimants permanents permettent d'aimanter, jusqu'à la saturation ou non, la plupart des matériaux ferrimagnétiques ce qui entraîne la circulation du signal électromagnétique. Pourtant, les circuits de polarisation utilisés ne sont pas forcément les plus adéquats et sont souvent très encombrants.

Par exemple, dans le cas des circulateurs à éléments localisés, pour aimanter le matériau ferrimagnétique, Miura a employé un dispositif d'aimantation conventionnel constitué de deux aimants permanents situés de part et d'autre des disques de ferrite. Dans le cas de circulateurs à éléments distribués de type triplaque ou microruban ce circuit magnétique convient parfaitement. Toutefois, ce mode de polarisation transversal ne permet pas d'assurer une efficacité gyromagnétique optimale dans les circulateurs à éléments localisés puisque ces structures sont constituées de brins inductifs entrelacés. Pour augmenter le couplage onde – matière dans ces structures il est préférable de polariser radialement le ferrite. Le premier chercheur à appliquer un champ radial plutôt que transversal sur ses structures est Ikushima [I-28]. Les circulateurs à éléments localisés réalisés en technologie microruban et uniplanaire et polarisés de cette façon présentaient de meilleures performances par rapport aux mêmes structures polarisées transversalement.

En règle générale, les travaux présentés précédemment ne tiennent pas compte de la non-uniformité du champ statique appliqué. Excepté How [I-21], tous considèrent que le champ de polarisation est uniforme dans tout le volume du ferrite, or celui-ci varie en fonction du rayon du disque de ferrite sur lequel il est appliqué. Le mode de polarisation radial du circulateur à éléments localisés montre une plus forte inhomogénéité du champ statique de polarisation puisque le champ appliqué sur le cœur du circulateur est nul. Dans le cas des circulateurs à éléments localisés l'utilisation d'un seul aimant pour aimanter le matériau ferrimagnétique implique là encore une plus grande non-uniformité du champ. A noter d'ailleurs qu'il est très difficile de comprendre et d'expliquer les phénomènes physiques mis en jeu dans le cœur du circulateur à éléments localisés polarisé radialement. Il est donc essentiel d'étudier le circuit de polarisation des circulateurs.

Jusqu'à présent nous avons présenté les différents types de circulateurs existants ainsi que les performances associées. Toutefois, il est important de savoir comment fonctionnent de tels dispositifs à ferrite.

I.3. Conclusion

Comme nous venons de le voir à travers ce chapitre, la réalisation de circulateurs peut être envisagée par diverses techniques et technologies présentant chacune leurs atouts et inconvénients.

L'évolution des marchés militaires et l'explosion des applications grand public nécessitent l'utilisation de dispositifs de plus en plus performants (pertes minimisées), de moins en moins encombrants et réalisés à coût réduits. Ce sera le cas pour les circulateurs apparaissant dans les systèmes aéroportés utilisant la bande de fréquences X. De même, la saturation des bandes de fréquences basses va nécessiter une montée en fréquence des dispositifs hyperfréquences qui devront fonctionner en bande millimétrique.

Un composant clé intégré dans les modules émission/réception des systèmes radars, est le circulateur. Traditionnellement, ce dispositif est conçu à partir d'aimants placés de part et d'autre de la jonction centrale afin de créer un champ magnétique nécessaire pour la dissociation des signaux. Ces aimants tendent à être de taille et de poids important et le surcoût qu'ils représentent ne peut être négligé. Or, les systèmes radars sont composés de plusieurs centaines de circulateurs. Ainsi l'emploi d'aimants permanents pour polariser le matériau implique à la fois une perte de place, un accroissement des coûts et du poids des radars. Pour les radars embarqués sur des avions cela pose un problème. Les matériaux hexaferrites permettent de se soustraire à cette contrainte qu'est l'emploi d'aimants permanents pour la bande millimétrique. Cependant, l'emploi particulier de ces matériaux nécessite de développer des outils théoriques permettant de prendre en compte plus rigoureusement les propriétés du matériau.

Une autre limitation apparaît dans les systèmes radars fonctionnant cette fois en bande X. Les systèmes sont désormais composés de plusieurs antennes où chaque antenne est associée à un module émission/réception. Ce module est constitué de plusieurs composants, dont un circulateur, qui doivent être optimisés en terme de compacité et de coûts. L'objectif à atteindre pour les circulateurs apparaissant dans les modules émission/réception est une taille de $3 \times 3 \times 3$ mm³. Or, dans le commerce le circulateur le plus compact présente une taille deux fois supérieure.

Etant donné les gammes de fréquences visées, bande X et au dessus, il apparaît clairement que les circulateurs à éléments distribués présentent plus d'atouts en comparaison aux circulateurs à éléments localisés, notamment en terme de pertes d'insertion. Pour des critères de miniaturisation la technologie microruban est retenue puisqu'elle permet de diminuer par deux le volume du circulateur en comparaison à un circulateur de type triplaque.

Pour atteindre les objectifs fixés de miniaturisation et de translation de fonctionnement vers la gamme millimétrique il est primordial de réexaminer la conception des circulateurs et leurs A.E.M. associées afin d'évaluer les hypothèses abusivement employées pour obtenir la réponse en fréquence du dispositif.

Cette reconsidération d'une partie du dispositif nous permettra de mettre en place de nouveaux outils théoriques et expérimentaux, tenant compte d'un certain nombre de phénomènes négligés dans les études antérieures sur les circulateurs à jonction-Y. L'A.E.M. obtenue sera appliquée à la conception de structures en bande centimétriques et millimétriques qui devront être de taille réduite par rapport aux dispositifs du commerce et de la littérature.

L'A.E.M. usuelle du circulateur fait l'hypothèse de l'uniformité du champ statique de polarisation. Or il est important de connaître exactement le champ appliqué sur le matériau magnétique. Une première étape consiste donc à étudier le système d'aimantation du circulateur à jonction-Y.

Bibliographie du chapitre I :

- [I-1] L. Landau, E. Lifshitz, "On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies", Phys. Z Sowjetunion, vol. 8, pp 153-169, 1935.
- [I-2] T. L. Gilbert, "A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field", Phys. Rev., vol. 100, no 4, pp 1243-1255, Nov. 1955.
- [I-3] D. Polder, J. Smit, "Resonance phenomena in ferrites", Rev. Mod. Phys., vol. 25, no 1, pp 89-90, Jan. 1953.
- [I-4] R.F. Soohoo, "Microwave Ferrite Materials and Devices", IEEE Trans. on Magnetics, Vol. MAG-4, no 2, pp. 118-133, June 1968.
- [I-5] M.E. Hines, "Reciprocal and Nonreciprocal Modes of Propagation in Ferrite Stripline and Microstrip Devices", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-19, pp. 442-451, May 1971.
- [I-6] T. Hasegawa et al, "Low-Loss Two-Port Lumped-Element Isolator using improved Gyrator Circuit", IEEE MTT Int. Symp. Dig., Long Beach (USA) 12, pp. 339-342, 2005.
- [I-7] S. Takeda et al, "Lumped-Element Isolator With Lower Symmetrical Configuration of Three Windings", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-52, no 12, pp. 2697-2703, Dec. 2004.
- [I-8] Y. Konishi, "Lumped-Element Y-Circulator", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-13, pp. 852-864, Nov. 1965.
- [I-9] Y. Konishi, "New Theoretical Concept for Wide Band Gyromagnetic Devices", IEEE Trans. on Magnetics, pp. 505-508, Sept. 1972.
- [I-10] Konishi, "Lumped-Element Circulators", IEEE Trans. on Magnetics, pp. 1262-1266, Sept. 1975.
- [I-11] T. Miura, M. Kobayashi, Y. Konishi, "Optimization of a Lumped Circulator Based on Eigenvalues Evaluation and Structural Improvement", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. 44 pp. 2648-2654, Dec. 1996.
- [I-12] Taro Miura, Makoto Hasegawa, Hidenori Oh'hata, Takahide Kurahashi, " Temperature Stabilization of a Lumped Element Circulator without an Apparent Compensating Element", IEEE MTT –S Int. Symp. Dig., pp. 1161-1164, 1999.
- [I-13] R.H. Knerr, "A Thin-Film Lumped Element Circulator", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, pp. 1152-1154, Dec. 1969.
- [I-14] R.H. Knerr, "An Improved Equivalent Circuit for the Thin-Film Lumped-Element Circulator", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-20, pp. 446-452, July 1972.
- [I-15] A.G. Schuchinsky, "Lumped Element Circulator with Variable Couplings", IEEE MTT –S Int. Symp. Dig., pp. 1165-1168, 1999.
- [I-16] R.Perron, "Etude théorique et expérimentale de circulateurs ultraminiatures en technologie uniplanaire", thèse de Doctorat, Telecom Bretagne, 1998
- [I-17] Ch. Ngounou Kouam, "Contribution à la Modélisation des Circulateurs Ultraminiatures : Etudes des Limitations en Fréquence", thèse de Doctorat, Telecom Bretagne, 1995
- [I-18] Informations disponibles à l'adresse internet suivante :
<http://www.questmw.com/>
- [I-19] S.A. Oliver, P.M. Zavracky, N.E. McGruer, R. Schmidt, "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.
- [I-20] H. How, S.A. Oliver, S.W. McKnight, P.M. Zavracky, N.E. McGruer, C. Vittoria, R. Schmidt, "Theory and experiment of thin film junction circulator", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. 46, no 11, pp 1645-1653, Nov. 1998.
- [I-21] H. How, S.A. Oliver, S.W. McKnight, P.M. Zavracky, N.E. McGruer, C. Vittoria, R. Schmidt, "Influence of non-uniform magnetic field on a ferrite junction circulators", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. 47, no 10, pp 419-431, Oct. 1999.
- [I-22] E. Bènevent et al, "Influence de l'Épaisseur de Ferrite sur les Performances d'un Circulateur 40 GHz", 9èmes Journées de Caractérisation Micro-ondes et Matériaux (JCMM)- St-Etienne-C5, 29-31 Mars 2006
- [I-23] M. Vérité, "Etude de Dépôts de Ferrite pour Dispositifs Intégrés Micro-ondes Non-réciproques", thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2002

- [I-24] K.Oshiro et al, "Fabrication of Circulator With Coplanar Wave Guide Structure", IEEE Trans. on Magnetics, vol. 41, no 10, pp 3550-3552, Oct. 2005.
- [I-25] P.Shi, H. How, X. Zuo, S.A. Oliver, N.E. McGruer, C. Vittoria, "Application of Single-Crystal Scandium Substituted Barium Hexaferrite for Monolithic Millimeter-Wavelength Circulators ", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. 37, no 6, pp 3941-3946, Nov. 2001.
- [I-26] R.S. Chen, E. K.N. Yung, "Analysis of Microstrip Circulator with a Ferrite Sphere", IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, vol. 1, pp 384-387, 2002.
- [I-27] F. Yang, H.C. Wu, W.B. Dou, "Analysis of Millimeter Wave Microstrip Circulator", Microwave Conference Proceedings, 2005. APMC 2005. Asia-Pacific Conference Proceedings, Vol.2, Dec. 2005.
- [I-28] Ikushima, M. Maeda, "A Temperature-Stabilized Broad-Band Lumped-Element Circulator", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-22, pp. 1220-1225, Dec 1974.

CHAPITRE II

Chapitre II : Etude du dispositif de polarisation des circulateurs à jonction-Y

Dans les dispositifs hyperfréquences à ferrite fonctionnant en bande X ou au dessous, l'action d'un champ magnétique statique sur un échantillon ferrimagnétique implique une forte interaction entre l'onde et la matière permettant ainsi la circulation du signal. Etant donné l'importance du système de polarisation dans le fonctionnement du circulateur à jonction-Y il est essentiel de l'étudier plus en détails.

Dans un premier temps, nous présenterons quelques configurations en aimants pouvant être employées pour polariser un matériau ferrimagnétique ainsi que les systèmes d'aimantation traditionnellement utilisés dans les circulateurs à jonction-Y. Puis les propriétés des différents aimants permanents constituant le circuit de polarisation seront décrites de façon succinctes.

Ces différentes considérations nous conduiront à réaliser une étude magnétostatique des dispositifs d'aimantation utilisés dans les circulateurs afin de déterminer précisément le champ statique de polarisation appliqué sur le matériau ferrite du dispositif. Connaissant le champ statique de polarisation en tout point de l'espace nous pourrons étudier un autre champ étroitement lié au champ magnétique statique créé par les aimants : le champ interne du matériau ferromagnétique à aimanter. Ce champ est utilisé dans les A.E.M. afin de prévoir la réponse de circulateurs à jonction-Y ; la connaissance approfondie de son profil est donc indispensable.

II.1. Système de polarisation des circulateurs

La majeure partie des circulateurs présents dans le commerce sont réalisés en technologie triplaque. Habituellement, leur système de polarisation est inséré dans un boîtier en fer doux. En effet, le fer possède des caractéristiques magnétiques très avantageuses pour les applications micro-ondes. Sa forte perméabilité relative lui permet de servir de blindage au dispositif en réduisant de manière significative l'effet des champs parasites extérieurs. De plus, sa surface constitue une équipotentielle sur laquelle les lignes de champ arrivent perpendiculairement ; c'est pourquoi le fer permet une distribution des défauts et améliore l'uniformité du champ. Enfin, la culasse de fer fournit un support mécanique au dispositif (Figure II-1 (a)).

En règle générale, les aimants employés pour les circulateurs se présentent sous forme de disque. Dans les dispositifs hyperfréquences, ils sont le plus souvent coincés entre diverses pièces apparaissant dans le circuit monté en boîtier (disque magnétique (ou pièce polaire)) et compensateurs mécanique ou thermique). Entre les deux aimants permanents et le coeur du circulateur, sont insérés deux pièces polaires afin d'améliorer l'uniformité du champ (Figure II-1(b)). Malheureusement, l'uniformité du champ statique de polarisation reste médiocre. Pour améliorer l'uniformité du champ appliqué il est possible de modifier la forme des pièces polaires (Annexe 2). Toutefois, des effets de bords non négligeables subsistent et cela malgré une zone d'uniformité du champ de polarisation améliorée.

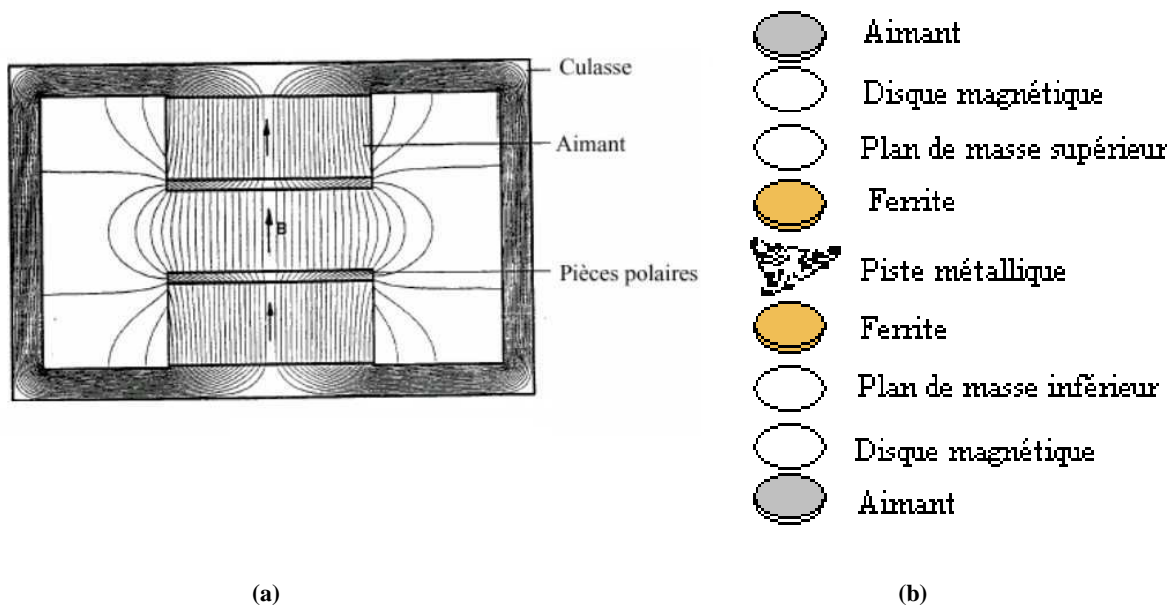


Figure II-1: Dispositif de polarisation du circulateur

Bien que les dispositifs de polarisation des circulateurs à jonction-Y du commerce soient insérés dans un boîtier en fer doux et utilisent des pièces polaires, la variation spatiale des champs magnétiques apparaissant dans ces structures non-réciproques à ferrite est une réalité. Cela nécessite l'utilisation d'un

outil magnétostatique afin d'autoriser la détermination précise de l'intensité de ces champs en tout point de l'espace.

II.2. Etude magnétostatique

Généralement, un teslamètre est utilisé pour mesurer le champ créé par des aimants permanents au centre de la structure. Cette mesure fournit une valeur moyenne (suivant toutes les directions de l'espace) et approximative de l'intensité du champ magnétique statique créé les aimants. Ainsi, une seule valeur du champ statique de polarisation est considérée et le champ est supposé uniforme. Or, cela est loin d'être le cas en pratique : des effets de bords tendent à rendre le champ non-uniforme, notamment sur les bords des disques magnétiques; cela induit un champ magnétique statique de polarisation variant spatialement. Nous montrerons que l'approximation d'un champ uniforme ne permet pas de prédire de façon rigoureuse la réponse du dispositif non-réciproque à ferrite.

Pour déterminer plus précisément la variation spatiale du champ statique de polarisation, une modélisation magnétostatique est nécessaire. Le logiciel commercial Maxwell 3D permet de déterminer l'induction magnétique créée par les aimants permanents ainsi que le champ magnétique statique en tout point de la structure [II-1]. La précision du calcul est liée à la qualité du maillage de l'espace. D'autres simulateurs, comme OPERA 3D, permettent de déterminer précisément le champ créé par les aimants. Toutefois, la possibilité de coupler le logiciel Maxwell 3D (étude magnétostatique) avec le logiciel HFSS (étude dynamique) pour obtenir la réponse fréquentielle des circulateurs, nous a conduit à porter notre choix sur cet outil. Dans les logiciels de simulations, le champ magnétique statique créé par les aimants est souvent déterminé par des conditions aux limites ou par un guidage de flux. Mais il faut remarquer que la direction de l'aimantation ainsi déterminée ne peut pas toujours être obtenue en pratique. Il est donc important de comparer les résultats obtenus expérimentalement et théoriquement.

Afin de réaliser une étude précise des champs, il nous faut connaître les propriétés magnétiques des aimants permanents insérés dans les dispositifs d'aimantation des circulateurs à jonction-Y.

II.2.1. Présentation des aimants permanents

Il existe 4 familles principales d'aimants permanents. Par ordre d'apparition on trouve les aimants Alnicos, les ferrites durs ou céramiques, les aimants samarium-cobalt (Sm-Co) et enfin les Néodyme-Fer-Bore (Nd-Fe-B). Jusqu'à présent les aimants les plus utilisés dans les circulateurs à jonction-Y ont été les ferrites durs et les Sm-Co. La dernière génération d'aimants permanents (Nd-Fe-B) présente d'excellentes caractéristiques magnétiques ce qui en fait de bons candidats pour leur insertion dans les systèmes de polarisation des circulateurs.

Un grand nombre de facteurs doivent être considérés pour choisir un aimant permanent : la température de fonctionnement, les effets démagnétisants et l'espace disponible ; ils permettent de trouver l'aimant adéquat pour une application donnée. Une description des propriétés des aimants est nécessaire pour choisir les aimants à inclure dans les dispositifs d'aimantation des circulateurs.

Les aimants ferrites représentent la classe d'aimants permanents la moins onéreuse. Ce produit contient fréquemment des imperfections telles que des fissures, de la porosité, etc... et cela dû à son processus de fabrication. Les aimants en céramique sont fragiles et leur reproduction est difficile à obtenir. Leur stabilité thermique est la plus faible de toutes les familles magnétiques, toutefois ils peuvent être utilisés jusqu'à 300°C.

L'aimant Sm-Co possède une résistance élevée aux influences de démagnétisation et une excellente stabilité thermique lui assurant une meilleure qualité pour les applications les plus exigeantes. En outre, sa résistance à la corrosion est sensiblement plus haute que celle du Nd-Fe-B par exemple. Bien que le Sm-Co soit l'aimant permanent le plus cher, son produit d'énergie, $B \times H$, élevé lui a permis d'obtenir un succès commercial considérable. Cet aimant peut être utilisé jusqu'à 300°C, bien que, ses performances réelles à cette température soient fortement dépendantes de la conception du circuit magnétique. Il n'a pas besoin d'être enduit car il est difficile de l'oxyder.

Les aimants agglomérés de type Néodyme-Fer-Bore (Nd-Fe-B) sont aujourd'hui disponibles dans le commerce. Ils possèdent d'excellentes caractéristiques magnétiques et constituent une matière première abondante à un prix relativement bas. L'aimant Nd-Fe-B offre plus de flexibilité que les aimants traditionnels et désormais il remplace les aimants en céramique, alnico et Sm-Co pour certaines applications ayant pour objectif d'obtenir un rendement élevé et des dispositifs plus compacts à prix réduit. Le choix de Nd-Fe-B est limité par sa température d'utilisation qui atteint au plus 200°C. D'ailleurs, il est préférable de ne l'utiliser que jusqu'à 100°C. Les aimants Nd-Fe-B sont plus enclins à l'oxydation que tous les autres alliages d'aimant. Si l'aimant Nd-Fe-B est exposé à l'humidité, à des milieux chimiquement agressifs tels que des acides, à des solutions à base de sels alcalins et aux gaz nocifs, il est nécessaire de l'enduire de différentes couches de nickel ou d'or.

Les aimants présentés préalablement sont produits sous deux formes : les aimants frittés, denses et orientés, et les aimants liés constitués d'une poudre d'aimant injectée dans une matrice non magnétique, souvent polymère. La fabrication d'aimant liés est plus aisée et leur prix de revient moins onéreux, mais leurs performances magnétiques sont inférieures à celles des aimants frittés. Cette description nous a permis d'opter pour des aimants frittés orientés de type Sm-Co ou Nd-Fe-B. Le Tableau II-1 présente les propriétés de quelques aimants que nous pourrions utiliser dans nos dispositifs.

Tableau II-1: Caractéristiques magnétiques de quelques aimants permanents [II-2].

Aimants	Nd ₂ Fe ₁₄ B			SmCo ₅ ou Sm ₂ Co ₁₇		
	N-25EH	N-33	N-48	YX-18 (SmCo ₅)	YX-24 (SmCo ₅)	YXG-30B (Sm ₂ Co ₁₇)
B_r (kGauss)	9,8	11,3	13,9	8,5	9,6	10,8
$\mu_0 H_C^B$ (kOe)	9,2	10	12,3	7,8	9,2	5,2
$\mu_0 H_C^M$ (kOe)	30	12	13	15	15	5,5
(BH)_{max} (MGOe)	23	31	47	16	22	28
T_{max} d'utilisation (° C)	200	90	90	250	250	300

II.2.2. Champ statique de polarisation

II.2.2.1. Simulations avec Maxwell 3D

L'étude magnétostatique des configurations en aimants est réalisée à l'aide du logiciel commercial Maxwell 3D. Afin d'évaluer l'influence des différents paramètres géométriques et magnétiques des aimants permanents sur la cartographie du champ statique de polarisation, plusieurs simulations ont été réalisées. Quelques observations peuvent être énoncées à partir de cette étude.

La première observation porte sur le **dimensionnement de l'aimant**. En effet, lorsqu'une importante miniaturisation de la structure est exigée, l'emploi d'un aimant permettant l'intensification de l'amplitude du champ créé pour une utilisation moindre de matière est tentant. Cette compacité du dispositif d'aimantation se traduit par une diminution de l'épaisseur des aimants permanents. Or, les aimants comme d'autres éléments de construction doivent être fabriqués ou déterminés selon certaines règles. Le dimensionnement de la surface polaire par rapport à la longueur dans le sens de la magnétisation permet de trouver les bonnes caractéristiques magnétiques de l'aimant permanent. Le produit d'énergie, $B \times H$, de l'aimant permanent est déterminé à partir du rapport L/D où L est l'épaisseur de la rondelle magnétique et D son diamètre. Un rapport L/D égal à 0,5 induit un produit énergétique maximal de l'aimant. Il est essentiel de se rapprocher de cette valeur pour un fonctionnement optimal des aimants permanents. En effet, un mauvais dimensionnement des aimants permanents influe énormément sur l'intensité et plus encore sur l'uniformité du champ statique de polarisation.

Outre le dimensionnement des aimants les autres paramètres qui modifient la cartographie du champ magnétique statique de polarisation sont:

- la forme des aimants,
- leur emplacement par rapport aux disques de ferrite à aimanter,
- leur nombre dans le dispositif d'aimantation.

L'accroissement de la **hauteur** des aimants intensifie le champ magnétique statique au centre de l'entrefer. Cependant un accroissement trop important de l'aimant permanent n'est pas souhaitable : les

propriétés magnétiques des rondelles magnétiques s'en trouvent modifiées, le dimensionnement des aimants n'est plus optimale et on ne satisfait plus aux critères de miniaturisation fixé.

Selon le **diamètre** des aimants permanents les profils de champ magnétique statique obtenus sont très différents. Si le rayon des aimants permanents est inférieur à celui du disque de ferrite à aimanter, cela entraîne un champ statique de polarisation très non-uniforme. C'est dans cette situation que la non-uniformité du champ créé par les aimants est la plus importante. Une des conséquences de la baisse d'intensité du champ statique de polarisation est la non-saturation de certaines zones du ferrite utilisé. Ce problème de non-uniformité sur les bords ne disparaît pas si les aimants et l'échantillon possèdent un même rayon. L'intensité du champ est plus uniforme lorsque les diamètres des aimants sont supérieurs à ceux du disque de ferrite. Le résultat est prévisible car le flux créé par les aimants est plus unidirectionnel au centre ; les fuites de champ magnétique sont moins importantes sur les bords. Néanmoins, il est préférable d'assigner un même rayon aux deux matériaux car un débordement des aimants permanents sur les lignes d'accès peut perturber, ou en tout cas modifier leur fonctionnement. C'est notamment ce qui prévaut pour l'utilisation d'une technologie microruban lorsque le substrat est constitué uniquement de ferrite.

L'**éloignement des aimants** par rapport à la pastille de ferrite constitue un degré de liberté supplémentaire pour abaisser ou accroître l'intensité du champ. Pour satisfaire aux critères de miniaturisation et d'uniformité du champ il ne faut pas que l'entrefer soit trop important. De même, selon les propriétés magnétiques des aimants, un entrefer trop faible peut perturber le bon fonctionnement du dispositif en augmentant de façon considérable ses pertes d'insertion.

Outre leurs propriétés géométriques, les **propriétés magnétiques des aimants permanents** peuvent être modifiées afin d'accroître ou réduire l'intensité du champ statique de polarisation. Pour un même volume de matière employée, un aimant permanent N-48, présentant une forte aimantation rémanente et un fort champ coercitif, permet d'obtenir un champ très intense par rapport à un aimant de type N-25EH.

De plus, les aimants permanents présentent la particularité d'exercer une force d'attraction sur tout matériau ferromagnétique ou ferrimagnétique. Il y a donc une modification de l'intensité du champ statique de polarisation ainsi que de l'orientation de ce dernier lorsqu'un matériau ferrimagnétique est situé à proximité d'un aimant ou au centre de l'entrefer. Cette attraction intensifie le champ statique de polarisation et uniformise ce dernier au centre de l'entrefer. Cependant, la non-uniformité du champ statique créé par les aimants est toujours présente.

Pour évaluer cette variation spatiale du champ statique de polarisation nous nous sommes placés dans les configurations à un ou deux aimants polarisant une plaquette ferrimagnétique. Le logiciel Maxwell 3D autorise la détermination précise de la cartographie du champ créé par les aimants à une même distance d de l'aimant supérieur et dans l'air Figure II-2.

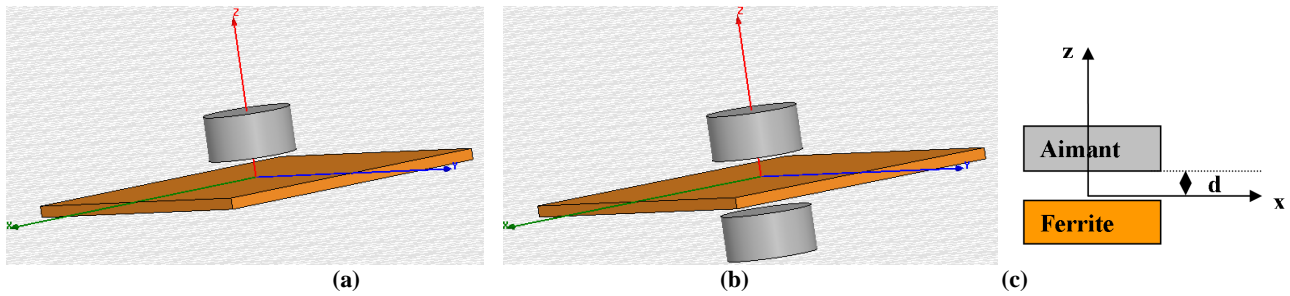


Figure II-2: Configuration en aimants employées pour évaluer la cartographie des champs : (a) "non-symétrique" avec une plaquette de ferrite à proximité, (b) "symétrique" avec une plaquette de ferrite à proximité; (c) position pour la détermination théorique du champ

Pour les deux configurations on détermine:

- la moyenne des intensités du champ magnétique statique de polarisation, H , suivant les trois directions du repère cartésien (O, x, y, z) : $\text{Mag } H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2}$
- la moyenne des composantes du champ H dans le plan (O, x, y) : $\text{Mag } H_{x,y} = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}$
- l'intensité de la composante du champ H suivant z : H_z .

Dans la configuration en aimants de type "symétrique", c'est-à-dire deux aimants placés en vis à vis suivant l'axe z , les aimants N-48 utilisés (Tableau II-1) présentent un rayon, R , de 4 mm, une épaisseur, h_{aim} , de 1,5 mm et sont distants de 4 mm.

Les différentes grandeurs associées au champ statique de polarisation et obtenues à partir du logiciel Maxwell 3D, (Figure II-3), montre que le champ est orienté préférentiellement suivant l'axe z . Les composantes du champ magnétique statique de polarisation suivant x et y sont négligeables par rapport à H_z .

Toutefois, la variation spatiale de la composante du champ créé par les aimants suivant z est une réalité. C'est sur les bords de l'entrefer, modélisé par un trait noir sur les différentes cartographies ($R = 2$ mm), que la variation du champ est la plus importante, le champ au centre étant relativement régulier (Figure II-3).

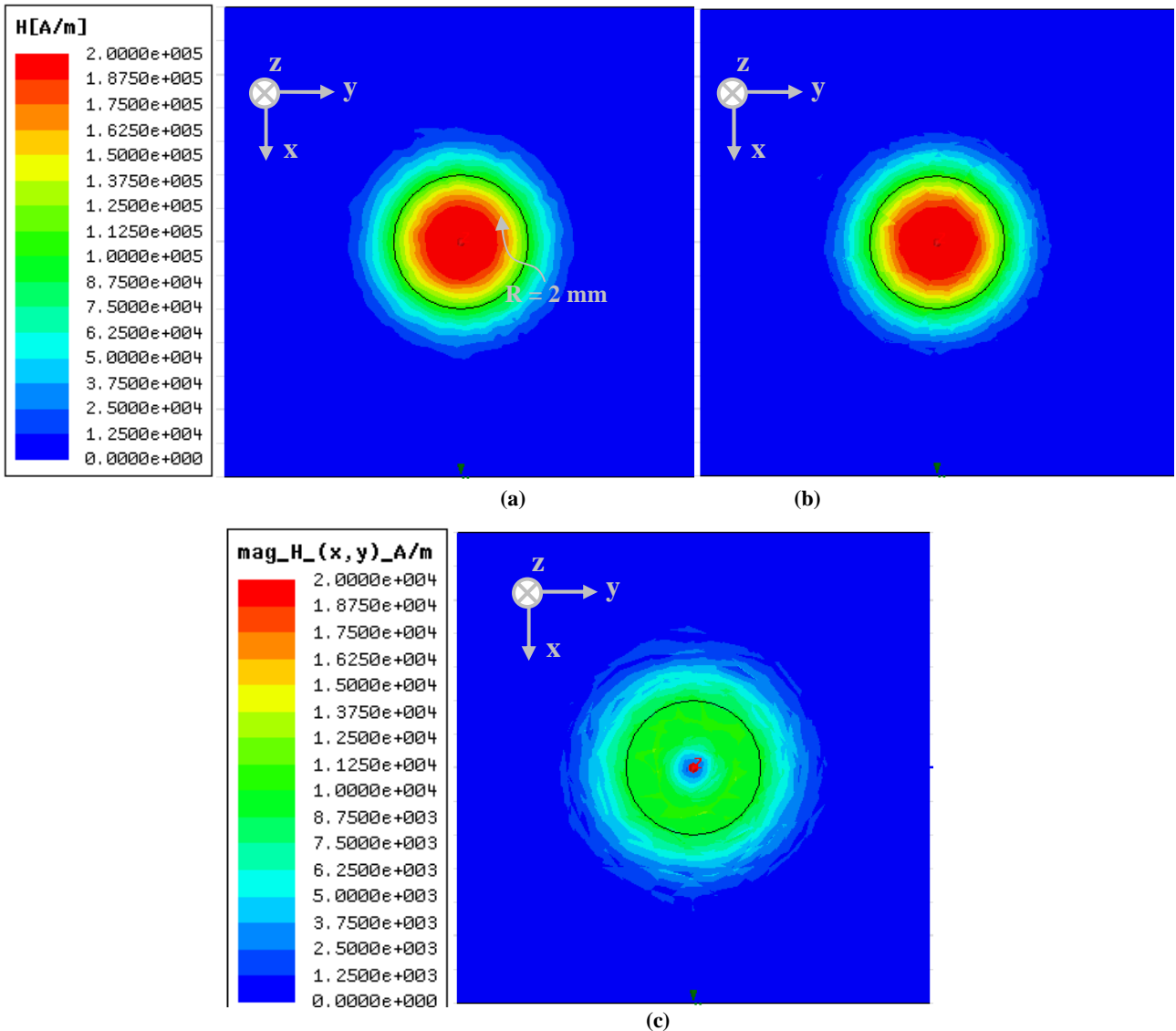


Figure II-3: Polarisation à deux aimants : (a) Moyenne des 3 composantes du champ H ($\sqrt{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2}$), (b) Composante du champ suivant z, H_z, (c) Moyenne des composantes du champ H dans le plan (O,x,y) ($\sqrt{H_x^2 + H_y^2}$).

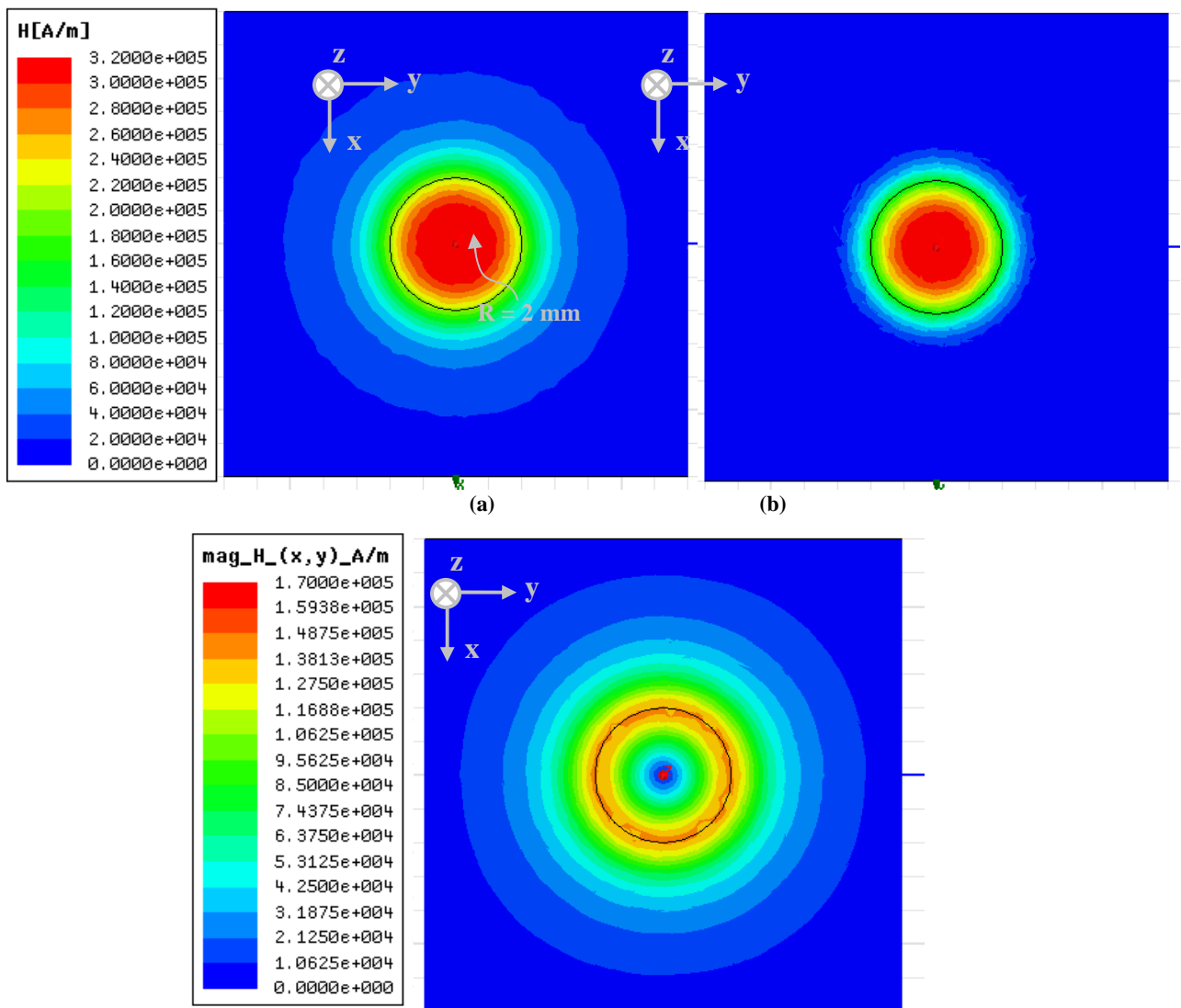
Habituellement, une configuration de type "symétrique" à deux aimants est utilisée pour aimanter le matériau ferrimagnétique d'où la création d'un champ orienté préférentiellement suivant une direction de l'espace, ce qui constitue le principal intérêt de cette configuration. Ce système de polarisation est assez encombrant. De plus, une fois atteinte l'épaisseur critique pour laquelle les rondelles magnétiques ne sont plus correctement dimensionner, la seule alternative pour diminuer l'intensité du champ consiste à éloigner suffisamment les aimants ce qui accroît d'autant plus les dimensions du système de polarisation. Il est donc préférable de s'orienter vers une polarisation à un seul aimant pour des critères de compacité.

Pour la configuration "non-symétrique", le disque magnétique N-48 employé possède un diamètre de 4 mm et une épaisseur de 3 mm. Le champ créé par cette rondelle magnétique est mesuré à une distance, d, égale à 0,75 mm.

La Figure II-4 illustre l'importance des composantes H_x et H_y du champ statique de polarisation notamment sur les bords de l'entrefer. En effet, leurs intensités, $H_x = 170\ 000\ \text{A/m}$, $H_y = 170\ 000\ \text{A}$, sont similaires à celle du champ suivant z , $H_z = 180\ 000\ \text{A/m}$. Soit en unité CGS $H_x \approx H_y \approx 2125\ \text{Oe}$ et $H_z \approx 2250\ \text{Oe}$ (Annexe 3).

Or, lorsque les intensités des composantes du champ suivant les axes x et y sont prépondérantes par rapport à H_z , il n'est plus possible de considérer un matériau aimanté suivant z uniquement : l'interaction onde/matière est alors modifiée.

En plus, de la modification de la répartition du champ statique de polarisation dans l'espace on note l'existence de la non-uniformité du champ dans le plan et suivant z . L'intensité du champ sur les bords peut être deux fois moins importante que l'intensité au centre de la structure. Ainsi, selon le type d'aimant employé et la distance entre la matière à aimanter et l'aimant, certaines zones du matériau ferrite, notamment sur les bords de la jonction peuvent ne plus être saturées.



(c)

Figure II-4: Polarisation à un seul aimant : (a) Moyenne des 3 composantes du champ H ($\sqrt{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2}$), (b) Composante du champ suivant z, H_z , (c) Moyenne des composantes du champ H dans le plan (O,x,y) ($\sqrt{H_x^2 + H_y^2}$).

Les différentes cartographies de champ, obtenues à partir du logiciel commercial Maxwell 3D, illustrent la réalité de la non-uniformité du champ statique de polarisation notamment sur les bords de l'entrefer et cela quelque soit le type de configuration employée. En effet, dans le cas d'une configuration "symétrique" le champ bien que plus unidirectionnel varie spatialement dans l'entrefer. Lorsqu'un seul aimant polarise la structure il faut tenir compte à la fois de la variation spatiale du champ mais aussi de l'orientation de ce dernier.

II.2.2.2. Expérience

Afin de vérifier si l'intensité du champ obtenue à partir des simulations issues du logiciel Maxwell 3D se rapproche de celle obtenue en pratique, nous avons utilisé une sonde de Hall. Cette méthode de mesure est peu précise mais elle permet d'avoir une idée sur l'intensité moyenne du champ magnétique statique créé par un ou plusieurs aimants.

A l'aide de cet appareil, il est assez aisé de déterminer l'intensité maximale du champ que peut fournir l'aimant. En pratique, l'amplitude maximale du champ ne se situe pas forcément au centre de l'entrefer, tout dépend de la qualité des aimants employés.

Les choses se compliquent lorsque l'on souhaite déterminer l'intensité du champ sur les bords de l'échantillon. En effet, il est nécessaire de se placer exactement à la périphérie de l'entrefer. A cette contrainte géométrique s'ajoute une contrainte magnétique : à la périphérie de l'entrefer l'intensité peut être différente d'un point à un autre. Cet appareil n'autorise pas une reproductibilité des mesures du champ. De plus, il n'est pas possible de connaître l'intensité associée aux différentes composantes du champ c'est la moyenne de ses composantes suivant les axes x, y, z qui est mesurée. Ainsi, seules les intensités des cartographies des Figure II-3 (a) et Figure II-4 (a) peuvent être comparées.

Pour évaluer l'amplitude du champ à l'aide de la sonde on se place dans les cas des simulations. Par exemple, dans le cas d'une configuration à un seul aimant, pour mesurer l'intensité du champ à 0,75 mm exactement, de la mousse de permittivité proche de celle de l'air est inséré entre la sonde et l'aimant. La même technique est employée pour une configuration "symétrique" (Figure II-5).

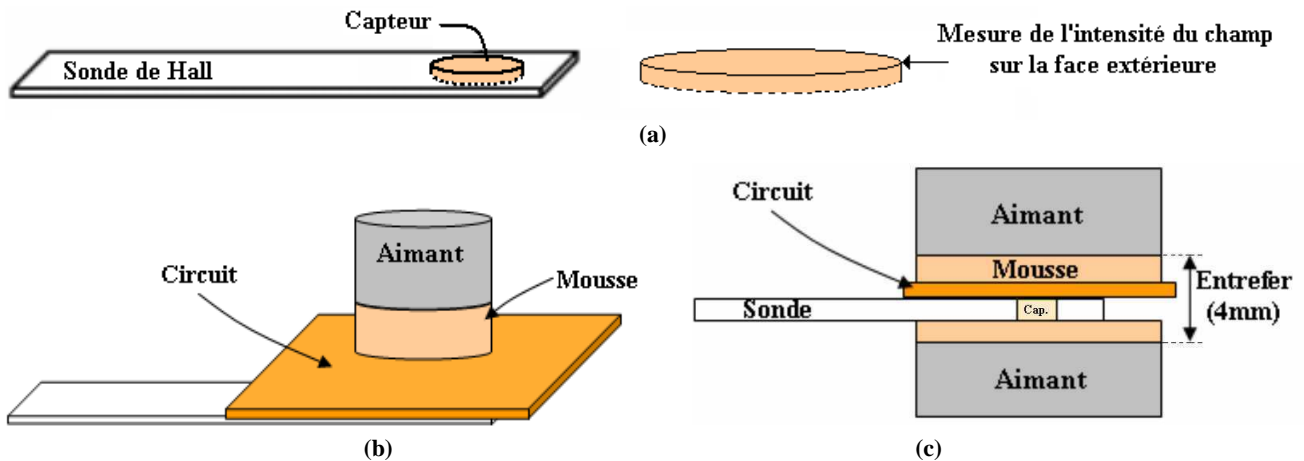


Figure II-5: (a) Présentation sonde de HALL, (b) mesure de l'intensité du champ dans le cas d'une polarisation à un seul aimant, (c) mesure de l'intensité du champ dans le cas d'une polarisation à deux aimants.

Les résultats obtenus pour les aimants N-48 sont présentés dans le Tableau II-2 et comparés aux intensités de champ issues du logiciel commercial Maxwell 3D. L'imprécision de la méthode ne permet pas de reproduire la mesure : ce sont des intensités approximatives qui sont données.

Tableau II-2: Comparaison théorie (Maxwell 3 D) / expérience.

Aimants N-48		Configuration "symétrique" ($h_{\text{aim}} = 1,5 \text{ mm}$, entrefer = 4 mm)	Configuration "non-symétrique" ($h_{\text{aim}} = 3 \text{ mm}$, 'entrefer' = 0,75 mm)
H_{centre} (Oe)	Maxwell	2739	4171,6
	Mesuré	3040	3350
H_{bords} (Oe)	Maxwell	1304,1	2575,3
	Mesuré	1860	2250

Les valeurs simulées et expérimentales sont assez différentes notamment dans le cas où un seul aimant polarise le matériau magnétique. Cependant, il faudrait utiliser un appareil de mesure plus précis afin de pouvoir réellement comparer le champ créé par un ou deux aimants.

Il est important de noter que même avec une sonde de Hall, les intensités mesurées sur les bords ou au centre de l'entrefer sont différentes. La variation spatiale du champ statique de polarisation est donc une réalité. L'hypothèse d'un champ magnétique statique aimantant uniformément le ferrite, utilisée dans les A.E.M. conventionnelles, n'est pas justifiée.

Nous venons de voir qu'une analyse rigoureuse du champ statique de polarisation s'avère nécessaire; de nombreux paramètres sont à prendre en compte, les principaux étant la variation spatiale du champ statique de polarisation ainsi que son orientation. Une étude plus poussée doit être effectuée dans ce sens afin de connaître exactement la variation spatiale du champ statique de polarisation.

A partir de la connaissance de la variation spatiale du champ de polarisation il est possible de déterminer le champ interne du matériau ferrimagnétique. C'est l'expression de ce champ qui est introduite dans l'A.E.M. des circulateurs à jonction-Y pour prévoir leur réponse fréquentielle.

II.3. Champ interne du matériau ferrimagnétique à aimanter

Pour l'instant seul le champ magnétique statique de polarisation des aimants a été pris en considération. Or, c'est le champ interne du matériau ferromagnétique qui est inséré dans l'A.E.M. des circulateurs à jonction-Y afin d'évaluer la réponse du dispositif. Une fois encore le champ interne au ferrite est considéré comme étant uniforme ; mais est-ce le cas en pratique ?

Dans les circulateurs les échantillons magnétiques se présentent sous formes de disques ou de plaquettes. Or, lorsqu'un échantillon de dimensions finies est soumis à un champ extérieur, H_{app} , un champ démagnétisant, H_d y apparaît. Le champ interne, H_{int} , du matériau se trouve alors modifié. Une expression simplifiée de ce champ interne est donnée par l'équation suivante :

$$\vec{H}_{int} = \vec{H}_{app} + \vec{H}_d$$

Eq. II-1

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'intensité du champ statique de polarisation variait spatialement et qu'il était possible que ce dernier ne soit pas unidirectionnel notamment dans le cas d'une polarisation à un seul aimant. Toutefois dans notre étude nous considérerons uniquement la variation spatiale de la composante z du champ magnétique de polarisation dans le plan (x,y).

Les composantes de H_d , dans un repère orthonormé (O, x, y, z) sont liées à celles de l'aimantation M par les relations suivantes :

$$\vec{H}_d = \vec{N} \cdot \vec{M} \quad \text{soit} \quad \begin{bmatrix} H_{dx} \\ H_{dy} \\ H_{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} N_{xx} & N_{xy} & N_{xz} \\ N_{yx} & N_{yy} & N_{yz} \\ N_{zx} & N_{zy} & N_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix}$$

Eq. II-2

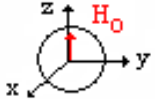
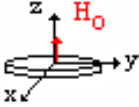
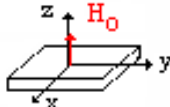
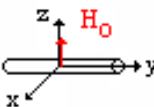
Ainsi lorsque les coefficients extradiagonaux sont nuls (ce qui correspond au cas d'un matériau linéaire) on déduit :

$$\begin{cases} H_{dx} = N_{xx} \cdot M_x = N_x \cdot M_x \\ H_{dy} = N_{yy} \cdot M_y = N_y \cdot M_y \\ H_{dz} = N_{zz} \cdot M_z = N_z \cdot M_z \end{cases} \quad \text{avec } N_x + N_y + N_z = 1$$

Eq. II-3

N_x , N_y et N_z sont appelés coefficients de champ démagnétisant; ils dépendent de la forme de l'échantillon. Leurs valeurs apparaissant dans le Tableau II-3 sont associées à des formes géométriques particulières que l'on ne retrouve pas forcément en pratique.

Tableau II-3: Coefficients de champ démagnétisant pour des formes géométriques particulières [II-3].

Forme	N_x	N_y	N_z
Sphère : 	1/3	1/3	1/3
Disque plat: 	0	0	1
Plaquette mince 			
Cylindre mince: 	1/2	0	1/2

Pour ces géométries le champ démagnétisant est considéré comme étant uniforme quelque soit la forme de l'échantillon, le coefficient de champ démagnétisant étant égal à un scalaire. Par exemple, pour un disque de ferrite, il n'est pas rare de considérer dans les A.E.M. traditionnelles des coefficients de champs démagnétisant sous la forme suivante:

$$\begin{cases} N_z = 1, & (a) \\ \text{ou} \\ N_z = 1 - (L/\phi) \cdot [1 + (L/\phi)^2]^{-1/2}, & (b) \end{cases}$$

Eq. II-4

où L est l'épaisseur du ferrite et ϕ son diamètre.

En réalité, si le matériau est soumis à l'action d'un champ magnétique extérieur, la matière s'aimante uniformément dans le cas d'une ellipsoïde par contre elle s'aimante non-uniformément si l'échantillon ferrimagnétique n'est pas usiné sous forme ellipsoïdale.

En effet, 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 [II-4]. 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 disque est donné dans l'annexe 4. Seuls les résultats obtenus pour un cylindre seront commentés (Figure II-6).

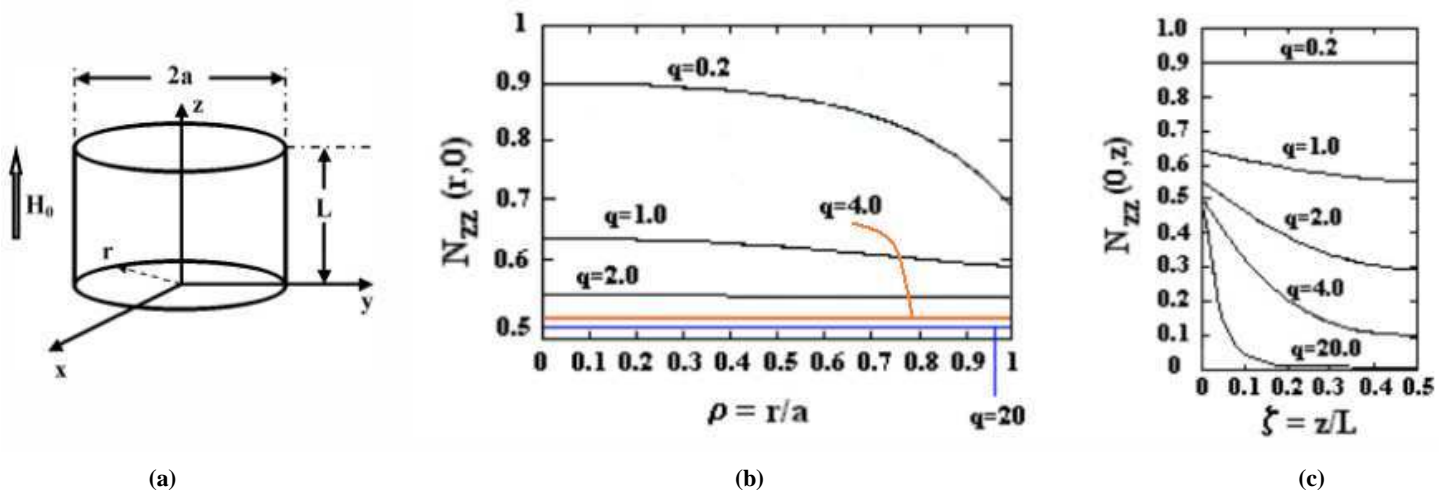


Figure II-6 : Variation spatiale du coefficient démagnétisant N_{zz} pour différentes dimensions du cylindre ($q = L/a$) ; (b) sur la face inférieure du cylindre en $z=0$; (C) le long de l'axe z en $x=y=0$. [II-4]

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 en environ $z = L/2$.

- $q \ll 1$

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 $\phi = 2a = 5$ mm et d'épaisseur $L = 0,508$ 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 ($N_{zz} = 0,9$).

- $q \approx 1$

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 II-6).

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 quelque 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 :

$$H_{int}(r) = H_{app}(r) + H_d(r) = H_{app}(r) - 4\pi N_z(r) M_S$$

Eq. II-5

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, $4\pi M_S$.

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 créé par un ou deux aimants n'est pas aisé : le logiciel commercial Maxwell 3D permet de déterminer une cartographie précise de ce champ cependant il sera primordial de vérifier expérimentalement les profils de champ obtenu. 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.

De la même façon des hypothèses simplificatrices, et notamment la considération d'un champ de polarisation uniforme, ont été formulées par Joseph et Schloemann pour déterminer les coefficients de champ démagnétisants.

La complexité et le nombre de phénomènes à prendre en compte dans les circulateurs nous a conduits à nous concentrer dans un premier temps sur la variation spatiale du champ interne du matériau et essentiellement à ce qui se passe dans le cœur du circulateur. Pour cette raison nous considérerons uniquement dans ce manuscrit les aimants permanents et le cœur du circulateur.

II.4. Conclusion du chapitre II

A travers ce chapitre, les principaux aimants permanents existants ont été présentés. A partir des résultats de simulations issus du logiciel commercial Maxwell 3D nous avons évalué l'influence des différents paramètres géométriques et magnétiques (dimensionnement, hauteur, entrefer, forme, nombre et propriétés magnétiques) des aimants permanents sur le profil du champ statique de polarisation.

Les différentes cartographies de champs obtenues nous ont permis de mettre en évidence la réalité de la non-uniformité du champ créé par les aimants. Les structures ouvertes s'opposent à une bonne uniformité initiale du champ et à de faibles fuites de flux ce qui conduit à une variation spatiale du champ quelque soit la configuration en aimants employées (1 ou 2 aimants polarisant la matière ferrimagnétique). Aucun système de polarisation ne permet l'obtention d'un champ complètement uniforme : des effets de bords subsistent. De plus certaines zones de l'échantillon ferrimagnétique peuvent ne pas être saturées si le champ appliqué sur le ferrite n'est pas assez intense.

Nous avons aussi montré qu'à partir du moment où le matériau ferrimagnétique à aimanter n'est pas un ellipsoïde, des champs démagnétisants non-uniformes apparaissent dans l'échantillon. Ainsi, même si le champ appliqué sur le matériau est uniforme, le champ interne du matériau varie spatialement.

Le champ interne du matériau à aimanter doit être précisément déterminé quelque soit la géométrie de l'échantillon et sans se restreindre au champ statique de polarisation uniforme. En effet, c'est ce dernier qui permet d'évaluer les performances des circulateurs à jonction-Y.

Ainsi, il est nécessaire de développer des analyses électromagnétiques (A.E.M.) prenant en compte cette non-uniformité du champ et plus généralement les propriétés statiques locales des différentes zones de l'échantillon de ferrite intégré au dispositif.

Bibliographie du chapitre II :

[II-1] Maxwell 3.D, Ansoft, 2003

[II-2] Informations disponibles à l'adresse internet suivante :

http://www.yinxin.cn/english/pro_04.htm

http://www.yinxin.cn/english/pro_01.htm

[II-3] C. Kittel, "On the theory of ferromagnetic resonance absorption", *Phys. Rev.*, vol. 21, no 4, pp155-161, 1948..

[II-4] R.I. Joseph, E. Schloemann, "Demagnetizing field in nonellipsoidal bodies", *J. Appl. Phys.*, vol. 36, no 5, pp 1579-1593, May 1965.

CHAPITRE III

Chapitre III : Influence de la non-uniformité du champ sur la réponse du circulateur.

Habituellement, dans les A.E.M. des circulateurs à jonction-Y plusieurs hypothèses simplificatrices sont utilisées pour faciliter les calculs mais aussi en raison de l'absence de modèles physiques réalistes permettant de prédire la réponse dynamique des ferrites quel que soit leur état statique. Ainsi, de nombreuses études considèrent que le champ créé par un ou plusieurs aimants ainsi que le champ interne du matériau à aimanter ne varient pas dans l'espace. Or, le chapitre précédent a montré que la variation spatiale des champs est une réalité. En outre, l'intensité du champ peut ne plus être assez forte pour saturer l'échantillon ferrimagnétique notamment à la périphérie de la jonction, là où le champ est le moins uniforme.

Ainsi, les A.E.M. conventionnelles doivent être modifiées pour tenir compte dans un premier temps de la non-uniformité du champ interne du matériau, ce dernier étant lié, via l'état d'aimantation, au champ statique de polarisation. Pour considérer les états d'aimantation des différentes régions du matériau la substitution du tenseur de Polder, valable uniquement pour un matériau saturé et infini, est indispensable.

Tout d'abord, nous allons introduire dans l'A.E.M. des circulateurs à jonction-Y une variation spatiale du champ interne du matériau ferrite situé sous la jonction centrale conductrice du dispositif; elle a pour but d'évaluer son influence sur les performances du circulateur. Cela va nous permettre de démontrer de manière théorique l'influence défavorable de la non-uniformité du champ sur les performances du circulateur. Dans certains cas, une totale dégradation de la bande passante du circulateur peut être observée. Il est nécessaire de corriger l'A.E.M. employée traditionnellement [III-1] pour prendre en compte la variation spatiale des champs et prévoir de façon réaliste les performances des circulateurs à ferrite. Nous présenterons le principe général de l'étude électromagnétique développée et évaluerons l'influence de la non-uniformité du champ sur la réponse du circulateur.

Le second objectif de ce chapitre est de proposer des solutions originales pour pallier au problème de réduction de bande qui peut apparaître en raison de la non-uniformité du champ. Dans cette optique, le champ interne du matériau ferrimagnétique est étudié plus en détails afin de déterminer les intensités de champ responsables de la dégradation du signal. La zone du matériau dans laquelle les intensités de champ interne induisent des coupures de bande est substituée. Cette étude théorique forme le point de départ de l'étude de circulateurs miniaturisés. De nouvelles topologies permettant d'optimiser les performances des circulateurs seront alors étudiées.

III.1. Mise en évidence des limitations des modèles existants

Le chapitre précédent a permis de mettre en évidence la non-uniformité des champs apparaissant dans le circuit, à savoir : le champ statique de polarisation, les champs démagnétisants contrecarrant l'effet du champ créé par les aimants, et enfin le champ interne à l'échantillon magnétique, ce dernier résultant de la superposition des deux autres.

L'A.E.M. rigoureuse d'un circulateur requiert alors la prise en compte de cette non-uniformité et l'utilisation d'un modèle de perméabilité tensorielle plus réaliste que ceux existants; ceci de façon à pouvoir décrire les propriétés électromagnétiques du ferrite quelque soit l'état d'aimantation du milieu et pas uniquement l'état saturé comme c'est le cas avec le modèle de Polder [III-2].

Le point de départ des A.E.M. du circulateur à jonction-Y est le modèle de Bosma [III-1]. Celui-ci est brièvement présenté afin de mettre en évidence ses limitations et de connaître les paramètres à modifier pour l'obtention d'une réponse plus réaliste du circulateur à jonction-Y.

III.1.1. Modèle de Bosma [III-1]

Le circulateur à jonction-Y est le circulateur le plus communément utilisé. Le cœur de ce circulateur, de type triplaque ou microruban, est reliée aux autres éléments du circuit par des lignes de transmission coaxiales, microruban ou en guide.

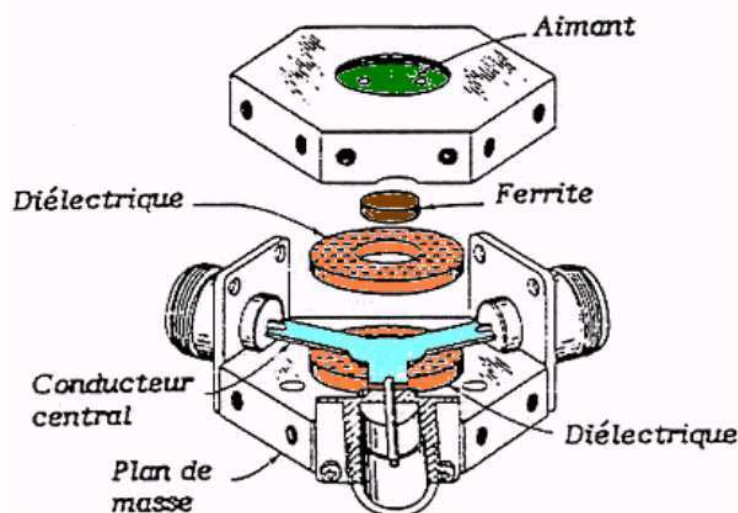


Figure III-1: Circulateur triplaque à jonction Y.

La structure triplaque (Figure III-1) est employée lorsqu'un fonctionnement dans une large bande de fréquence est souhaité. De plus, elle peut être réalisée à moindre coût. La structure microruban est plus adaptée lorsque le dispositif doit être intégré de manière monolithique (technologie MMIC). Un tel dispositif est typiquement constitué d'un réseau de trois conducteurs plats séparés de 120° et reliés à un disque central métallique. Ce réseau conducteur est inséré entre deux substrats contenant une pastille

ferrimagnétique, cela afin d'assurer l'homogénéité de la structure transverse. Deux aimants situés de part et d'autre de la structure créent un champ magnétique statique de polarisation H_0 pour aimanter la matière ferrimagnétique perpendiculairement à son plan (Figure III-1).

Le principe de fonctionnement d'un circulateur non-réciproque à ferrite, décrit par Bosma en 1962, est basé sur la résonance de deux modes propres de l'échantillon ferrite. Ces deux modes, lorsqu'ils sont excités au niveau de l'entrée, se recomposent au voisinage d'une fréquence de façon constructive ou destructive selon la voie considérée.

Pour obtenir la réponse du circulateur à jonction-Y, on utilise la relation constitutive $\vec{b} = \vec{\mu} \cdot \vec{h}$, reliant l'induction magnétique \vec{b} au champ magnétique hyperfréquence \vec{h} . Jusqu'ici les termes du tenseur $\vec{\mu}$ ont été calculés à partir des formulations de Polder. La résolution des équations de Maxwell permet d'obtenir le champ radiofréquence \vec{h} qui s'exprime à l'aide des fonctions de Bessel. Grâce à la connaissance de deux expressions fonctions du champ \vec{h} , il est possible de calculer les paramètres S_{ij} du circulateur triplaqué à disque.

Etant donné la nécessité croissante d'optimiser les coûts, la taille et les performances des dispositifs hyperfréquences, il est indispensable de pouvoir prévoir précisément la réponse d'un circulateur à jonction-Y et de limiter au maximum les hypothèses de travail. Plusieurs chercheurs se sont appuyés sur les travaux de Bosma pour fournir une A.E.M. plus rigoureuse du circulateur.

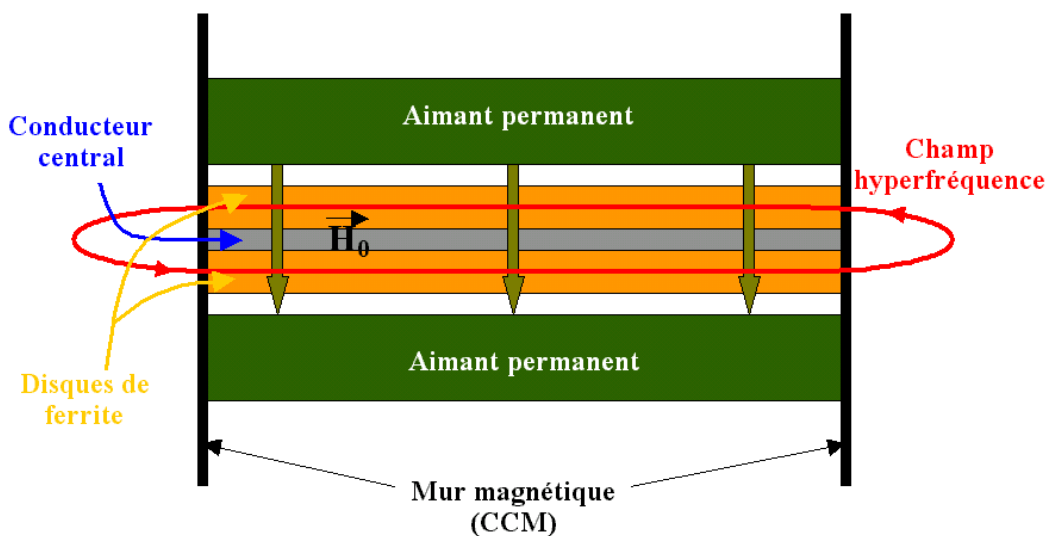


Figure III-2: Cartographie des champs magnétique et statique radiofréquence au niveau de la jonction.

Cependant, l'étude menée par Bosma est basée sur plusieurs hypothèses simplificatrices pouvant masquer un certain nombre de réalités physiques dont vont dépendre les performances du circulateur et dont la prise en compte peut permettre une description plus fine. Ainsi, les lignes d'accès sont supposées transporter uniquement des modes TEM et la périphérie du disque de ferrite est assimilable à un mur magnétique (CCM), excepté au niveau des voies d'accès (Figure III-2). Dans l'A.E.M. du circulateur, le tenseur de Polder est utilisé pour décrire la perméabilité tensorielle du ferrite. Or, les expressions analytiques des composantes de ce tenseur de perméabilité sont valables uniquement pour un milieu saturé, infini, correspondant à un état d'aimantation particulier du matériau. Dans la pratique, certaines régions de l'échantillon de ferrite peuvent n'être que partiellement aimantées.

Une autre hypothèse pouvant avoir de lourdes conséquences sur le caractère prédictif d'une telle approche est l'uniformité du champ interne du matériau. Or, le champ appliqué sur la matière ferrimagnétique varie spatialement. De même, les champs démagnétisants apparaissant dans le ferrite lorsqu'il est aimanté sont non-uniformes si l'échantillon ferrimagnétique n'est pas un ellipsoïde. Il ne faut pas les négliger dans l'A.E.M. du circulateur.

Seuls les travaux dont l'idée première est l'introduction de la non-uniformité du champ interne du matériau dans l'A.E.M. des circulateurs à jonction-Y sont décrits dans la partie suivante.

III.1.2. Modèles de Bosma modifiés

Pour tenir compte de l'irrégularité du champ magnétique statique appliqué sur l'échantillon de ferrite, diverses A.E.M. ont été proposées dans la littérature. Krowne, par exemple, a suggéré une découpe du disque de ferrite en anneaux concentriques dans lesquels sont assignées différentes intensités de champ [III-3]-[III-4]. La variation radiale de l'intensité du champ interne au matériau est donc discrétisée. Cette analyse, bien que ne prenant pas en compte la totalité des valeurs de champ qui règne à l'intérieur du circulateur, permet tout de même de mettre en évidence l'influence de la non-uniformité du champ interne sur la réponse du circulateur. Grâce à ce découpage en anneau, l'analyse proposée par Krowne autorise le calcul de la réponse d'un circulateur composé d'un matériau multicouche. Dans la même optique, How a développé un calcul semi-analytique rigoureux tenant compte d'une variation continue du champ de polarisation le long du rayon du disque de ferrite ; ce calcul permet aussi de considérer la totalité des intensités de champ responsables de la réponse du circulateur [III-5]-[III-7]. Une réduction de la bande passante est annoncée. Toutefois, dans leurs travaux, How et Krowne ne donnent aucune raison sur le choix qui concerne l'origine du profil de champ interne non-uniforme qu'ils utilisent. Se pose donc la question de savoir si ce profil de champ est réaliste. Pour introduire la non-uniformité du champ de polarisation l'approche discrète de Krowne semble plus fonctionnelle pour des résultats proches de ceux prédits par l'approche théorique de How.

Comme dans toute les A.E.M. des circulateurs à jonction-Y on considère les phénomènes magnétiques apparaissant au niveau de sa jonction conductrice centrale. Pour procéder pas à pas, la jonction centrale est considéré comme étant polarisé de façon unidirectionnel à la normale du matériau ferrite. C'est donc bien l'influence de la variation radiale de l'intensité du champ interne, au niveau de la jonction, sur la réponse du circulateur que l'on va évaluer.

III.2. A.E.M. d'un circulateur à jonction-Y polarisé non-uniformément

III.2.1. A.E.M. modifiée

Dans le chapitre précédent la non-uniformité du champ interne au ferrite a été établie. L'irrégularité du champ est encore plus prononcée sur les bords de l'échantillon magnétique, c'est à dire là où la

concentration d'énergie électromagnétique est la plus forte à l'intérieur du circulateur. La réponse du circulateur pourrait s'en trouver très affectée.

III.2.1.1. Prise en compte de la non-uniformité radiale du champ interne

Les profils de champ magnétique statique de polarisation obtenus dans le chapitre II permettent d'étendre cette non-uniformité au champ interne du matériau ferrimagnétique quelque soit sa forme. De plus, lorsque les échantillons de ferrite utilisés dans les circulateurs à jonction-Y ne sont pas usinés sous forme ellipsoïdale, ce qui est le cas dans les circuits planaires hyperfréquence, l'hypothèse de champ démagnétisant uniforme n'est pas non plus vérifiée. Ainsi le champ interne d'un matériau ferrimagnétique sera uniforme uniquement si le champ créé par les aimants est constant et si ce matériau est usiné sous forme ellipsoïdale, ce qui entraîne beaucoup de contraintes technologiques (usinage, encombrement, prix...).

Il est donc essentiel de pouvoir étudier la façon dont ce phénomène affecte les performances des circulateurs à jonction-Y. Une A.E.M. de la structure, incluant à la fois la non-uniformité du champ interne et le tenseur de perméabilité développé pour des matériaux non saturés devrait nous autoriser à mieux comprendre l'influence de cette non-uniformité du champ sur la réponse du dispositif et proposer de nouvelles topologies permettant d'éviter le problème ou tout au moins d'en réduire les conséquences sur les performances du circulateur.

L'élément principal dans la conception d'un circulateur est une description précise des interactions entre le champ électromagnétique et le milieu anisotrope dont les propriétés dépendent de la direction et de l'intensité du champ magnétique statique de polarisation. Pour tenir compte de la variation spatiale du champ interne du matériau ferrimagnétique, l'hypothèse émise par Bosma doit être modifiée [III-1]. Dans l'analyse que nous suivons, le disque de ferrite, situé sous la piste conductrice centrale, est découpée en un disque central entouré par un nombre fini d'anneaux concentriques [III-3], chacun d'eux étant caractérisés par son propre champ interne uniforme et sa propre perméabilité tensorielle (Figure III-3).

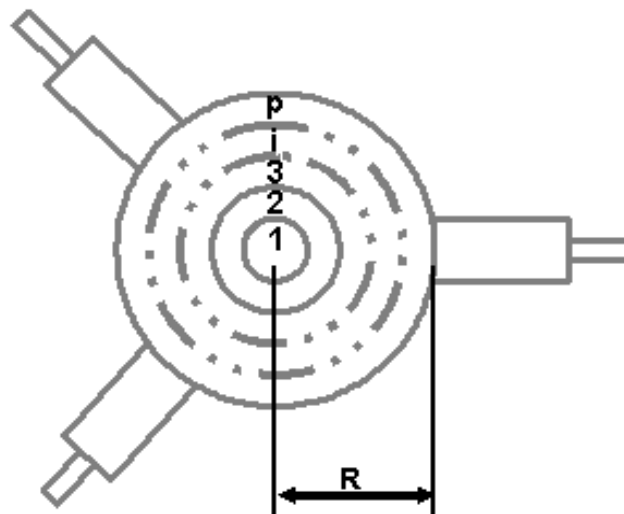


Figure III-3: Découpe en anneau concentrique du disque de ferrite situé sous la piste conductrice centrale.

Les champs électromagnétiques dans chaque anneau sont obtenus en résolvant les équations de Maxwell et peuvent être exprimés comme superposition de fonctions de Bessel et Neumann. Le champ associé à chaque anneau est aussi fonction de coefficients qui sont les constantes d'intégration liées à la résolution des équations d'Helmholtz des champs électrique et magnétique (Eq. III-9). Le champ dans le disque central constitue la solution générale donnée par Bosma. De plus, les champs dans le disque central et dans chaque anneau doivent satisfaire les conditions de continuité à leur périphérie. En utilisant les relations entre les coefficients du champ électromagnétique des bandes circulaires successives, l'expression du champ à la périphérie de la jonction de ferrite est obtenue en fonction des coefficients du champ du disque central. Puis, grâce aux hypothèses faites par Bosma, les paramètres-S peuvent être exprimés en fonction des champs dynamiques électriques et magnétiques. Cette discrétisation du disque de ferrite permet de prendre en compte une variation radiale discrète du champ interne du matériau polarisée suivant sa normale.

Un tenseur de perméabilité permet de relier le champ d'induction radiofréquence, $\vec{b}(i)$, au champ magnétique radiofréquence, $\vec{h}(i)$, dans chaque anneau repéré par l'index i . Ainsi la relation constitutive du milieu aimanté s'écrit :

$$\vec{b}(i) = \vec{\mu}(i) \cdot \vec{h}(i)$$

Eq. III- 1

Habituellement, c'est le tenseur de perméabilité proposé par Polder qui est employé pour relier l'induction magnétique à l'excitation magnétique.

Dans le cas d'une forte décroissance du champ interne du matériau près du bord de l'échantillon ferrite, l'intensité du champ peut ne plus être assez intense pour diriger les moments magnétiques dans la direction verticale du champ magnétique statique de polarisation. Un tel phénomène impliquerait des zones non-saturées dans le disque de ferrite. Dans ces zones le modèle de Polder, utilisé habituellement pour déterminer le tenseur de perméabilité du matériau, n'est plus valide. Une nécessité s'impose : associer un nouveau tenseur de perméabilité à une A.E.M. spécifique afin de prendre en compte la variation du champ interne au matériau ferrite.

III.2.1.2. Prise en compte de l'état d'aimantation réel du matériau ferrite

Le modèle de tenseur de perméabilité présenté dans les références [III-8]-[III-10] permet une description plus rigoureuse des interactions entre les moments magnétiques et le signal hyperfréquence dans les ferrites polycristallins (Figure III-4). Ce modèle prend en compte les interactions dynamiques entre domaines magnétiques adjacents, via l'effet Polder-Smit [III-11], lorsque ces domaines apparaissent dans le matériau. Les interactions entre grains sont également prises en considération. En modifiant les effets démagnétisants dynamiques entre les domaines voisins du ferrite, et donc en changeant la distribution des valeurs des fréquences de résonances gyromagnétiques, l'effet Polder-Smit induit un

étalement des pertes magnétiques en fonction de la fréquence. Ce phénomène a été observé expérimentalement sur des matériaux non saturés [III-12]. Même dans le cas d'échantillons totalement saturés, on observe une imprécision du modèle de Polder dans la description du comportement dynamique des ferrites polycristallins. C'est d'ailleurs pour cette raison que les fabricants de ferrite utilise un terme supplémentaire (la largeur de raie effective ΔH_{eff}) pour mieux décrire à l'aide du modèle de Polder les pertes magnétiques du matériau.

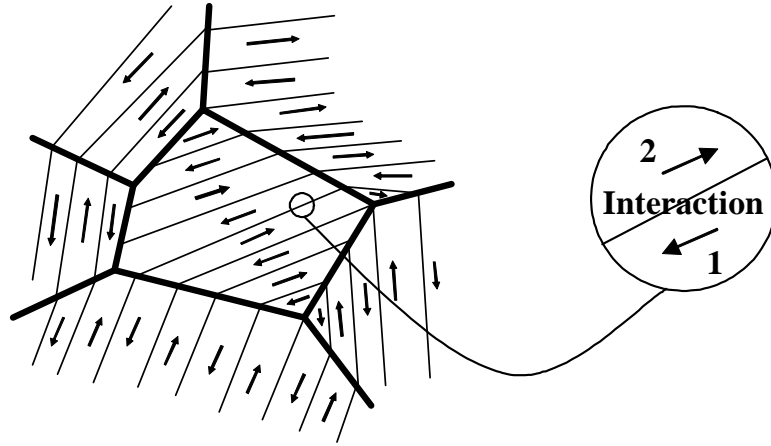


Figure III-4 : Configuration en domaine d'un matériau ferrimagnétique polycristallin non-saturé.

Le calcul précis des paramètres-S du circulateur à jonction-Y requiert la prise en compte de ce phénomène dans toutes les régions où l'échantillon de ferrite n'est pas saturé. Le mouvement de précession gyroscopique des moments magnétiques à l'intérieur des domaines adjacents présentant des aimantations spontanées antiparallèles est décrit par un système de deux équations ; ce système utilise un coefficient de couplage proportionnel à la différence d'aimantation entre les domaines et au facteur de forme des domaines considérés. Les deux domaines adjacents sont reliés par deux équations de Gilbert couplées [III-13]. Ainsi, les équations d'évolution des moments magnétiques les domaines adjacents 1 et 2 s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{d\vec{M}_1}{dt} = -\gamma\vec{M}_1 \wedge (\vec{H}_1 + \vec{h} - n(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)) + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M}_1 \wedge \frac{d\vec{M}_1}{dt} \\ \frac{d\vec{M}_2}{dt} = -\gamma\vec{M}_2 \wedge (\vec{H}_2 + \vec{h} - n(\vec{m}_2 - \vec{m}_1)) + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M}_2 \wedge \frac{d\vec{M}_2}{dt} \end{cases}$$

Eq. III- 2

où n est un coefficient démagnétisant qui dépend de la forme du domaine, \vec{h} est le champ magnétique hyperfréquence, \vec{H}_1 (\vec{H}_2) est le champ magnétique statique dans le domaine 1 (2), \vec{M}_1 (\vec{M}_2) est l'aimantation macroscopique du domaine 1 (2), \vec{m}_1 (\vec{m}_2) est l'aimantation dynamique induite par \vec{h} dans le domaine 1 (2).

La résolution des équations couplées (III-2) requiert tout d'abord le calcul des champs magnétiques internes $\vec{H}_1(i)$ et $\vec{H}_2(i)$ dans chaque domaine, et, dans notre cas, pour chaque anneau i . Le champ interne dans le domaine 1 (2) est la somme de deux composantes : le champ d'anisotropie magnétocristalline \vec{H}_A et le champ magnétique statique interne orienté suivant la direction du champ de polarisation, soit dans notre cas la direction \vec{z} du système de coordonnées cartésiennes. H_S est la somme du champ magnétique non-uniforme créé par les aimants, \vec{H}_{app} , et du champ démagnétisant non-uniforme suivant la direction \vec{z} , $-4\pi M \cdot \vec{z}$; M est l'aimantation macroscopique et $N_z(i)$ le coefficient démagnétisant non-uniforme macroscopique de l'échantillon de ferrite dans la direction \vec{z} .

La Figure III-5 présente les différents champs utilisés pour l'obtention des composantes du tenseur de perméabilité.

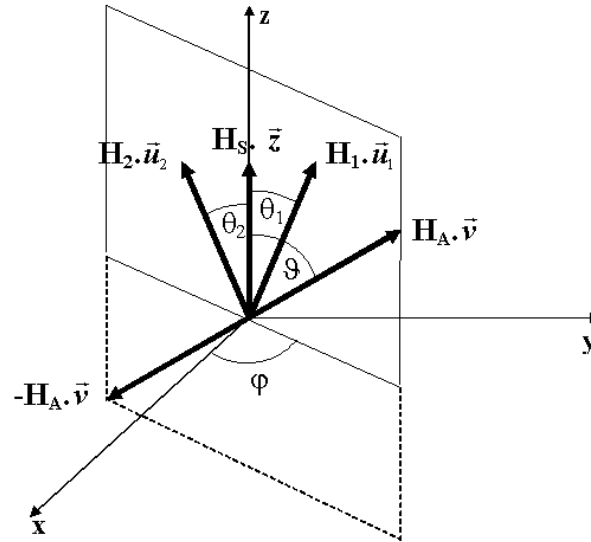


Figure III-5 : Orientation des champs magnétique et statique dans deux domaines adjacents.

L'introduction du champ statique interne suivant la direction \vec{z} , H_{S1} (H_{S2}), couplé avec l'hypothèse d'un champ d'anisotropie dirigé selon l'axe facile des domaines magnétiques orienté suivant un vecteur aléatoire \vec{v} , nous permet d'exprimer les champs internes des domaines adjacents 1 et 2 par la formulation suivante :

$$\begin{cases} \vec{H}_1(i) = H_1 \vec{u}_1 = (H_{app}(i) - N_z(i) \cdot 4\pi M) \cdot \vec{z} + H_A \cdot \vec{v} = H_S(i) \cdot \vec{z} + H_A \cdot \vec{v} \\ \vec{H}_2(i) = H_2 \vec{u}_2 = (H_{app}(i) - N_z(i) \cdot 4\pi M) \cdot \vec{z} - H_A \cdot \vec{v} = H_S(i) \cdot \vec{z} - H_A \cdot \vec{v} \end{cases}$$

Eq. III- 2

La variation de l'aimantation macroscopique, M , en fonction du champ extérieur est déterminée à partir du modèle d'aimantation de Stoner et Wohlfart [III-14]. Ainsi, la connaissance de H_S et H_A autorise-t-elle la détermination de la valeur moyenne de l'aimantation M du ferrite polycristallin.

Une fois cette étape franchie, la moyenne des solutions du système d'équations (Eq. III-3) est calculée dans toutes les directions de l'espace; le but est de déterminer les composantes du tenseur de perméabilité effectif du ferrite polycristallin quelque soit son état d'aimantation.

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} \quad \text{où} \quad \begin{cases} \mu = \mu' - j\mu'' \\ \kappa = \kappa' - j\kappa'' \\ \mu_z = \mu_z' - j\mu_z'' \end{cases} \quad (\text{Eq. III- 3})$$

Les expressions des composantes du tenseur de perméabilité se développent comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle \mu \rangle = 1 + \frac{1}{4} \int_{-1}^1 \frac{\omega_m \left(\gamma \sqrt{H_A^2 + 2H_A \cdot H_S \cdot x + H_S^2} + j\omega\alpha \right)}{\left(\gamma \sqrt{H_A^2 + 2H_A \cdot H_S \cdot x + H_S^2} + j\omega\alpha \right)^2 - \omega^2} \left(2 - \frac{H_A^2 (1-x^2)}{H_A^2 + 2H_A \cdot H_S \cdot x + H_S^2} \right) \cdot dx \\ \langle \kappa \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\omega \cdot \omega_m}{\left(\gamma \sqrt{H_A^2 + 2H_A \cdot H_S \cdot x + H_S^2} + j\omega\alpha \right)^2 - \omega^2} \frac{H_A \cdot x + H_S}{\sqrt{H_A^2 + 2H_A \cdot H_S \cdot x + H_S^2}} \cdot dx \\ \langle \mu_z \rangle = 1 - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\omega_m \left(\gamma \sqrt{H_A^2 + 2H_A \cdot H_S \cdot x + H_S^2} + j\omega\alpha \right)}{\left(\gamma \sqrt{H_A^2 + 2H_A \cdot H_S \cdot x + H_S^2} + j\omega\alpha \right)^2 - \omega^2} \frac{H_A^2 (1-x^2)}{H_A^2 + 2H_A \cdot H_S \cdot x + H_S^2} \cdot dx \end{array} \right. , \quad \text{Eq. III-}$$

4

où $x = \cos\vartheta$ et ϑ est l'angle entre \vec{v} et \vec{z} , il définit l'orientation du domaine uniaxe par rapport à la direction du champ de polarisation extérieur.

A partir de cette étude un code de calcul a été développé pour obtenir les valeurs complexes des différents termes (μ' , μ'' , κ' , κ'') du tenseur de perméabilité [III-8]. Pour des matériaux saturés, les résultats sont identiques à ceux issues du modèle de Polder.

Afin de démontrer l'intérêt d'insérer ce tenseur de perméabilité dans l'A.E.M. d'un circulateur à jonction-Y, une comparaison entre les composantes tensorielles résultantes de l'approche de Gelin – Berthou et celles associées au modèle de Polder est présentée sur la Figure III-6. Pour cette comparaison nous avons utilisé les propriétés magnétiques d'un ferrite YIG polycristallin présentant un champ d'anisotropie H_A égal à 30 Oe, une aimantation à saturation $4\pi M_S$ de 1800 G et une largeur de raie à mi-hauteur, ΔH de 30 Oe. Le matériau est partiellement aimanté ($M/M_s = 0.7$).

Le champ interne introduit dans le logiciel de simulation associé au modèle de Polder a été fixé pour obtenir la même fréquence gyromagnétique que celle obtenue à partir de l'approche de Gelin – Berthou.

La Figure III-6 (b) présente le spectre de la partie imaginaire de la composante tensorielle μ et montre que le pic d'absorption est plus large pour notre approche. Les différences entre les deux modèles proviennent de l'interaction entre les moments magnétiques. Dans le modèle de Polder, les moments magnétiques sont supposés être tous alignés suivant le champ magnétique statique du matériau : le matériau est saturé, il n'y a qu'un seul domaine. L'élargissement des pertes magnétiques observables sur les spectres des figures III-6 (b et d) provient de l'existence d'interactions entre domaines magnétiques du ferrite dans un état non-saturé. Les prédictions du modèle de Gelin – Berthou sont en accord avec les résultats expérimentaux présentés dans les références [III-15, [III-16].

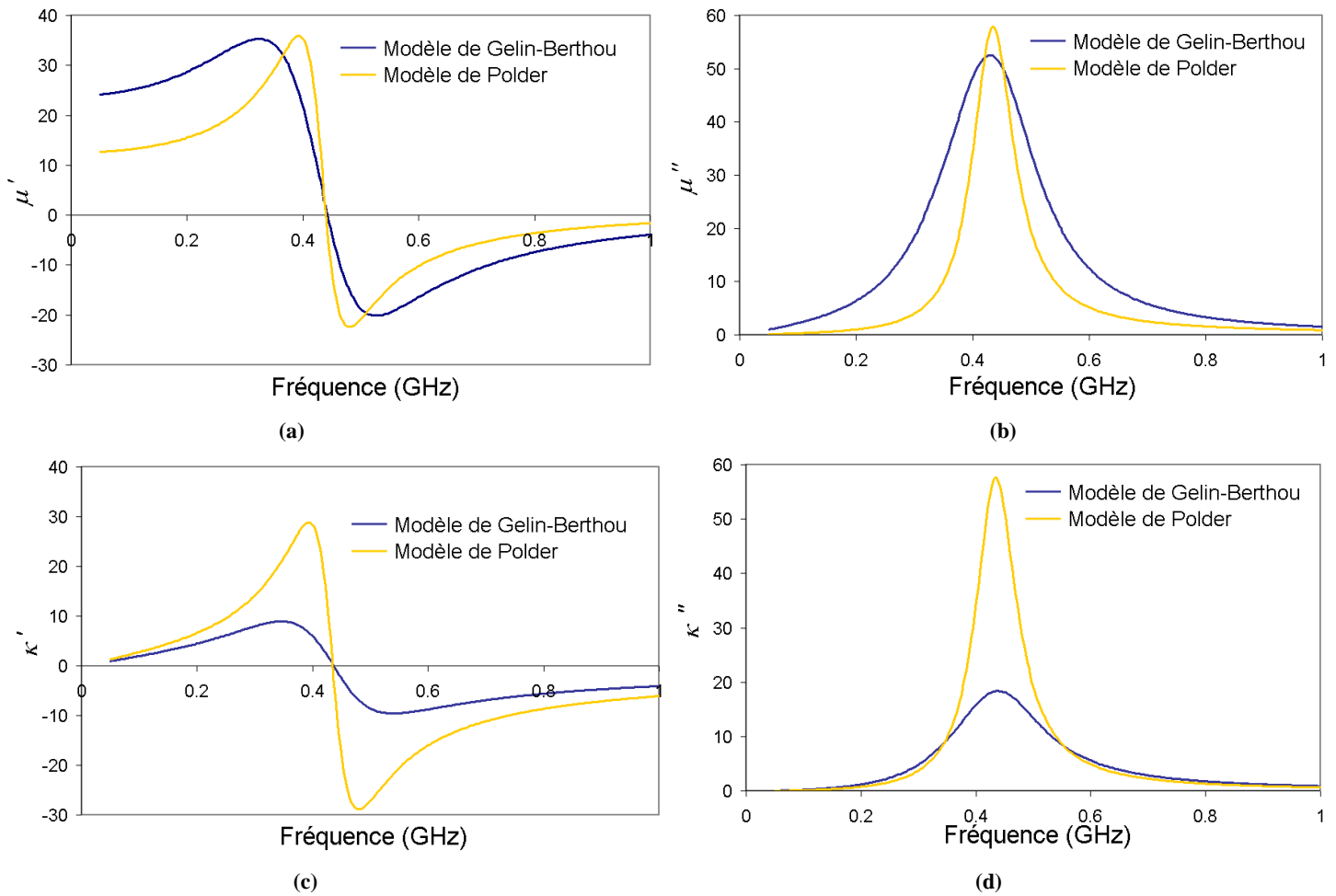


Figure III-6 : Tenseur de perméabilité calculé : (a) μ' , (b) μ'' , (c) κ' , (d) κ'' .

Ainsi, les paramètres-S du circulateur à jonction-Y pourront être déterminés par l'introduction dans l'A.E.M. de ces dispositifs d'un tenseur $\vec{\mu}$ approprié et d'une variation radiale du champ interne au matériau polarisé suivant sa normale et tenant compte de la forme de l'échantillon.

III.2.1.3. Calcul des paramètres de la matrice de répartition (paramètres-S)

Dans ses travaux, Bosma suppose que la périphérie ($r = R$) du disque est assimilable à un mur magnétique (CCM), excepté au niveau de ses accès. De même, il suppose que les guides d'accès sont constitués de ligne de transmission assimilables à des guides à parois latérales de nature conducteur magnétique parfait (CCM) qui ne transportent qu'un mode TEM (Figure III-7). Compte tenu de ces hypothèses, si à l'accès 1 nous avons un mode incident TEM, le champ électrique et le champ magnétique s'écrivent de la manière suivante:

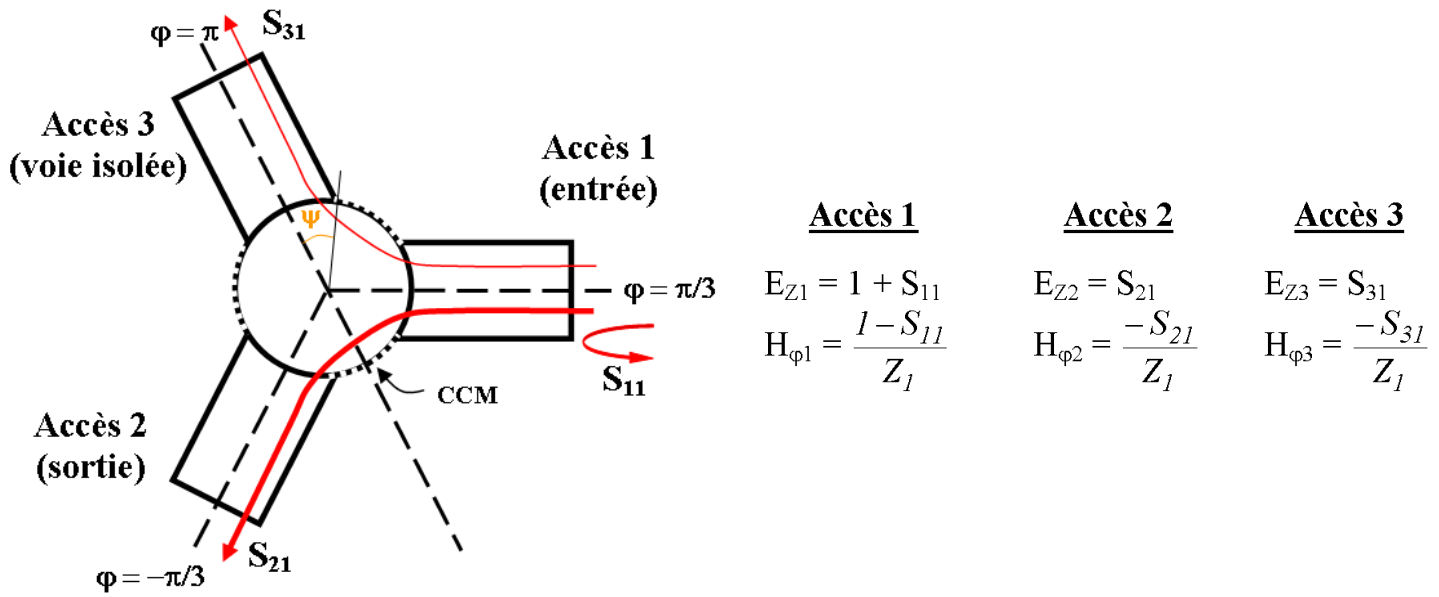


Figure III-7: Champ Electrique et magnétique au accès du circulateur.

Avec $Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r}}$,

Eq. III-

5

μ_0 et ϵ_0 sont la perméabilité et la permittivité du vide respectivement et ϵ_r la permittivité du matériau utilisé au niveau des lignes d'accès.

Les champs $E_z(R, \phi)$ et $H_\phi(R, \phi)$ sont constants au niveau des accès et $H_\phi(R, \phi)$ est nul partout ailleurs. Il est donc possible d'écrire :

$$\begin{cases} H_\varphi(R, \varphi) = (I - S_{11}) / Z_1 \\ E_z(R, \varphi) = (I + S_{11}) \end{cases} \quad \text{pour : } -\frac{\pi}{3} - \psi < \varphi < -\frac{\pi}{3} + \psi$$

$$\begin{cases} H_\varphi(R, \varphi) = -S_{21} / Z_1 \\ E_z(R, \varphi) = S_{21} \end{cases} \quad \text{pour : } \frac{\pi}{3} - \psi < \varphi < \frac{\pi}{3} + \psi$$

$$\begin{cases} H_\varphi(R, \varphi) = -S_{31} / Z_1 \\ E_z(R, \varphi) = S_{31} \end{cases} \quad \text{pour : } \pi - \psi < \varphi < \pi + \psi$$

$$\begin{cases} H_\varphi(R, \varphi) = 0 \end{cases} \quad \text{partout ailleurs}$$

Eq. III- 6

Dans ses travaux, Bosma, a émis l'hypothèse que toutes les quantités électromagnétiques sont indépendantes de la variable z (Oz est la direction normale au plan de la jonction). Les conditions de continuité des champs à la périphérie de la jonction (r = R) imposent l'annulation des composantes tangentielles du champ électrique et de la composante normale du champ magnétique :

$$E_r(R, \varphi) = E_\varphi(R, \varphi) = 0 = H_z(R, \varphi), \quad \forall \varphi \text{ (sauf sur les accès)}$$

Eq. III- 7

Le champ électrique E (r,φ), dans le disque de ferrite possède une unique composante suivant z et cette dernière satisfait l'équation de Helmholtz:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k^2 \right] E_z(r, \varphi) = 0$$

Eq. III- 8

La solution E_z (r,φ) de cette équation s'exprime sous la forme d'une série en n:

$$E_z(r, \varphi) = \sum_n E_{zn}(r, \varphi).$$

Eq. III-

9

dont le terme général est :

$$E_{zn} = [A_n \cdot \cos n\varphi + B_n \cdot \sin n\varphi] J_n(kr),$$

Eq. III-10

où J_n (kr) est la fonction de Bessel de 1ère espèce d'ordre n.

Pour notre étude une série sur les quinze premiers termes suffit amplement (la réponse du dispositif converge rapidement).

$H_r(r, \varphi)$ et $H_\varphi(r, \varphi)$ sont reliées à $E_z(r, \varphi)$ par les relations suivantes:

$$H_r(r, \varphi) = \frac{-i}{\omega \mu_{eff}} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} - \frac{i\kappa}{\mu} \frac{\partial}{\partial r} \right] E_z(r, \varphi),$$

Eq. III-11

$$H_\varphi(r, \varphi) = \frac{i}{\omega \mu_{eff}} \left[\frac{\partial}{\partial r} + \frac{i\kappa}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right] E_z(r, \varphi),$$

Eq. III-12

où i le nombre complexe de module 1 et d'argument $\pi/2$

$$\text{avec } k = k_0 \sqrt{\mu_{eff}} \text{ où } \mu_{eff} = \frac{(\mu^2 - \kappa^2)}{\mu} \text{ et } k_0 = \omega \sqrt{\epsilon \cdot \mu_0}.$$

Ainsi, en remplaçant $E_z(r, \varphi)$ par son expression il est possible de calculer la composante radiale $H_r(r, \varphi)$ et la composante azimutale $H_\varphi(r, \varphi)$ du champ magnétique dans la jonction. Par exemple, $H_\varphi(r, \varphi)$ s'exprime sous la forme d'une série en n dont le terme général, $H_{\varphi n}(r, \varphi)$, est le suivant:

$$H_{\varphi n}(r, \varphi) = \frac{k \cdot J_n'(kr) \cdot A_n + j \frac{\kappa}{\mu} \frac{n}{r} \cdot J_n(kr) \cdot B_n}{j \omega \mu_0 \cdot \mu_{eff}} \cdot \cos n\varphi + \frac{k \cdot J_n'(kr) \cdot B_n - j \frac{\kappa}{\mu} \frac{n}{r} \cdot J_n(kr) \cdot A_n}{j \omega \mu_0 \cdot \mu_{eff}} \cdot \sin n\varphi,$$

Eq. III-13

Les champs électrique et magnétique étant constants à la périphérie du disque de la jonction, il est possible de déterminer les valeurs de $E_z(R, \varphi)$ au niveau des trois accès. Plus précisément, la moyenne de $E_z(R, \varphi)$ sur les trois accès est calculée et identifiée aux termes de l'équation III-7. Cela permet l'obtention des paramètres S_{ij} du circulateur triplaqué à disque. Toutefois, ces

expressions des champs ne sont valables que lorsque le champ interne du matériau magnétique est uniforme en intensité et en direction ce qui n'est pas le cas en pratique.

Pour intégrer cette réalité physique dans l'étude du circulateur, le disque de ferrite est décomposé en plusieurs anneaux possédant des propriétés différentes, afin de tenir compte de la non-uniformité du champ de polarisation (Figure III- 8). Dans chaque anneau le champ est considéré comme constant. Chaque zone sera caractérisée par ses propres champ interne H_i et tenseur de perméabilité.

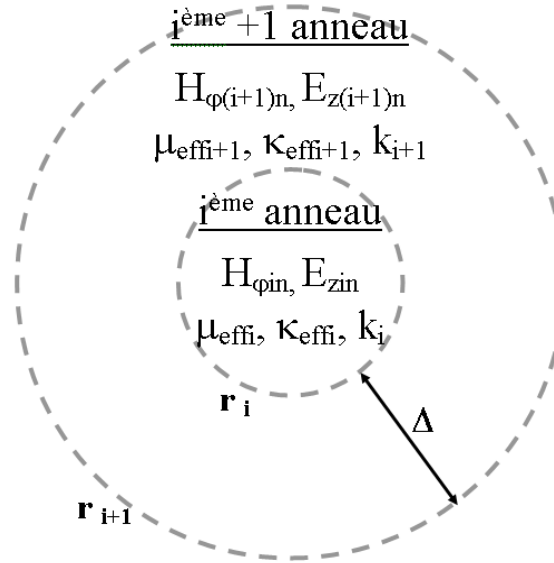


Figure III- 8: Caractéristiques de chaque anneau.

Dans le disque central le calcul des champs reste identique à celui effectué à l'aide de la théorie de Bosma, seule les conditions aux limites changent. La condition aux limites n'étant plus la même, (r ne pouvant être nul), dans les anneaux, des fonctions de Bessel de deuxième espèce d'ordre n (N_n) apparaissent. Les champs sont toujours calculés à partir de la résolution de l'équation d'Helmholtz. On obtient dans l'anneau i :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{zin} = [A_{in} \cdot \cos n\varphi + B_{in} \cdot \sin n\varphi] J_n(k_i r_i) + [C_{in} \cdot \cos n\varphi + D_{in} \cdot \sin n\varphi] N_n(k_i r_i) \\ H_{\phi in}(r_i, \varphi) = \frac{k_i \cdot J_n'(k_i r_i) \cdot A_{in} + k_i \cdot N_n'(k_i r_i) \cdot C_{in} + j \frac{\kappa_i}{\mu_i} \frac{n}{r_i} \cdot (J_n(k_i r_i) \cdot B_{in} + N_n(k_i r_i) \cdot D_{in})}{j \omega \mu_0 \cdot \mu_{eff i}} \cdot \cos n\varphi, \text{ Eq. III-14} \\ + \frac{k_i \cdot J_n'(k_i r_i) \cdot B_{in} + K_i \cdot N_n'(k_i r_i) \cdot D_{in} - j \frac{\kappa_i}{\mu_i} \frac{n}{r} \cdot (J_n(k_i r_i) \cdot A_{in} + N_n(k_i r_i) \cdot C_{in})}{j \omega \mu_0 \cdot \mu_{eff i}} \cdot \sin n\varphi \end{array} \right.$$

Avec $k_i = k_0 \sqrt{\mu_{effi}}$ où $\mu_{effi} = \frac{(\mu_i^2 - \kappa_i^2)}{\mu_i}$ et $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon \cdot \mu_0}$;

μ_i et κ_i sont respectivement les termes diagonal et extradiagonal du tenseur de perméabilité "vu" par l'onde dans le ième anneau.

Cette solution constitue la solution générale pour le disque de ferrite entier. Elle est aussi valable pour le disque central lorsque $C_{1n}=D_{1n}=0$.

Pour déterminer les expressions des paramètres S_{ij} , il faut écrire les relations de continuité entre les différentes zones concentriques du disque afin d'obtenir le champ à la périphérie du ferrite. Le champ dans le disque central constitue la solution générale donnée par Bosma. De plus, les champs dans le disque central et chaque anneau doivent satisfaire les conditions de continuité à leur périphérie.

Ainsi, les conditions de continuités des champs entre chaque anneau s'écrivent :

$$\begin{cases} E_{zin}(ri, \varphi) = E_{z(i+1)n}(ri, \varphi) \\ H_{\varphi in}(ri, \varphi) = H_{\varphi(i+1)n}(ri, \varphi) \end{cases}, \quad \forall \varphi$$

Eq. III-15

Connaissant les expressions des champs dans chaque anneau (Eq. III-14) on déduit:

$$\begin{cases} A_{in} = a(i-1) \cdot A_{In} + b(i-1) \cdot B_{In} \\ B_{in} = c(i-1) \cdot A_{In} + d(i-1) \cdot B_{In} \\ C_{in} = e(i-1) \cdot A_{In} + f(i-1) \cdot B_{In} \\ D_{in} = g(i-1) \cdot A_{In} + h(i-1) \cdot B_{In} \end{cases} \quad \text{où} \quad \begin{cases} a(i-1) = S(i-2) \cdot a(i-2) - T(i-2) \cdot b(i-2) + U(i-2) \cdot e(i-2) - V(i-2) \cdot f(i-2) \\ b(i-1) = S(i-2) \cdot b(i-2) + T(i-2) \cdot a(i-2) + U(i-2) \cdot f(i-2) + V(i-2) \cdot e(i-2) \\ e(i-1) = W(i-2) \cdot a(i-2) + X(i-2) \cdot b(i-2) + Y(i-2) \cdot e(i-2) + Z(i-2) \cdot f(i-2) \\ f(i-1) = W(i-2) \cdot b(i-2) - X(i-2) \cdot a(i-2) + Y(i-2) \cdot f(i-2) - Z(i-2) \cdot e(i-2) \end{cases}, \quad \text{Eq. III-16}$$

$$\left\{ \begin{array}{l}
S(i) = \frac{\pi i \Delta}{2} \cdot [k_{i+1} N'_n(k_{i+1} \cdot i \Delta) \cdot J_n(k_i \cdot i \Delta) - \frac{\mu_{effi+1}}{\mu_{effi}} \cdot k_i N_n(k_{i+1} \cdot i \Delta) \cdot J'_n(k_i \cdot i \Delta)] \\
U(i) = \frac{\pi i \Delta}{2} \cdot [k_{i+1} \cdot N'_n(k_{i+1} \cdot i \Delta) \cdot N_n(k_i \cdot i \Delta) - \frac{\mu_{effi+1}}{\mu_{effi}} \cdot k_i \cdot N_n(k_{i+1} \cdot i \Delta) \cdot N'_n(k_i \cdot i \Delta)] \\
rr(i) = j \frac{n\pi}{2} \left[\frac{\kappa_{i+1}}{\mu_{i+1}} - \frac{\kappa_i}{\mu_i} \cdot \frac{\mu_{effi+1}}{\mu_{effi}} \right] \\
T(i) = rr(i) \cdot [N_n(k_{i+1} \cdot i \Delta) \cdot J_n(k_i \cdot i \Delta)] \\
V(i) = rr(i) \cdot [N_n(k_{i+1} \cdot i \Delta) \cdot N_n(k_i \cdot i \Delta)] \\
W(i) = \frac{J_n(k_i \cdot i \Delta) - S(i) \cdot J_n(k_{i+1} \cdot i \Delta)}{N_n(k_{i+1} \cdot i \Delta)} \\
X(i) = \frac{T(i) \cdot J_n(k_{i+1} \cdot i \Delta)}{N_n(k_{i+1} \cdot i \Delta)} \\
Y(i) = \frac{N_n(k_i \cdot i \Delta) - U(i) \cdot J_n(k_{i+1} \cdot i \Delta)}{N_n(k_{i+1} \cdot i \Delta)} \\
Z(i) = \frac{V(i) \cdot J_n(k_{i+1} \cdot i \Delta)}{N_n(k_{i+1} \cdot i \Delta)}
\end{array} \right.$$

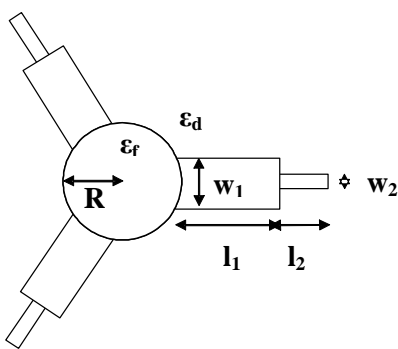
et , Eq. III- 17

En utilisant les relations entre les coefficients du champ électromagnétique des bandes circulaires successives, l'expression du champ à la périphérie de la jonction de ferrite est obtenue en fonction des coefficients du champ du disque central.

La détermination du champ en périphérie, à partir des hypothèses sur les champs électrique et magnétique au niveau des lignes d'accès émises par Bosma (Eq. III-6), permet d'exprimer les paramètres-S en fonction des champs dynamiques électrique et magnétique. Cette discrétisation du disque de ferrite permet de prendre en compte une variation radiale discrète du champ interne. En outre, l'utilisation d'un modèle de tenseur de perméabilité, valable quelque soit l'état d'aimantation du milieu, permet de retranscrire sur les paramètres S_{ij} du circulateur l'effet de la non-saturation de certaines zones de la jonction.

III.2.2. Résultats

À partir de l'approche théorique décrite précédemment, un code de calcul a été réalisé afin de déterminer des paramètres-S du circulateur dans le cas d'une polarisation uniforme, et dans celui d'une polarisation non-uniforme. Dans le but de valider notre outil, les résultats obtenus ont été comparés à des travaux précédents [III-3]; [III-7]. Quelque soit la distribution du champ de polarisation, un bon accord entre les résultats théoriques issus de notre approche et ceux décrits dans la littérature est observé. Un phénomène important apparaît : une réduction de la bande passante du dispositif apparaît dans le cas d'une polarisation non-uniforme.



Caractéristiques du matériau:

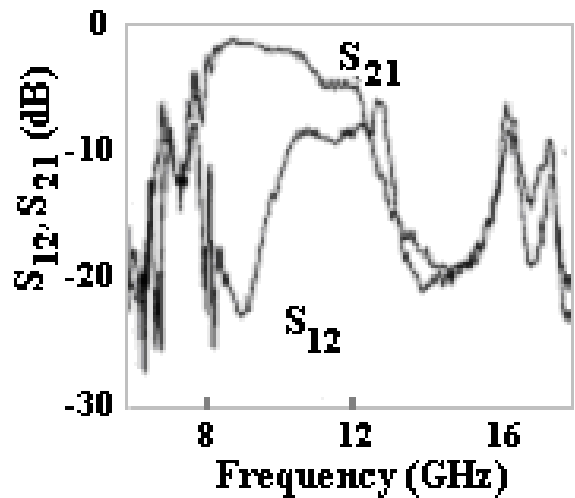
YIG: $4\pi M_S = 1750$ G,
 $\Delta H = 1$ Oe, $\epsilon_r = \epsilon_d = 14.5$,
 $\tan\delta = 0.0002$

Caractéristiques géométriques:

$R = 2.49$ mm, $h = 100$ μ m

Dispositif d'adaptation:

$l_1 = 2.14$ mm, $w_1 = 1.02$ mm
 $l_2 = 2.54$ mm, $w_2 = 0.2$ mm



(a)

(b)

Figure III-9: Première structure étudiée.

Ainsi, nous avons comparé nos résultats avec ceux donnés par How *et al.* [III-7] afin de valider notre code de calcul dans le cas d'une polarisation uniforme et non-uniforme. Les caractéristiques matérielles et géométriques de ce dispositif sont présentées sur la Figure III-9 (a). Les résultats expérimentaux obtenus par How et al. montrent qu'il existe une coupure de bande due à la variation spatiale de l'intensité du champ de polarisation (Figure III-9 (b)).

Dans un premier temps, le champ magnétique interne est supposé uniforme et d'intensité égale à 300 Oe. Les résultats obtenus montrent une bonne concordance entre les paramètres-S théoriques issus de la littérature et ceux que nous avons calculés (Figure III-11 (a)). Dans le cas d'un champ interne uniforme, aucune réduction de la largeur de bande passante du circulateur n'est observée. Toutefois, la considération d'un tel cas n'est pas réaliste: l'intensité du champ statique de polarisation varie, ce qui entraîne une non-uniformité du champ interne du matériau.

Si nous tenons compte d'une variation spatiale radiale de l'intensité du champ interne du matériau, par exemple de la forme :

$$H_i(i) = (H_{centre} - H_{bords}) \left[1 - (r(i)/R)^\alpha \right] + H_{bords} ,$$

Eq. III-18

il apparaît dans la bande passante du dispositif une zone perturbée également observée théoriquement et expérimentalement par How *et al.* [III-7], (Figure III-11 (b)).

Ce profil de champ, proposé par How *et al.*, représente une distribution approchée du champ interne du matériau. Il illustre sa variation radiale. L'exposant α dans l'expression ci dessus est constant. Toutefois, différentes valeurs peuvent lui être attribuées afin, par exemple, de tenir compte uniquement d'une non-uniformité du champ interne sur les bords de la jonction ou encore une variation du champ interne sur toute la jonction. Ce profil de champ, bien que se rapprochant de ce qui passe en pratique, n'est pas réaliste. En effet, la variation spatiale du champ interne du matériau doit tenir compte des variations spatiales précises du champ statique de polarisation. Or, l'obtention de cette variation pour l'aimant permanent polarisant la jonction n'est issue d'aucun calcul magnétostatique. How *et al.* considèrent que le champ interne du matériau sur les bords est d'**environ** 300 Oe et que le champ de polarisation appliqué sur les bords de l'échantillon est **approximativement** 2060 Oe ($4\pi M_s = 1760$ G et $N_z = 1$).

Outre la variation spatiale arbitraire du champ statique de polarisation et bien que l'échantillon ne soit pas usiné sous forme ellipsoïdale, ce profil ne tient pas compte de la non-uniformité du champ démagnétisant (N_z , constant et égal à 1).

Le calcul d'un profil de champ interne plus précis nécessite une analyse statique du champ créé par les aimants, ainsi qu'une détermination des effets démagnétisants résultant de cette polarisation. Néanmoins, cette expression du champ interne (Eq III-18) est utilisée dans nos simulations pour comparer nos résultats avec les résultats théoriques et expérimentaux obtenus par How *et al.*

Afin d'être introduit dans notre code de calcul, le profil de champ ci-dessus doit être discrétisé pour qu'à un anneau corresponde une intensité de champ constante (Figure III-10). Dans notre étude le champ interne au centre possède une intensité égale à 1000 Oe et il décroît ensuite jusque 300 Oe à la périphérie du disque magnétique. Bien que ce profil de champ soit arbitraire, il permet d'obtenir une première approximation de l'influence de la non-uniformité du champ sur la réponse du circulateur.

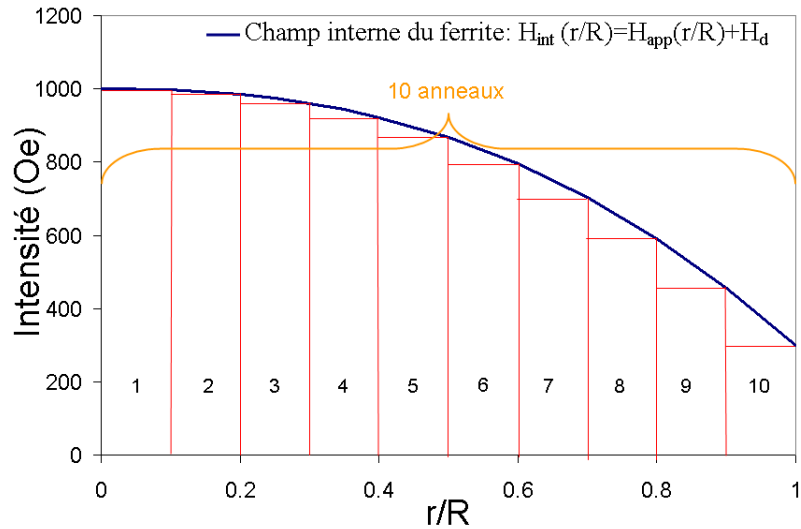


Figure III-10: Discretisation du profil du champ interne au ferrite en 10 anneaux concentriques.

Les paramètres-S obtenus, associés au champ interne présentant une variation radiale, sont présentés sur la Figure III-11 (b). Ils présentent une évolution en fréquence et des amplitudes voisines de celles obtenues expérimentalement par How et al. [III-7]. De plus, nos calculs prédisent bien l'apparition de pics dans la réponse du dispositif.

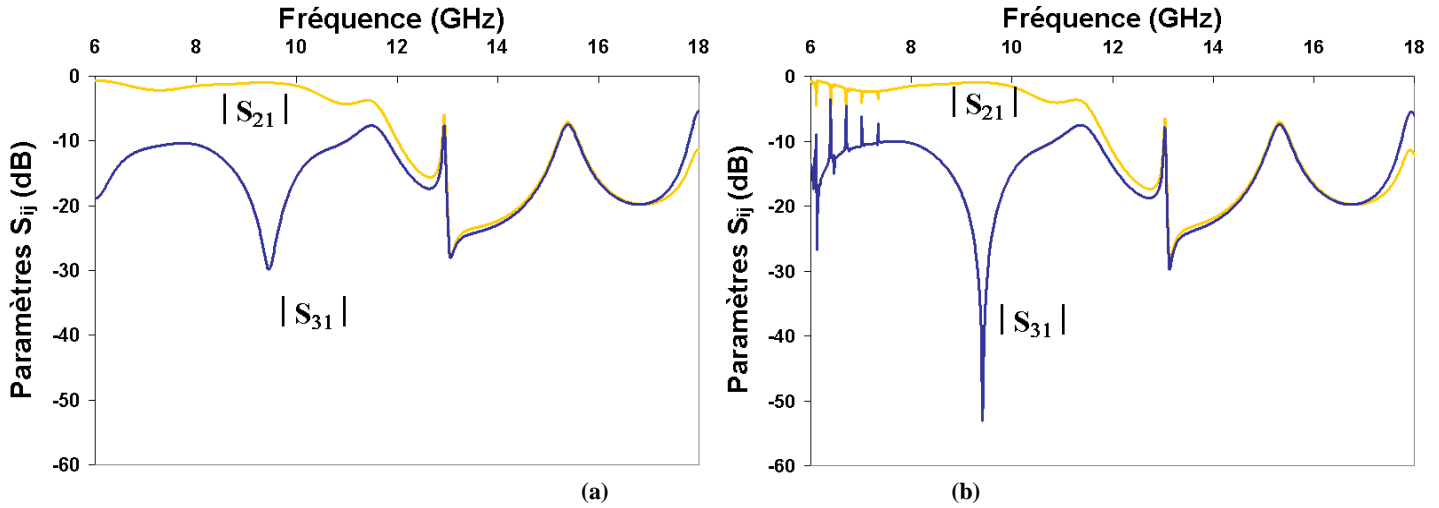


Figure III-11: Réponse théorique du circulateur : (a) dans le cas uniforme, (b) dans le cas non-uniforme.

Pour localiser ces pics dans la réponse du circulateur, How *et al.* ont utilisé l'expression reliant, d'une part, la constante de propagation effective de l'onde électromagnétique se propageant dans un ferrite saturé infini et, d'autre part, la perméabilité effective du matériau:

$$k_{eff} = \omega \cdot \sqrt{\epsilon \mu_{eff}} = \omega \cdot \sqrt{\epsilon \cdot \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}},$$

Eq. III-19

où ω la pulsation d'onde, ϵ ($= \epsilon_r \epsilon_0$) la permittivité du matériau, μ_{eff} la perméabilité effective du milieu (ou perméabilité de Voigt) dans laquelle apparaît les composantes du tenseur de perméabilité μ et κ qui caractérisent les propriétés électromagnétique du milieu ferrimagnétique.

En employant les formulations du tenseur de Polder sans pertes dans l'équation III-20 pour les composantes μ et κ , fonctions de la fréquence de l'onde propagée, f , de la fréquence de résonance gyromagnétique f_0 , et de la fréquence, f_m , proportionnelle à l'aimantation à saturation, $4\pi M_S$ on réexprime le nombre d'onde k_{eff} :

$$\mu_{eff} = \sqrt{\frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}}, \text{ où } \begin{cases} \mu = 1 + \frac{f_0 \cdot f_m}{f_0^2 - f^2} \\ \kappa = - \frac{f \cdot f_m}{f_0^2 - f^2} \end{cases} \text{ et } \begin{cases} f_0 = \gamma H_0 = \gamma H_i \\ f_m = \gamma 4\pi M_S \end{cases}$$

Eq. III-20

$$k_{eff}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \cdot \frac{[4\pi M_S + H_i + f/\gamma] \cdot [4\pi M_S + H_i - f/\gamma]}{H_i [4\pi M_S + H_i] - (f/\gamma)^2}$$

Eq. III-21

γ étant le rapport gyromagnétique ($\gamma = 2,8 \text{ MHz/Oe}$)

Les expressions des fréquences limites peuvent être déterminées facilement en annulant le numérateur et le dénominateur de l'expression de k_{eff} :

$$\begin{cases} f_1(i) = \gamma \{ H_i(i) [H_i(i) + 4\pi M_S] \}^{1/2} \\ f_2(i) = \gamma [H_i(i) + 4\pi M_S] \end{cases}$$

Eq. III-22

A partir de ces expressions How *et al.* déterminent la localisation théorique approchée des pics apparaissant dans la réponse en fréquence du circulateur à jonction-Y. L'intervalle de fréquence pour lesquelles apparaissent les pics expérimentaux pour le circulateur fabriqué par How *et al.* est compris entre 6 GHz et 8 GHz.

En théorie, le champ interne du matériau varie entre 1000 Oe au centre jusque 300 Oe sur ses bords. Les singularités apparaissent donc dans les intervalles de fréquences [2,2, 4,64 GHz], [5,74, 7,8 GHz]. Le deuxième intervalle correspond bien aux pics expérimentaux de How *et al.*, retrouvés théoriquement à l'aide de notre A.E.M.. Ainsi, les singularités apparaissant dans la réponse du dispositif issue de notre

A.E.M. ne doivent pas être attribuée à des instabilités numériques : elles ont une réalité physique à savoir le continuum d'intensités du champ statique interne pour lesquelles la perméabilité du milieu et donc la constante de propagation de l'onde associée qui s'y propage (Eq. III-21), prend des valeurs quasi-infinies ou quasi-nulles.

Les limites fréquentielles de ces pics sont déterminées pour un matériau ferrite saturé, infini, polarisé suivant la normale à son plan et uniquement en son centre (*i.e.* au niveau de la jonction). Toutefois, en première approximation nous utiliserons ces intervalles de fréquences pour apporter des solutions permettant de contrecarrer cette altération. En effet, ce sont des intervalles "critiques" qui permettent de prendre en compte un cas idéal mais non réaliste. On peut donc supposer que les intervalles de fréquences singuliers réels seront inclus dans les deux intervalles "critiques" associés aux fréquences $f_1(i)$ et $f_2(i)$.

Dans l'exemple proposé, nous souhaitons retrouver les résultats théoriques et expérimentaux de How, afin de valider notre code de calcul. Des pics apparaissent dans la réponse du circulateur, mais la bande passante du dispositif n'est pas réellement altérée. Ce n'est pas toujours le cas, voici l'exemple de la réponse d'un circulateur miniature dont la jonction est polarisée de façon unidirectionnelle et dont le champ interne varie radialement (Figure III-12). L'étude de ce circulateur, possédant une taille de $4,3 \times 4,3 \times 0,135 \text{ mm}^3$, sera présentée plus en détails dans le chapitre suivant.

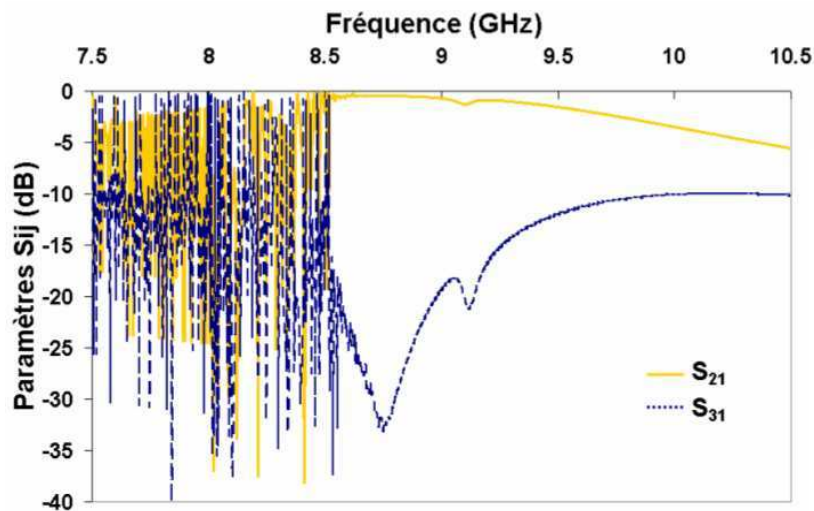


Figure III-12 : Influence néfaste de la variation radiale du champ interne sur la réponse d'u circulateur.

Nous venons de voir qu'une variation radiale du champ interne d'un ferrite polarisé suivant sa normale entraînait une dégradation dans la réponse du circulateur, il reste à apporter des solutions permettant de contrecarrer ou d'éviter cette altération Afin d'obtenir une réponse optimale du dispositif, il faut éviter l'apparition des points singuliers dans la bande de transmission du dispositif. Dans cette optique, il est nécessaire de déterminer les intensités de champ, sous la jonction, responsables de la dégradation de la réponse du circulateur.

III.3. Solutions apportées pour éviter l'apparition de pics dans la réponse du dispositif

III.3.1. Etude du champ

Comme nous l'avons mentionné dans ce qui précède, l'effet néfaste apparaissant dans la gamme de fréquence [5,7 - 7,8 GHz] pour le circulateur étudié est due uniquement à la non-uniformité du champ statique de polarisation unidirectionnel appliqué sur la jonction. L'autre gamme de fréquences parasites, [2,2 – 4,7 GHz], est reliée au champ statique de polarisation et à l'aimantation du ferrite au travers du champ démagnétisant apparaissant dans le disque situé sous la jonction centrale :

$$\begin{cases} f_1(i) = \gamma \cdot \left\{ H_{app}(i) \cdot [H_{app}(i) - 4\pi M_S] \right\}^{1/2} \\ f_2(i) = \gamma \cdot H_{app}(i) \end{cases}$$

Eq. III-23

Pour éviter l'apparition de pics dans une bande de fréquence de la réponse du dispositif certaines intensités de champ statique de polarisation sont à proscrire. Pour déterminer ces intensités "interdites", à partir de la bande de fréquence visée [f_{BPmin} - f_{BPmax}], dans laquelle est contenue la bande passante du dispositif, il suffit de reformuler l'équation III-24:

$$\begin{cases} H_{appInterdit1}^2(i) - H_{appInterdit1}(i) \cdot 4\pi M_S - \left(\frac{f_{BP \min, \max}}{\gamma} \right)^2 = 0 \\ H_{appInterdit2}(i) = \frac{f_{BP \min, \max}}{\gamma} \end{cases},$$

Eq. III-24

Par exemple si la bande de fréquence visée est [7,5-10 GHz] les gammes d'intensités de champs interdits sont [2802 - 3547 Oe] et [928 - 1821 Oe]. Seul le second intervalle sera pris en compte dans cette étude. En effet, les intensités de la première gamme de champ n'ont aucune influence sur la réponse du circulateur puisqu'elles sont largement supérieures aux amplitudes de champ associées au profil appliqué sur la structure.

A partir de la variation radiale du champ interne entre 1000 Oe au centre et 300 Oe sur les bords (Eq. III-19) nous pouvons déterminer la variation radiale du champ statique de polarisation unidirectionnel créé par le système d'aimantation (Figure III-13). La figure ci-dessous montre qu'une partie du profil de champ statique de polarisation présente des intensités appartenant à la bande interdite. Cette région singulière est située entre le centre de la jonction et une valeur limite du rayon noté R_{lim} . Dans cette zone, l'intensité du champ interne du matériau ferrimagnétique varie entre 1000 Oe et 919 Oe, tandis que celle du champ statique de polarisation décroît de 2750 Oe jusque 2669 Oe. Cette variation des champs fait apparaître des pics dans la réponse du circulateur. Pour cette raison, nous proposons de remplacer la partie centrale du ferrite, de rayon R_{lim} , par un milieu possédant des propriétés différentes.

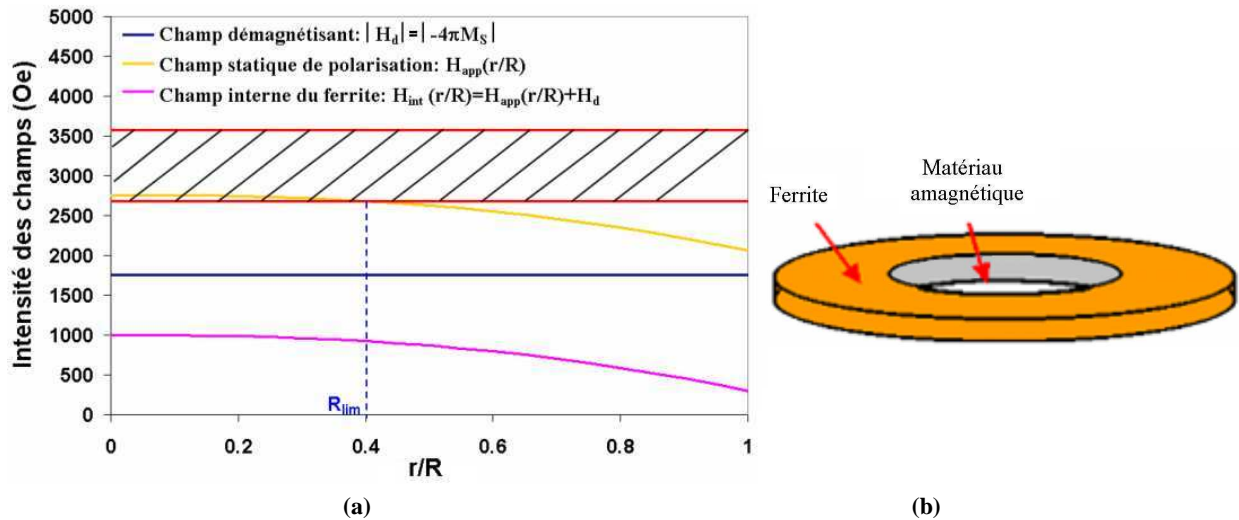


Figure III-13: (a) Profils de champs et bande de champ appliqué interdite associée au champ statique de polarisation $H_{appInterdit2}$. (b) Substrat ferrite placé sous la piste métallique centrale du circulateur.

III.3.2. Insertion d'un disque diélectrique

Une solution au problème soulevé dans le paragraphe précédent consiste à remplacer par un milieu amagnétique, par exemple un diélectrique, la partie centrale du disque de ferrite. Il s'agit alors de cerner les propriétés diélectriques du milieu à employer, ainsi que la valeur limite à assigner au disque central. Dans un premier temps, le rayon du diélectrique (R_{lim}) est fixé à 1 mm. Ce rayon est associé à l'intensité minimale du champ statique appliqué sur le matériau ferrimagnétique qui affecte la réponse du circulateur proposé par How *et al.*

Les simulations issues du logiciel commercial HFSS [III-17] vont autoriser la comparaison avec notre A.E.M. A partir des différentes simulations effectuées nous pourrions déterminer la gamme de valeur que peut prendre la constante diélectrique, ϵ_r , du matériau de substitution. Les matériaux diélectriques insérés au centre de la jonction sont de la mousse, qui possède une permittivité assimilable à celle de l'air ($\epsilon_r = 1,07$) et deux autres matériaux possédant des constantes diélectriques de 9,6 et 37,3 issus de divers catalogues (Tableau III-1).

Tableau III-1: Présentation des divers matériaux diélectriques utilisés

Matériau diélectrique	Mousse	Alumine	E203 [III-18]
Permittivité ϵ_r	1,07	9,6	37,3
$\tan \delta$	$<1.10^{-3}$	$<2.10^{-4}$	$<7.5. 10^{-3}$

L'observation des Figure III-14 et III-15 permet de comparer les paramètres S_{ij} des circulateurs hybrides obtenues à partir de l'approche théorique et d'HFSS.

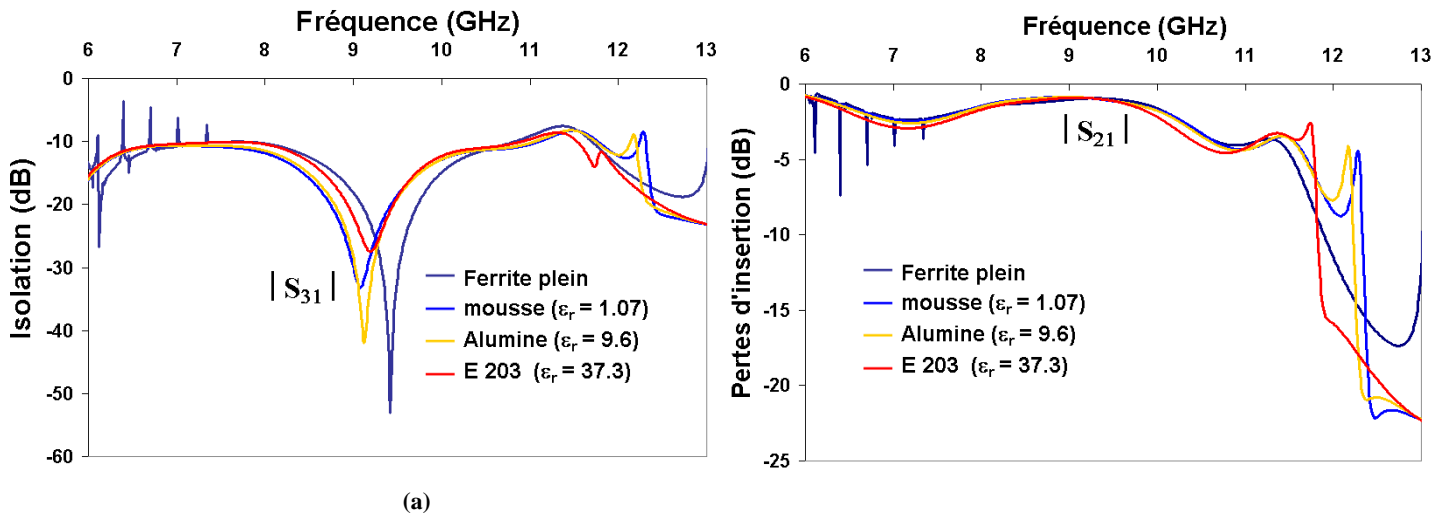


Figure III-14 : Performances du circulateur, obtenues à partir de notre approche, pour les différents matériaux insérés au centre de la structure : (a) Isolation, (b) pertes d'insertion.

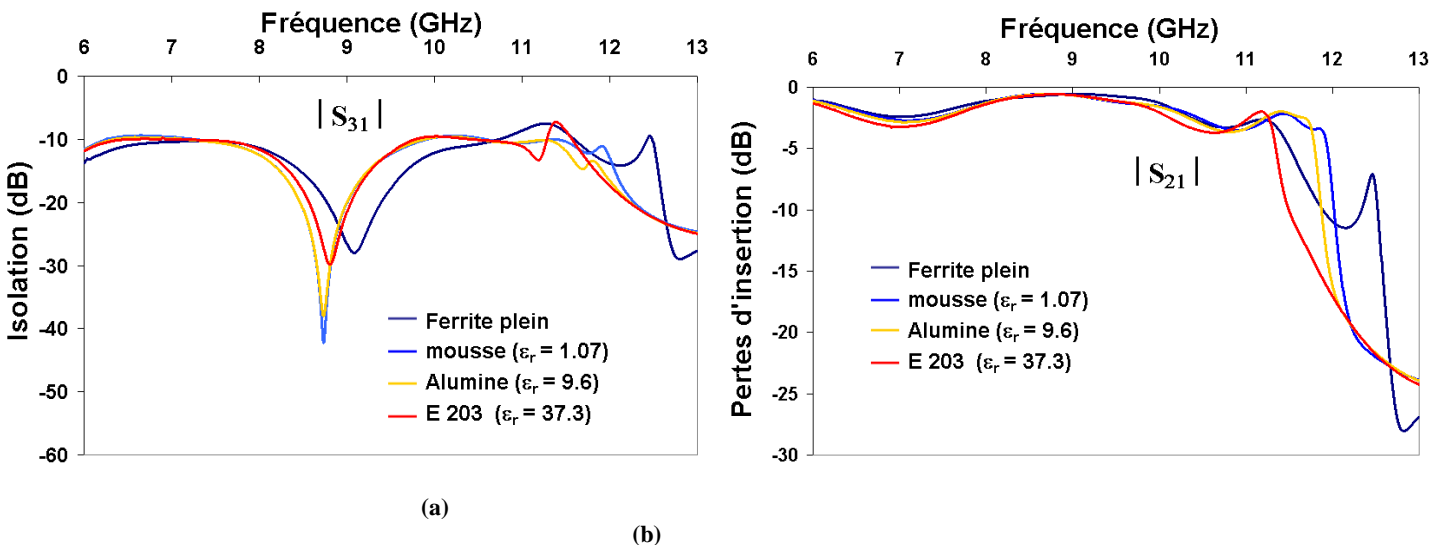


Figure III-15 : Performances du circulateur, obtenues à partir de simulations HFSS, pour les différents matériaux insérés au centre de la structure : (a) Isolation, (b) pertes d'insertion.

Les réponses des circulateurs à jonction-Y, dans lesquels les trois matériaux diélectriques sont introduits successivement au centre de la structure, sont comparées à celles correspondant à un dispositif uniquement constitué de ferrite (ferrite plein). Dans chacune des modélisations électromagnétiques du circuit non-réciproque, le disque de ferrite employé est découpé en anneau afin de pouvoir tenir compte d'une variation spatiale du champ interne.

La première observation concerne le cas du circulateur plein. Les pics observés sur la réponse issus de notre A.E.M. (Figure III-14) n'apparaissent pas dans les simulations HFSS (Figure III-15). Ce logiciel ne permet donc pas de prendre en compte tous les phénomènes liés à la propagation de l'onde dans le dispositif.

On constate, sur la Figure III-14, que l'inclusion de matériau diélectrique au centre de la structure permet l'éviction des pics liés à la non-uniformité du champ interne du matériau.

De plus, les résultats obtenus dans le cas des circulateurs hybrides à partir des deux approches tendent vers les mêmes conclusions. A savoir un élargissement de la bande passante des structures hybrides, selon le diélectrique employé, ainsi qu'une diminution de la fréquence de fonctionnement de ces circuits.

Tableau III-2: Performances comparées (HFSS / notre approche théorique) après insertion de divers matériaux diélectriques dans la structure.

Résultats issus de notre A.E.M.				
Matériau	Ferrite plein (champ uniforme)	Mousse	Alumine	E203
Permittivité ϵ_r	14,5	1,07	9,6	37,3
Bande passante (MHz)	650	690	670	530
Isolation Maximum (dB)	53,1	33,3	42	27,5
Pertes d'insertion (dB)	<1,2	< 1	< 1	< 1,1
Fréquence de travail (GHz)	9,4	9,1	9,1	9,2
Résultats issus du logiciel HFSS.				
Permittivité ϵ_r	14,5	1,07	9,6	37,3
Bande passante (MHz)	620	550	550	490
Isolation Maximum (dB)	28,1	42,4	38,1	29,9
Pertes d'insertion (dB)	< 0,7	< 0,65	< 0,65	< 0,67
Fréquence de travail (GHz)	9,1	8,7	8,7	8,8

Le Tableau III-2 illustre les avantages de la solution qui consiste à substituer la zone centrale du ferrite par un matériau diélectrique. A la lecture de ce tableau on constate que l'inclusion d'un diélectrique dans la partie centrale du dispositif a résolu d'un point de vue théorique le problème de la réduction de bande. De plus, les performances du circulateur ont été améliorées puisque la bande passante est élargie, l'isolation améliorée.

Un autre résultat important est la baisse de la fréquence de fonctionnement des circulateurs hybrides par rapport au cas d'une jonction constitué uniquement de ferrite non-uniformément polarisé. Or, plus la fréquence de fonctionnement est faible plus le dispositif est encombrant puisque la taille du dispositif est étroitement liée à la demi longueur d'onde guidée dans la structure. Dans notre cas, le dispositif conserve ces dimensions. On peut donc penser qu'à fréquence de fonctionnement fixe la solution proposée permet non seulement d'améliorer les performances du circulateur mais également d'accroître sa compacité.

Ces observations sont valables pour les deux types de modélisation électromagnétique que nous avons employé. Toutefois, quelques différences sont à noter. En effet, l'examen des tracés des performances du circulateur révèle un décalage en fréquence entre notre A.E.M. et les simulations HFSS. On observe un écart de 0,4 GHz entre les deux analyses. Les résonances des paramètres S_{ij} , issus de notre approche, apparaissent chaque fois plus haut en fréquence. Bien qu'un champ identique soit inséré dans les deux modélisations, les courbes simulées tendent à montrer que le champ inséré dans notre analyse est plus intense. Il serait souhaitable de réaliser plusieurs circulateurs dans le but de connaître l'outil électromagnétique permettant de prédire au mieux les performances réelles du circuit.

Dans le but d'étudier la sensibilité des performances du circulateur vis à vis du rayon du disque central diélectrique, des simulations sont réalisées à l'aide du logiciel HFSS et de notre A.E.M. pour des dispositifs ayant un rayon diélectrique limite variant de 1 mm à 1,4 mm. Dans cette étude de sensibilité, les matériaux diélectriques utilisés sont la mousse et le E203. Ces matériaux amagnétiques ont été choisis car les performances associées à ces structures hybrides sont des cas limites; à savoir les performances les plus favorables pour le premier circuit hybride et les plus défavorables pour le second (Figure III-16 et III-17, Tableau III-3).

Quelque soit le rayon du matériau inséré au centre du disque de ferrite les mêmes conclusions peuvent être tirées : un accroissement du rayon du diélectrique conduit à une baisse de la fréquence de fonctionnement ainsi qu'à une dégradation des performances du dispositif lorsque ce dernier devient trop large (Figure III-17).

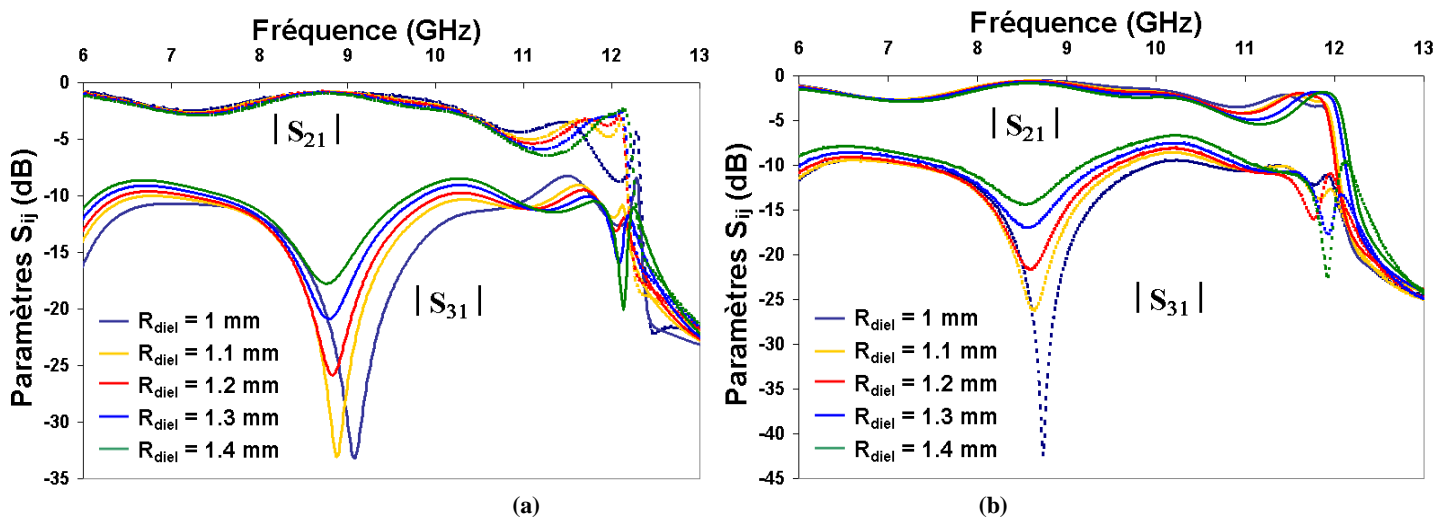


Figure III-16 : Influence du rayon de la mousse insérée sur les paramètres-S du circulateur à partir : (a) de notre approche, (b) de simulations HFSS.

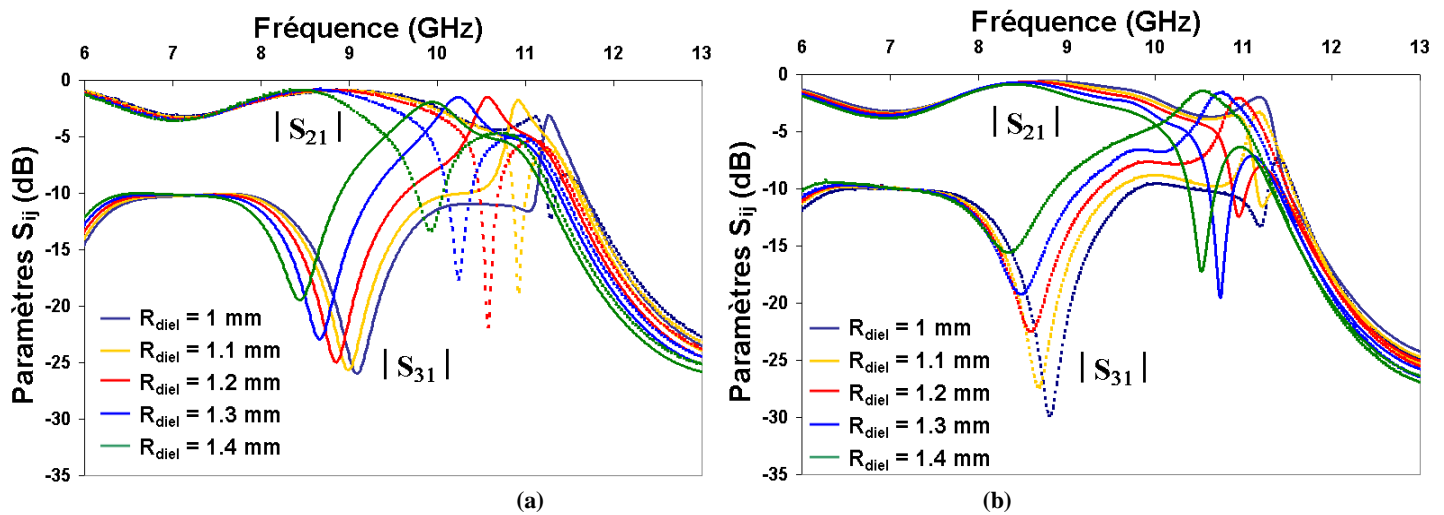


Figure III-17 Influence du rayon du E23 insérée sur les paramètres-S du circulateur à partir: (a) de notre approche, (b) de simulations HFSS.

Tableau III-3: Influence de l'accroissement du rayon sur la réponse du circulateur hybride à base de mousse: performances comparées HFSS / notre approche théorique.

Résultats issus de notre A.E.M.					
Rayon du disque de mousse (mm)	1	1,1	1,2	1,3	1,4
Bande passante (MHz)	690	600	500	235	0
Isolation Maximum (dB)	33,3	33,1	25,9	20,9	17,8
Pertes d'insertion (dB)	< 1	< 1	< 1	< 1	> 1
Fréquence de travail (GHz)	9,1	8,9	8,8	8,8	8,8
Résultats issus du logiciel HFSS.					
Bande passante (MHz)	550	445	270	0	0
Isolation Maximum (dB)	42,4	26,3	21,7	17	14,4
Pertes d'insertion (dB)	< 0,65	< 0,65	< 0,6	> 0,6	> 0,7
Fréquence de travail (GHz)	8,7	8,65	8,6	8,55	8,5

Dans cette partie, nous avons établie qu'une solution au problème de dégradation de la bande de transmission du circulateur à jonction-Y consiste à substituer la partie centrale du disque de ferrite par un matériau diélectrique insensible aux variations du champ statique de polarisation.

Lorsque k_{eff} tend vers 0, les fréquences singulières f_2 (i) sont directement reliées au champ statique de polarisation, H_{app} (i). Dans l'hypothèse où ces fréquences singulières seraient à l'origine d'une réduction de bande passante du dispositif alors les solutions que nous apportons pour résoudre le problème de réduction de bande sont:

- soit l'insertion au centre d'un matériau amagnétique
- soit la modification du champ statique de polarisation.

Cependant nous n'étudierons pas cette seconde possibilité.

Les résultats obtenus constituent cependant une approximation. En effet une étude approfondie du profil du champ créé par l'aimant, ainsi qu'une étude plus générale des effets démagnétisants doit être réalisée.

III.4. Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre en évidence les limitations simplificatrices employés dans les modèles mathématiques autorisant l'obtention des paramètres-S du circulateur à jonction-Y. A partir de cet état de l'art, une A.E.M. spécifique a été développée. Elle autorise la prise ne compte des non-uniformités des champs et notamment la variation spatiale du champ interne de l'échantillon ferrimagnétique. De même elle considère tous les états d'aimantation du matériau puisqu'un modèle de tenseur de perméabilité plus complet est substitué au tenseur de Polder, limité au cas des ferrites saturés.

Grâce à cette A.E.M. l'influence de la non-uniformité du champ statique de polarisation sur la réponse du circulateur a été montrée. Une étude plus approfondie du champ a permis de connaître les intensités de champ responsables de la réduction de la bande passante du dispositif et de proposer des alternatives pour éviter la dégradation du signal transmis par la structure de duplexage. Des circulateurs hybrides composés de matière amagnétique permettent ainsi de retrouver, et même dans certains cas d'améliorer, la largeur de bande de transmission du dispositif polarisé uniformément, qui ne l'oublions pas constitue un cas idéal non réaliste.

La question qui reste en suspend est de savoir si il sera toujours possible de substituer le centre du ferrite par du diélectrique dans le cas d'un circulateur ultraminiature.

Bibliographie du chapitre III :

- [III-1] H. Bosma, "On the principle of Stripline Circulation", Proc. IEEE, Vol. 109, pp. 137-146, Jan. 1962.
- [III-2] D. Polder, "On the theory of ferromagnetic resonance", *Philos. Mag.*, vol. 40, pp 99, Jan. 1949.
- [III-3] C.M. Krowne, R.E. Neidert, "Theory and numerical calculations for radially inhomogeneous circular ferrite circulators", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. 44, pp 419-431, Mar. 1996.
- [III-4] H. S. Newman and C. M. Krowne, "Analysis of Ferrite Circulators by 2D Finite Element and Recursive Green's Function Techniques," IEEE Trans. Microwave Theory & Tech, Feb. 1998.
- [III-5] S.A. Oliver, P.M. Zavracky, N.E. McGruer, R. Schmidt, "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.
- [III-6] H. How, S.A. Oliver, S.W. McKnight, P.M. Zavracky, N.E. McGruer, C. Vittoria, R. Schmidt, "Theory and experiment of thin film junction circulator", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. 46, no 11, pp 1645-1653, Nov. 1998.
- [III-7] H. How, S.A. Oliver, S.W. McKnight, P.M. Zavracky, N.E. McGruer, C. Vittoria, R. Schmidt, "Influence of non-uniform magnetic field on a ferrite junction circulators", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. 47, no 10, pp 419-431, Oct. 1999.
- [III-8] K. Berthou-Pichavant, "Contribution à la modélisation des matériaux magnétiques hétérogènes : Applications aux ferrites non-saturés", thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 1996
- [III-9] K. Berthou-Pichavant, "New Consistent Model for Ferrite Permeability tensor with Arbitrary Magnetization state": Applications aux ferrites non-saturés", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech. ., vol. 45, pp 1185-1192, Aug. 1997.
- [III-10] P. Gelin, P. Quéffelec, F. Le Penneec, "Effect of Domain and Grain Shapes on the Dynamic Behavior of Polycrystalline Ferrites. Application to the Initial Permeability", JAP, vol 28, 053906, Sept. 2005.
- [III-11] D. Polder, J. Smit, "Resonance phenomena in ferrites", *Rev. Mod. Phys.*, vol. 25, no 1, pp 89-90, Jan. 1953
- [III-12] S. Mallegol, P. Queffelec, M. Le flo'h, "Permeability tensor of magnetized ferrites at microwave frequencies: a comparison between theory and experiment", *J. App. Phys.*, vol. 93, no. 10, pp 7471-7473, May 2003.
- [III-13] T.L. Gilbert and J.M. Kelley, "Anomalous rotational damping in ferromagnetic sheets", *Proc. 1st Conf. Magn. Mater.*, Pittsburgh, Amer. Inst. Eng., pp 253, 1955
- [III-14] E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth, "A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys", *IEEE Trans. Magnetic*, vol. 27, no 7, pp 3475, 1948.
- [III-15] Stéphane Mallegol, "Caractérisation et Application de Matériaux composites Nanostructures à la réalisation de dispositifs hyperfréquences Non-réciproques", thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2003
- [III-16] Stéphane Mallegol, "Theoretical and Experimental Determination of the Permeability Tensor Components of Magnetized ferrites at Microwave Frequencies ", IEEE Trans. Magn & Tech. ., vol. 39, no.4, pp 2003-2008, July. 2003.
- [III-17] HFSS, Ansoft, 2005
- [III-18] Informations disponibles à l'adresse Internet suivante :
<http://www.Temexceramics>

CHAPITRE IV

Chapitre IV : Utilisation de notre A.E.M pour la conception de circulateurs ultra miniatures : optimisation des performances des dispositifs.

La non-uniformité du champ magnétique interne apparaissant dans la structure non-réciproque à ferrite, ainsi que son influence néfaste sur la réponse du circulateur, a été établie dans les précédents chapitres de ce manuscrit. Pour pallier aux problèmes de réduction de bande, plusieurs solutions ont été proposées :

- la substitution de la partie centrale par des matériaux spécifiques (amagnétique ou magnétique)
- la modification champ statique de polarisation.

Cependant, un aspect a été négligé dans l'étude précédente : la **taille** du dispositif. Le circulateur proposé par How *et al.* [IV-1] est volumineux puisqu'il présente des dimensions de $14 \times 14 \times 0,1 \text{ mm}^3$ (en ne prenant en compte que la jonction et le dispositif d'adaptation). La compacité des circulateurs devient un critère primordial pour les applications civiles mais aussi militaire. Par exemple, la société Thalès TAS souhaite réaliser des circulateurs à jonction-Y d'environ $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$, fonctionnant en bande X, présentant des pertes d'insertion inférieures à 0,5 dB et une bande utile Δf supérieure à 500 MHz. Ces circulateurs seraient intégrés dans une nouvelle génération d'antenne à balayage.

Cette structure devant être extrêmement réduite, quelle sera l'influence de la non-uniformité des champs sur la réponse d'un circulateur ultra miniaturisé ? De plus, lorsque le diamètre de la jonction se réduit l'éviction du centre du ferrite dévient une opération délicate.

Il faut donc se demander si les circulateurs miniaturisés se prêtent à l'hybridation sans que soient affectées les performances de la structure.

Après avoir exposé quelques solutions permettant la miniaturisation du circulateur nous étudierons plus en détails les profils de champs réalistes polarisant les circulateurs miniatures. Cette étude nous permettra d'évaluer l'influence de la non-uniformité des champs sur la réponse du dispositif et d'optimiser les différentes parties le composant (dispositif d'adaptation, système de polarisation, jonction centrale,...). Ainsi notre A.E.M., combinée avec le logiciel Maxwell 3D pour le calcul du champ statique, doit autoriser l'obtention de la réponse d'un circulateur très compact polarisé non-uniformément.

Notre objectif est de miniaturiser les circulateurs à jonction-Y tout en leur garantissant des performances optimales en termes de pertes d'insertion ($< 0,5$ dB), et une bande utile ($\Delta f \geq 500$ MHz) centrée aux alentours de 9-10 GHz. Or, le circulateur présenté dans le chapitre précédent possède un volume de $14,1 \times 14,1 \times 0,1 \text{ mm}^3$ ($\sim 20 \text{ mm}^3$). Son circuit d'adaptation est standard car il est constitué de lignes d'accès simples placées sur le même substrat que la jonction [IV-1]. Ainsi, nous allons examiner les possibilités d'amélioration de la taille et des performances du circulateur en exploitant les caractéristiques du dispositif d'adaptation. Nous pourrions alors évaluer l'influence de la non-uniformité du champ sur la réponse de circulateurs ultraminiatures.

IV.1. Quelques solutions pour miniaturiser un circulateur

IV.1.1. Modification du substrat situé sous les lignes d'accès

La plupart des circulateurs du commerce, comme celui de How *et al.*, sont constitués d'un substrat ferrite unique sur lequel sont déposées les pistes conductrices. Cette configuration pose un problème lorsqu'une forte diminution du dispositif, et notamment des longueurs des lignes d'accès, est souhaitée. En effet, la diminution de la longueur des lignes implique nécessairement un accroissement de la fréquence de fonctionnement. L'utilisation d'un matériau diélectrique possédant une permittivité ϵ_r supérieure à celle du substrat ferrite employé, permet de réduire considérablement la longueur des lignes accès sans pour autant accroître la fréquence de fonctionnement du dispositif.

Suivant la configuration utilisée (*i.e.* uniquement du ferrite ou un anneau de ferrite située sous la jonction et les lignes sur un substrat diélectrique de forte permittivité (Figure IV-1)), la répartition des champs sous les lignes d'accès sera différente quelque soit le dispositif de polarisation.

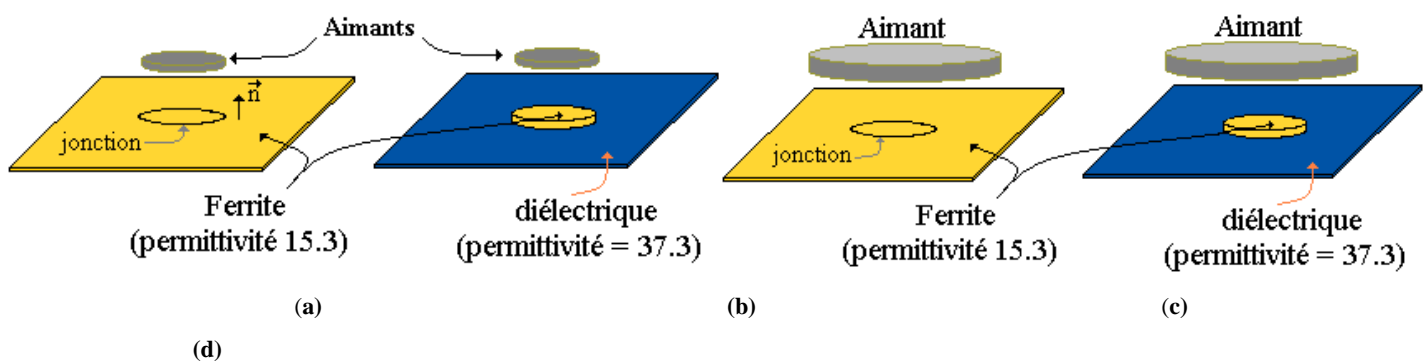


Figure IV-1: Système d'aimantation à un aimant polarisant la jonction: (a) d'un substrat traditionnel employé dans le circulateurs du commerce, (b) le disque de ferrite nouvelle configuration employée pour les circulateurs miniatures; Système d'aimantation à un aimant polarisant tout les substrats: (c) substrat traditionnel, (b) nouvelle configuration.

Dans le chapitre II, la cartographie du champ statique de polarisation créé par un aimant montrait une importante variation spatiale de son intensité. De plus, une modification de l'orientation du champ

appliqué sur la matière ferrimagnétique a été mise en évidence. Ces deux phénomènes apparaissent sur les bords de la jonction et au niveau des lignes d'accès (Figure IV-1 (a)). L'accroissement du diamètre de l'aimant permettra d'uniformiser, et d'orienter de façon unidirectionnelle, le champ appliqué au niveau de la jonction. Toutefois, ces deux phénomènes seront déplacés sur les bords de l'échantillon ferrite Figure IV-1 (c).

Dans les circulateurs constitué d'un disque de ferrite entouré d'un diélectrique, ces phénomènes auront une importance uniquement au niveau du disque de ferrite. Les effets démagnétisants seront plus importants dans le matériau. Pour obtenir une orientation du champ de polarisation suivant la normale \vec{n} du plan de l'échantillon, il sera nécessaire d'élargir les aimants (Figure IV-1 (d)). Une détermination précise des caractéristiques géométriques liées à l'aimant (diamètre, épaisseur, "entrefer") doit autoriser la détermination d'un profil de champ magnétique statique de polarisation compensant partiellement les champs démagnétisants. L'objectif serait de s'approcher d'un champ interne qui soit le plus uniforme possible.

Ainsi, ce circulateur à base de ferrite et de diélectrique permettra la miniaturisation du circulateur en surface et en épaisseur.

IV.1.2. Modification du dispositif d'adaptation

Pour réduire l'encombrement du dispositif d'adaptation, il suffit d'utiliser trois lignes mises en dérivation sur le cœur du circulateur (stubs CO). En théorie, l'utilisation de stubs au niveau des angles "morts" autorise la suppression d'une partie de la ligne intermédiaire d'adaptation ou de la ligne d'accès; cela réduit les dimensions du dispositif tout en garantissant son adaptation d'impédance (Figure IV-2).

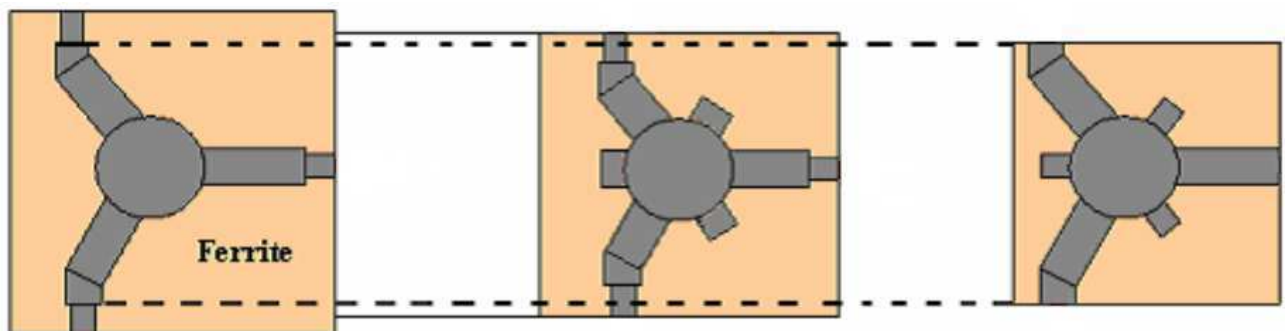


Figure IV-2: Insertion de stubs CO en vue d'une miniaturisation du circulateur.

Dans ses travaux, Riblet [IV-2] a constaté que l'utilisation de stubs en circuit ouvert (CO) élargissait la bande passante du circulateur à jonction-Y. D'autres auteurs ont abouti à cette conclusion, [IV-3]-[IV-5]. Cependant, cet élargissement apparaît uniquement lorsque le circulateur fonctionne en dessous de la fréquence de résonance, dans la zone de fonctionnement en champ fort. Travailler dans cette zone exige l'application sur la structure d'un champ statique de polarisation très intense, d'où un accroissement important de la taille du dispositif d'aimantation du matériau. Toutefois, les dispositifs que nous

cherchons à concevoir, pour un fonctionnement en bande X, utilisent des grenats, et ne demanderont donc pas une polarisation aussi intense.

Pour introduire les stubs CO dans son circulateur, Riblet a diminué le diamètre du disque central de la piste métallique (D_1) sans modifier le rayon du disque de ferrite (D); les stubs CO possèdent une longueur, l égale au plus à $D-D_1$ (Figure IV-3). L'étude menée par ce chercheur a montré que la situation optimale était obtenue lorsque des stubs de dimension égale à $(D-D_1)/2$ étaient rajouté en parallèle. L'objectif de ces travaux était d'élargir la bande passante du circulateur et non de le rendre plus compact. Une autre possibilité consiste à insérer les stubs en gardant le même diamètre pour le disque central de la piste métallique et le disque de ferrite.

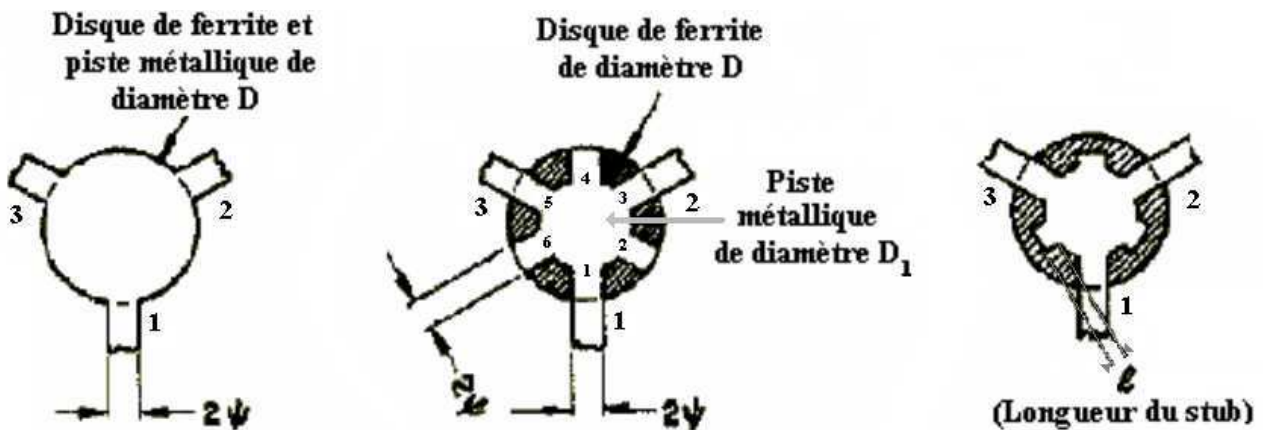


Figure IV-3: Insertion de stubs CO en parallèle sur la piste métallique centrale.

Une étude approfondie est essentielle pour évaluer la solution la plus appropriée qui conduit à l'élargissement de la bande passante et à la réduction de taille du dispositif. La solution visant à entourer le matériau ferrimagnétique situé sous la jonction par du diélectrique de forte permittivité est utilisée dans la suite de notre étude. Reste à savoir de quelle manière le dispositif d'adaptation va être modifié pour entraîner une surface moindre du circuit tout en lui garantissant des performances optimales.

IV.1.3. Comparaison des performances du circuit avec et sans stubs CO

Le circulateur étudié possède une taille de $4,3 \times 4,3 \times 0,135 \text{ mm}^3$ ($\sim 2,5 \text{ mm}^3$). Il est huit fois moins encombrant que celui conçu par How *et al.* (Figure IV-4). Un substrat diélectrique, E203 [IV-6], de permittivité élevée, *i.e.* $\epsilon_r = 37,3$, entoure le disque de ferrite.

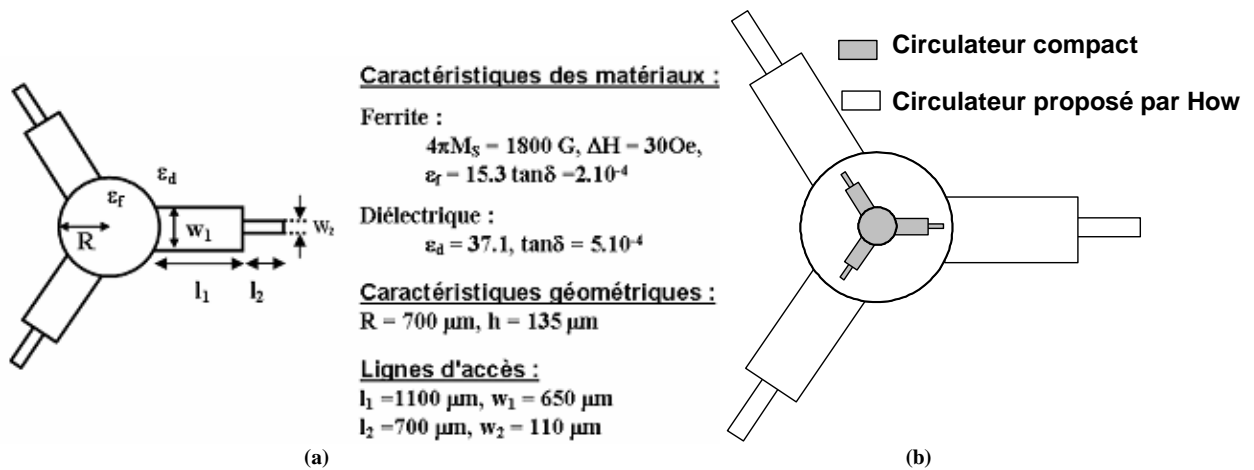


Figure IV-4: (a) Caractéristiques du circulateur compact, (b) Comparaison des circulateurs.

A partir d'une analyse magnétostatique un profil de champ statique de polarisation a été déterminé. Le champ appliqué sur le disque de ferrite varie spatialement entre 2620 Oe au centre et 2260 Oe sur les bords. La connaissance du champ démagnétisant permet de déduire l'intensité du champ interne dans le ferrite qui fluctue entre 950 Oe et 1000 Oe (Figure IV-5 (a)). Le dispositif d'aimantation n'est pas idéal, mais il permet d'éviter une dégradation dans la transmission du signal dû à la non-uniformité des champs (interne, démagnétisant et de polarisation). La réponse du circulateur (Figure IV-5(b)) ne montre aucune coupure de bande: les bandes de fréquences indésirables apparaissent avant 7,5 GHz. Ainsi, la faible non-uniformité du champ interne mettra en évidence l'unique influence de la mise en parallèle des stubs sur la réponse des circulateurs.

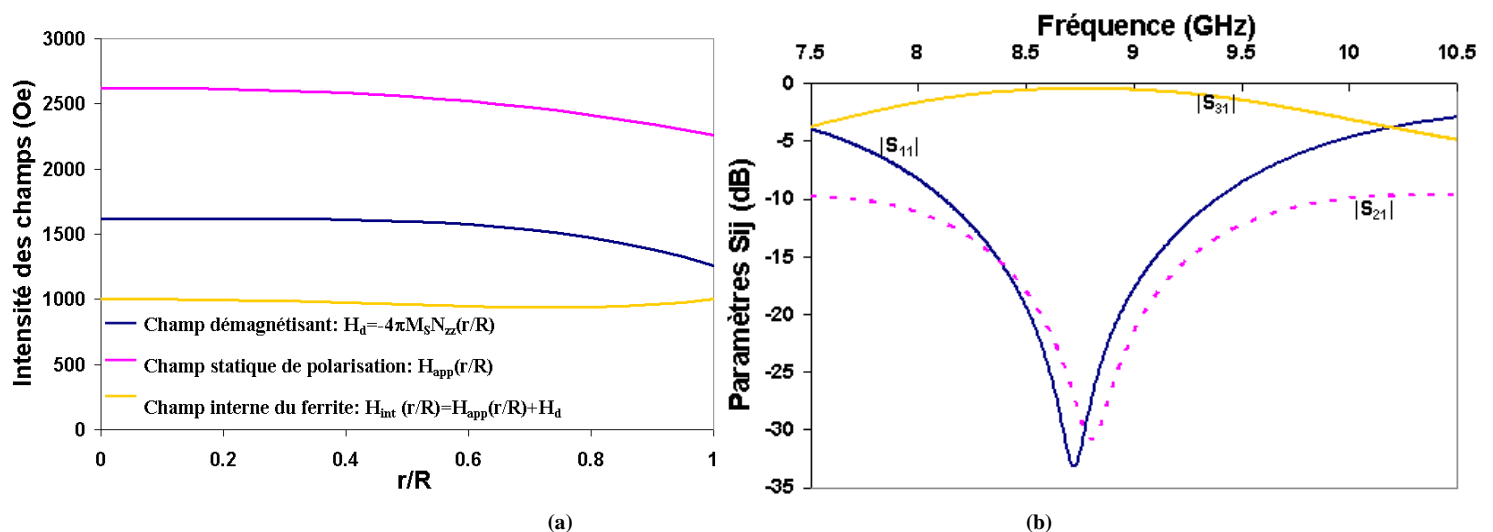


Figure IV-5: Réponse du circulateur dans le cas d'une polarisation très légèrement non-uniforme.

Dans la bande passante à -20 dB du dispositif, ses pertes d'insertion sont inférieures à $0,57$ dB, sa bande de fréquence utile Δf est égale à 480 MHz et est centrée à $8,8$ GHz, l'isolation maximale à cette fréquence étant de $31,3$ dB.

Notre A.E.M. ne fonctionnant pour l'instant que pour des circulateurs à 3 voies d'accès, le logiciel HFSS est employé pour déterminer la réponse des circulateurs 6 ports. Dans ce cas, le tenseur de Polder est employé. Le champ appliqué sur la jonction est supérieur à 2000 Oe on peut supposer que le matériau est saturé. En première approximation, et étant donné la faible variation du champ interne au matériau, on considère que les résultats obtenus par HFSS sont fiables. Toutefois, il sera nécessaire d'étendre notre A.E.M. aux cas des circulateurs à 6 voies d'accès afin de déterminer la modélisation la plus appropriée.

Dans un premier temps, les lignes d'accès ne sont pas modifiées; les tronçons de lignes en circuit ouvert ($w_{\text{stub}} = 0,65$ mm et $l_{\text{stub}} = l_1/2 = 0,55$ mm) sont insérés en dérivation sur la piste centrale à 60° de l'axe central des lignes d'accès principales.

Afin d'obtenir des réponses en fréquence aussi précises que possible, nous avons accentué le maillage dans les zones où la dissociation du signal a lieu, c'est-à-dire au niveau du matériau ferrimagnétique et aux niveaux de la piste métallique. Parallèlement, au cours de la simulation, le logiciel HFSS vient resserrer ce maillage là où l'énergie est la plus concentrée. Le pas de fréquence utilisé est de 5 MHz. Etant donné les paramètres de simulation employés les temps de calculs sont relativement longs ($1/2$ journée à 1 journée selon les dispositifs et le maillage).

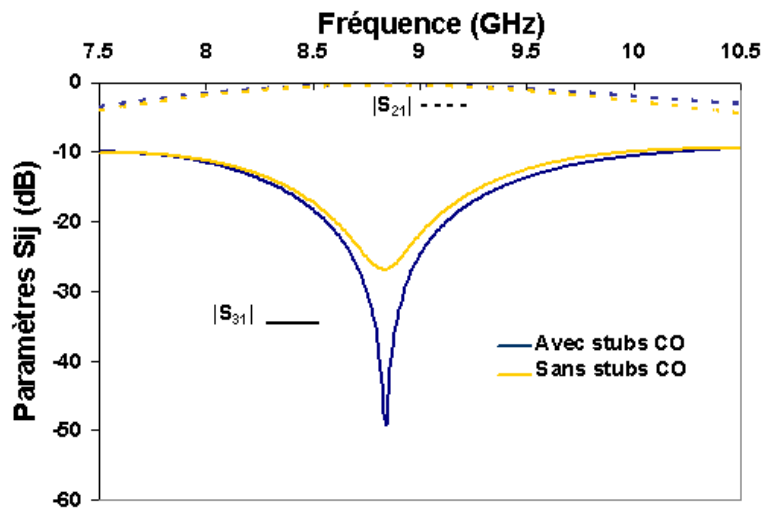


Figure IV-6: Réponses simulées du dispositif avec ou sans stubs CO (HFSS).

L'insertion de lignes placées en parallèle sur la jonction permet l'amélioration des performances du dispositif sans modifier sa taille. La bande de fréquence exploitable du circulateur est élargie, les pertes d'insertion sont abaissées et la troisième voie est mieux isolée (Figure IV-6).

Un grand nombre de simulations ont été réalisées afin d'évaluer l'influence des différents paramètres géométriques des stubs sur les performances des dispositifs. Les paramètres géométriques de ces lignes

varient de 0,1 à 0,65 mm, pour la largeur, w_{stub} et de 0,1 à 0,8 mm pour la longueur L_{stub} du ruban. Dans cette étude de sensibilité, seuls les résultats les plus probants sont exposés (Tableau IV-1).

Tableau IV-1: Influence de la largeur des stubs CO sur les performances du circulateur (HFSS).

L_{stub} (mm)	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1
w_{stub} (mm)	0,1	0,2	0,5	0,55	0,55	0,4	0,35
Bande passante Δf à - 20 dB (MHz)	560	580	590	590	540	540	550
% $\Delta f / f_c$	6,3	6,5	6,6	6,7	6	6	6,2
Isolation Maximum (dB)	50,9	50	37,4	36,9	34,9	31,7	31,5
Pertes d'insertion (dB)	< 0,56	< 0,53	< 0,53	< 0,53	< 0,54	< 0,55	< 0,55
Fréquence de fonctionnement f_c (GHz)	8,8	8,85	8,9	8,85	8,9	8,9	8,9

Le Tableau IV-2 illustre la possibilité d'élargir la bande de fréquence exploitable du dispositif tout en gardant une bonne isolation, des pertes d'insertion minimales pour une fréquence de fonctionnement identique.

Tableau IV-2: Comparaison des performances du circulateur avec et sans stubs CO (HFSS).

	Bande passante Δf à - 20 dB (MHz)	%	Isolation Maximum (dB)	Pertes d'insertion (dB)	Fréquence de travail (GHz)
Sans stubs CO	440	5,5	26,9	< 0,57	8,83
Avec stubs CO ($l=0,55, w=0,65$)	550	6,3	49,1	< 0,55	8,83
Avec stubs CO ($l=0,4, w=0,55$)	590	6,6	36,9	< 0,53	8,85

Plusieurs observations découlent des résultats obtenus. Habituellement, l'insertion d'un stub en parallèle sur une ligne de transmission implique une translation de la bande passante du dispositif vers des fréquences de fonctionnement plus basses, notamment lorsque la longueur des stubs est augmentée. Dans notre étude, la fréquence centrale du dispositif ne varie pratiquement pas malgré l'insertion de stubs CO. Cela s'explique par les dimensions des lignes placées en dérivation.

En effet:

- Si $L_{\text{stub}} > w_{\text{stub}}$, et $L_{\text{stub}} \approx w_{\text{stub}}$
on observe une élévation de la fréquence de résonance du stub qui est supérieure à 12 GHz ($f_{\text{circulateur}} \approx 9$ GHz).
- Si $L_{\text{stub}} < w_{\text{stub}}$

A partir d'une certaine longueur de stubs on retrouve une évolution plus classique puisque les zéros de transmission du stub sont translatés vers des fréquences plus basses lorsque L_{stub} s'accroît.

Ainsi, puisque que l'on se trouve dans le premier cas, l'insertion de stubs CO, possédant des longueurs et largeur de même ordre de grandeur, n'influe pas sur la fréquence de fonctionnement du dispositif lorsque les lignes d'accès sont conservées.

Par contre, La fréquence de fonctionnement va nécessairement s'élever si une partie de la ligne d'accès est supprimée. Le circulateur deviendra plus compact mais il fonctionnera à plus haute fréquence. Pour vérifier cette hypothèse nous avons supprimé une partie des lignes d'accès (Figure IV-7).

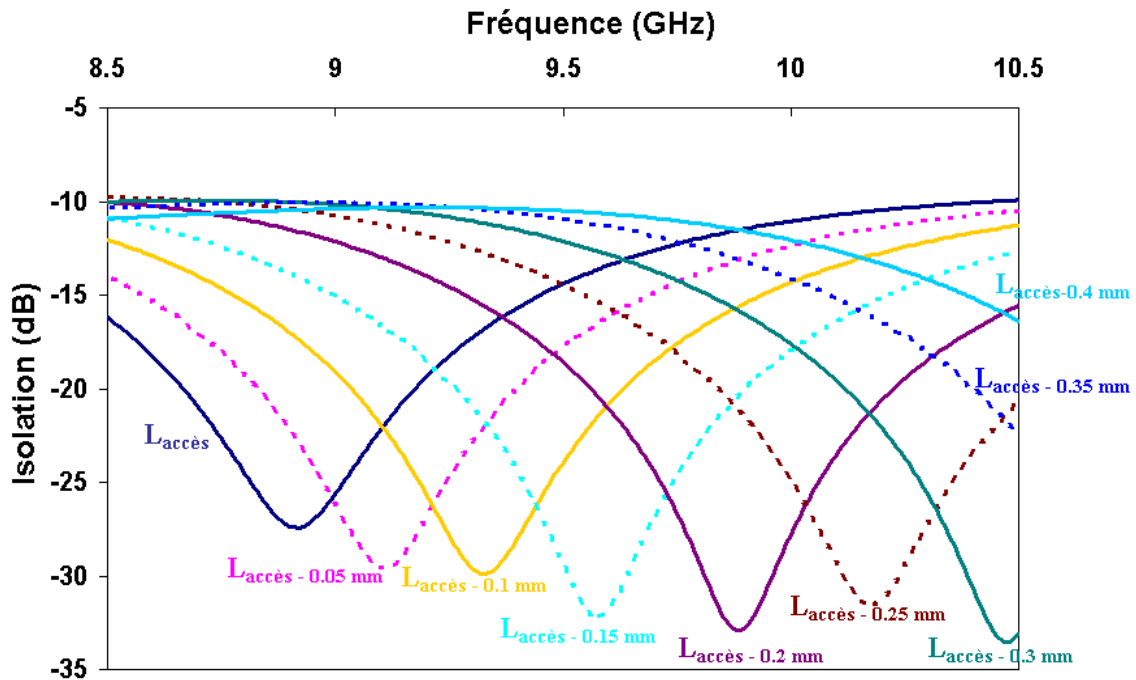


Figure IV-7: Isolation de la voie 3 du circulateur avec stubs CO lorsque la longueur des lignes d'accès est diminuée.

Tableau IV-3: Comparaison des performances du circulateur avec et sans stubs CO (HFSS).

$L_{\text{ligne d'accès}}$ (mm) Pour $w_{\text{stub}} = 0,2$ mm & $L_{\text{stub}} = 0,7$ mm	1,1	1,05	1	0,95	0,9	0,85
$L \times l$ du circulateur (mm^2)	4,3×4,3	4,2×4,25	4,1×4,2	4, ×4,15	3,9×4,1	3,8×4,05
Bande passante Δf à - 20 dB (MHz)	560	580	600	640	670	710
% de la bande passante ($100 \times \Delta f / f$)	6,4	6,4	6,4	6,6	6,8	7
Isolation Maximum (dB)	30,5	29,6	29,9	30,5	24,9	31,6
Pertes d'insertion (dB)	< 0,55	< 0,52	< 0,52	< 0,52	< 0,51	< 0,5

Fréquence de travail (GHz)	8,8	9,1	9,4	9,6	9,9	10,2
----------------------------	-----	-----	-----	-----	-----	------

La fréquence de fonctionnement s'accroît lorsque la longueur des lignes d'accès diminue (Tableau IV-3 et Figure IV-7). On pouvait s'attendre à ce résultat car les dimensions du dispositif sont étroitement liées à la fréquence de fonctionnement du dispositif. Plus la fréquence de fonctionnement du circulateur augmente plus ses dimensions diminuent.

Toutefois, il est intéressant de noter que l'augmentation de la fréquence de fonctionnement, qui s'accompagne d'une diminution du volume du dispositif, permet l'élargissement de sa bande passante (

Tableau IV-3). En modifiant les paramètres géométriques des lignes intermédiaires et des lignes d'accès, il est possible de diminuer la fréquence de fonctionnement du dispositif tout en gardant les performances et la taille de circulateur.

La suppression des lignes intermédiaires mène au même constat : un élargissement de la bande de fréquence utilisable pour la transmission du signal parallèlement à une diminution du volume du dispositif qui fonctionne à fréquence plus élevée. Leur suppression totale sans modification de la jonction du circulateur induit une taille égale à **3,2×3,1×0,135 mm³** (~1,34 mm³) contre 4,3×4,3×0,135 mm³ (~2,5 mm³) sans stubs CO (Tableau IV-4).

Tableau IV-4: Comparaison des performances des circulateur à 3 et 6 ports.

	Bande passante Δf à -20 dB (MHz)	% de la bande passante ($\Delta f/f$)	Isolation Maximum (dB)	Pertes d'insertion (dB)	Fréquence de fonctionnement (GHz)	L×l du circulateur (mm ²)
Circulateur 6 ports	600	6,1	56	< 0,51	9,8	3,2×3,1
Circulateur 3 ports	440	5,5	26,9	< 0,57	8,9	4,3×4,3

En modifiant la largeur des rubans des lignes d'accès il est possible d'abaisser la fréquence de fonctionnement des dispositifs. Cependant, on s'éloigne du dispositif initial. Cette étude sur les stubs CO doit être approfondie pour trouver le dispositif d'adaptation optimal. L'intérêt des stubs réside dans le fait qu'ils permettent de ramener de la capacité ou de l'inductance au niveau des ports d'accès; ce qui améliore l'adaptation du dispositif.

Jusqu'à présent nous avons tenu compte d'un champ interne relativement homogène où les champs démagnétisants compensaient presque totalement l'action du champ statique de polarisation. Cependant, le dispositif de polarisation employé n'était pas optimal. Or, La diminution du volume du dispositif passe à la fois par la diminution de la taille du cœur du circulateur, ce qui implique une surface moindre du circuit, mais aussi par l'optimisation du dispositif d'aimantation en terme de volume, afin de réduire l'épaisseur du dispositif.

Ainsi, le circulateur devra être constitué:

- d'un système de polarisation à un seul aimant de diamètre supérieure au diamètre de la jonction,
- d'un substrat ferrite placé sous le disque central conducteur,
- et d'un substrat diélectrique de forte permittivité situé sous les lignes d'accès.

Le champ interne du matériau sera donc plus ou moins uniforme selon les paramètres géométriques de l'aimant.

IV.2. Influence de la non-uniformité des champs

IV.2.1. Champ démagnétisant

Comme nous l'évoquions dans le chapitre 2 il n'est pas rare d'attribuer une constante au coefficient de champ démagnétisant N_z et cela quelque soit la forme de l'échantillon magnétique employé. Les expressions les plus fréquemment utilisées pour le coefficient N_z sont les suivantes :

$$\begin{cases} N_z = 1, & (a) \\ \text{ou} \\ N_z = 1 - (L/\phi) \cdot [1 + (L/\phi)^2]^{-1/2}, & (b) \end{cases}$$

Eq. IV- 1

où L et ϕ sont respectivement l'épaisseur et le diamètre du matériau ferrimagnétique. L'épaisseur et le diamètre du disque de ferrite utilisé ont pour valeur respectives 135 microns et 1,4 mm, ce qui implique un coefficient démagnétisant de 0,9 calculé par l'expression (b) de l'équation IV-1.

Mais la géométrie de l'échantillon magnétique inséré dans le dispositif, sous la forme d'un disque, entraîne une variation spatiale du coefficient du champ démagnétisant. Les travaux de Joseph et Schlömann, [IV-7], permettent de déterminer la répartition de ces champs dans le disque de ferrite:

$$N_z(r,0) = (N_{z\text{centre}} - N_{z\text{bords}}) \left[1 - (r/R)^\alpha \right] + N_{z\text{bords}}$$

Eq. IV- 2

où $\alpha = 4$, $N_{z\text{centre}} = 0,9$ et $N_{z\text{bords}} = 0,7$; R est le rayon du matériau ferrimagnétique et r la position dans ce dernier.

A partir de ces trois expressions (Eq. IV-1 et 2) du coefficient démagnétisant, il est possible de déterminer l'intensité du champ démagnétisant dans le plan pour une hauteur donnée:

$$H_d = -4\pi M_S \cdot N_z, \text{ ou encore } H_d = -4\pi M_S \cdot N_z(r,0)$$

Eq. IV-3

Les intensités de champs démagnétisants associées à des coefficients démagnétisants constants sont de -1800 Oe et -1710 Oe pour $N_z = 1$ et $N_z = 0,9$ respectivement. Quant au champ résultant de la variation spatiale du coefficient N_z , il varie de 1620 Oe au centre jusque 1260 Oe sur les bords de l'échantillon magnétique (Figure IV-8).

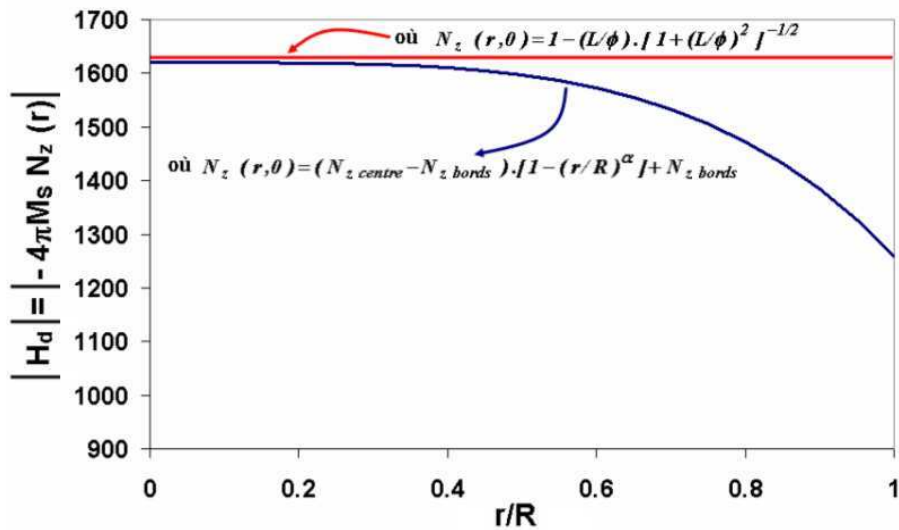


Figure IV-8: Variations radiales du champ démagnétisant

Lorsque le champ de polarisation est considéré comme uniforme et d'intensité égale à 2800 Oe, les réponses du dispositif sont dissemblables selon le coefficient N_z employé dans l'A.E.M. du circulateur (Figure IV-9).

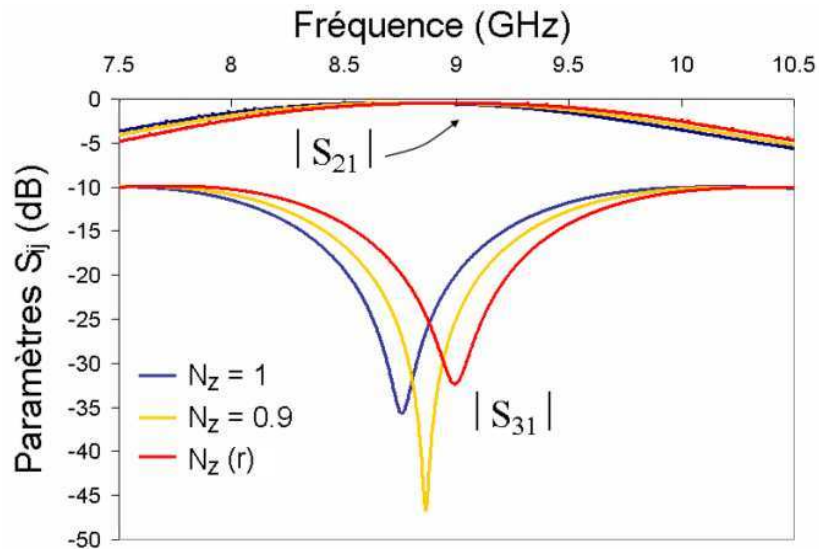


Figure IV-9: Réponse théorique du circulateur pour différents profils de champs démagnétisants.

La fréquence de fonctionnement des dispositifs augmente lorsque N_z décroît, puisque dans ce cas le champ interne du matériau H_{int} , augmente. Cette analyse confirme la nécessité de prendre en compte la variation radiale des effets démagnétisants qui ont une influence sur les performances du dispositif (Tableau IV-5).

Tableau IV-5: Influence du champ démagnétisant sur les performances du circulateur à jonction-Y (notre A.E.M.).

Coefficient de champ démagnétisant introduit dans l'A.E.M.	$N_z = 1$	$N_z = 0,9$	$N_z (r)$
Bande passante (MHz)	480	490	470
Isolation Maximum (dB)	35,8	46,9	32,4
Pertes d'insertion (dB)	< 0,55	< 0,55	< 0,56
Fréquence de travail (GHz)	8,75	8,9	9

Les pics liés à la non-uniformité du champ interne, dû à la variation radiale du champ démagnétisant, apparaissent dans la réponse théorique du dispositif dans l'intervalle de fréquence [5,09 GHz, 5,82 GHz]. Dans notre étude, ces pics n'influent pas sur la bande passante du dispositif. Toutefois, pour d'autre valeur de champ et pour des circulateurs fonctionnant à plus basses fréquences il faudra les considérer.

Nous connaissons la variation spatiale du champ démagnétisant lorsque le matériau est polarisé par un champ assez intense pour que l'aimantation soit considérée comme uniforme. Toutefois, il reste à déterminer le champ statique de polarisation en tout point du matériau.

IV.2.2. Champ statique de polarisation

Nous souhaitons examiner l'influence de la variation radiale de champ de polarisation. Dans la configuration étudiée, l'uniformité du champ créé par les aimants n'est pas garantie, ainsi qu'elle pourrait l'être si des pièces polaires étaient incorporées dans un boîtier de fer doux permettant une canalisation du flux. A travers ce cas défavorable, nous allons évaluer l'impact des valeurs du champ de polarisation et établir la nécessité d'optimiser le circuit d'aimantation du circulateur.

Sur la Figure IV-9, le champ interne du matériau est voisine de 1000 (cas $N_z = 1$) Oe. Sachant que le champ démagnétisant varie entre 1620 Oe au centre jusque 1260 Oe sur les bords de l'échantillon ferrite, on déduit la variation idéale qui devrait être attribuer au champ statique de polarisation : ce dernier doit décroître entre 2620 Oe une valeur de 2260 Oe pour compenser les champs démagnétisants. Mais en pratique est-ce réalisable?

Le profil de champ statique de polarisation est obtenu à partir du logiciel commercial Maxwell 3D ; Plusieurs simulations ont été réalisées pour diverses configurations à un seul aimant. Lorsque l'aimant polarise uniquement la jonction (et donc le disque de ferrite), la non-uniformité du champ est très prononcée : le champ au centre est très intense tandis que sur les bords il est très faible et ne permet pas la saturation de l'échantillon de ferrite. De plus, sur les bords de "l'entrefer" les composantes du champ suivant x et y sont du même ordre de grandeur : le champ n'est plus orienté suivant la normale de l'échantillon magnétique.

De ce fait, le diamètre de l'aimant est élargi. Il ne peut dépasser la largeur de la plaquette diélectrique (*i.e.* diamètre de 3 mm). Un dimensionnement approprié de l'aimant permettra d'utiliser ses propriétés magnétiques maximales. Ainsi, son épaisseur doit être voisine de 0,5 fois son diamètre. L'aimant employé est un Néodyme Fer Bore d'épaisseur 1,5 mm et de rayon 1,5 mm situé à 0,75 mm de l'échantillon de ferrite. Le profil de champ statique de polarisation obtenu est donné sur la Figure IV-10. Sur cette même figure est représenté l'évolution radiale de l'intensité du champ interne régnant dans le ferrite ainsi que celle du champ démagnétisant.

Dans notre étude, nous avons considéré uniquement l'intensité du champ créé par les aimant et les champs démagnétisants apparaissant dans le matériau ferrimagnétique, le champ interne régnant dans le matériau est la somme des deux champs étudiés; son profil est présenté sur la (Figure IV-10).

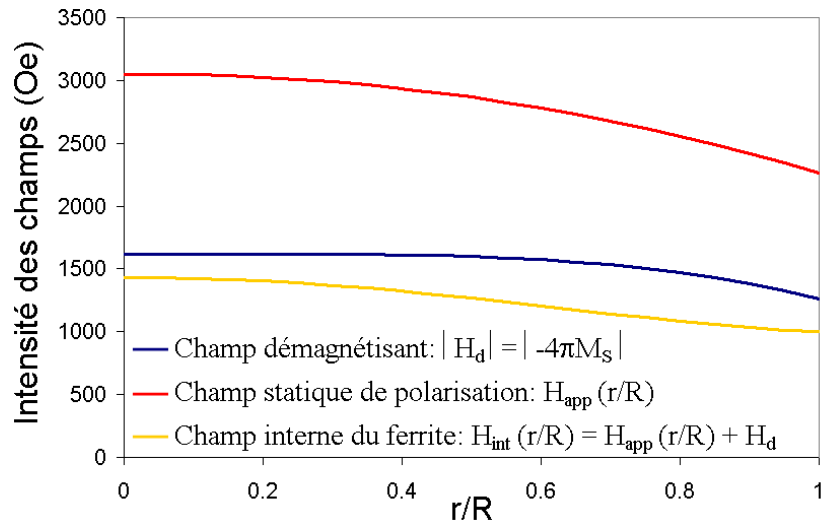


Figure IV-10: Profil du champ statique de polarisation

Il est important de noter qu'une certaine distance doit être respectée entre l'aimant et l'échantillon de ferrite. En effet, la rondelle magnétique polarisant le matériau ferrimagnétique est constituée de métal. Ainsi, lorsque l'onde électromagnétique se propage dans le dispositif non-réciproque à ferrite, une partie peut être réfléchi au niveau de la jonction si l'aimant est placé trop près du cœur du circulateur. Pour l'instant nous ne sommes pas capables d'évaluer cette distance minimale.

Un autre phénomène apparaissant dans la structure est la propagation de courants de Foucault dans les masses conductrices du dispositif. Les courants de Foucault peuvent être nuisibles, provoquant des échauffements (effet joule). Il y a donc un affaiblissement du signal. Pour remédier à ces effets il est nécessaire d'introduire le circuit de polarisation et le cœur du circulateur dans un boîtier en fer doux.

Ainsi, il sera important de réaliser des travaux sur ces deux phénomènes afin de déterminer de déterminer le dispositif de polarisation et le boîtier entraînant le moins de perturbation possibles sur les performances du circulateur par des phénomènes de réflexion ou d'affaiblissement.

IV.2.3. Réponse du circulateur miniature polarisé non-uniformément

La variation spatiale du champ interne, déterminée dans l'étude précédente, est introduite dans notre code de calcul afin d'évaluer son influence sur la réponse du dispositif. La réponse résultante (Figure IV-11) est comparée à celle obtenue pour un champ uniforme (Figure IV-9).

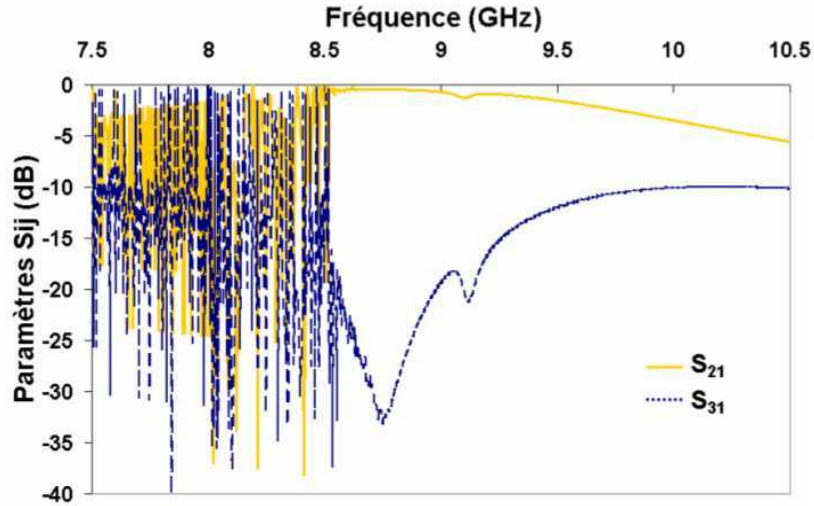


Figure IV-11: Réponse du circulateur polarisé non-uniformément.

Nous constatons une détérioration de la bande de transmission du circulateur. Dans ce cas, la non-uniformité du champ statique interne (corrélée à celle du champ appliqué) va diminuer la bande de fréquence utile de la structure de duplexage. Il est important de noter qu'une irrégularité plus importante du champ de polarisation, notamment pour les structures ouvertes, peut entraîner une dégradation totale de la bande passante du dispositif. Les fréquences singulières associées aux intensités de champs responsables de la dégradation des performances du circulateur s'expriment de la façon suivante d'après les résultats établis au chapitre III :

$$\begin{cases} f_1(i) = \gamma \{ H_i(i) [H_i(i) + 4\pi M_S] \}^{1/2} = \gamma \{ [H_{app}(i) - 4\pi M_S] \cdot H_{app}(i) \}^{1/2} \\ f_2(i) = \gamma [H_i(i) + 4\pi M_S] = \gamma [H_{app}(i)] \end{cases}$$

Eq. IV-4

Dans notre étude les pics apparaissent dans les intervalles de fréquences suivants : [4,6 GHz, 6 GHz] et [6,3 GHz, 8,6 GHz]. Les premiers pics sont dus à la non-uniformité des champs du champ interne dans la structure tandis que la gamme de fréquence constituant le second intervalle singulier, associé à $f_2(i)$ provient uniquement de la variation radiale du champ statique de polarisation orienté suivant z.

Pour écarter les discontinuités apparaissant dans et près de la bande passante du dispositif, une étude plus minutieuse du profil de champ statique induit par les aimants est nécessaire. En effet, il faut déterminer les intensités du champ statique de polarisation responsables de l'altération des performances du dispositif.

La bande passante du dispositif à 20dB est [8,52 - 8,99 GHz]. En reformulant les équations IV-4, il est possible de déterminer les intensités du champ interne qui entraînent des coupures dans la bande [$f_{BPmin}=8$ - $f_{BPmax}=9$ GHz]. Ces amplitudes "interdites" appartiennent aux intervalles

[3895,5; 4237,9 Oe], [1235,7; 1414,3 Oe]. Or, le profil présenté pour le champ interne coupe le second de ces intervalles, associé aux fréquences singulières $f_2(i)$, dans un domaine défini par deux rayons limites notés R_{lim1} ($= 0,105$ mm) et R_{lim2} ($= 0,383$ mm) (Figure IV-12).

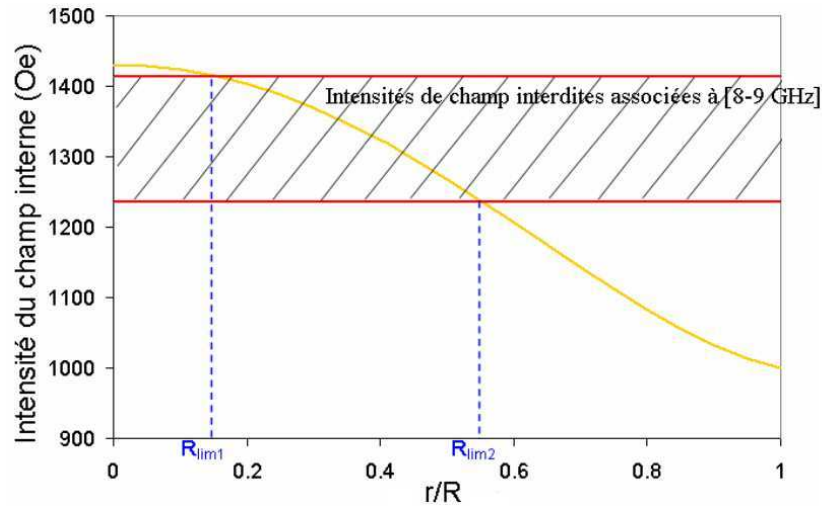


Figure IV-12: Champ interne du ferrite et intensités interdites.

Les fréquences singulières $f_2(i)$ sont directement reliées au champ appliqué, de ce fait la substitution du centre (R_{lim2}) du disque plein (R) par un matériau magnétique d'aimantation à saturation différente ne permettra pas d'éviter l'altération de la réponse. Toutefois, il est possible de substituer le centre par un matériau diélectrique, ce dernier étant insensible au champ magnétique. Une autre solution consiste à agir sur le profil du champ de polarisation.

IV.3. Solutions proposées pour pallier le problème de réduction de bande

Modifier la forme de l'échantillon ferrite, afin d'insérer en son centre un autre matériau, va affecter la répartition spatiale des champs démagnétisants qui apparaissent dans l'anneau ferrite notamment près des bords intérieur du matériau ferrite. Toutefois, en première approximation nous pouvons considérer que le champ interne de l'anneau magnétique n'est pas modifié; cela afin de savoir s'il est possible de rétablir la bande passante du dispositif par la substitution du centre du disque de ferrite par divers matériaux amagnétiques.

Il est possible de ne pas dégrader la réponse du dispositif tout en gardant les performances du circulateur en abaissant le champ statique de polarisation au centre de l'entrefer jusque 2850 Oe. Dans le chapitre II, différentes configurations ont montré que pour abaisser le champ il fallait augmenter l'entrefer, diminuer la hauteur des aimants ou encore changer les propriétés des aimants. Mais, il est très difficile d'obtenir des valeurs aussi précises du champ statique de polarisation et de diminuer le champ uniquement au centre. Aussi, nous sommes-nous orientés vers une autre solution : l'insertion de

matériaux amagnétiques. Les matériaux diélectriques substitués à la partie centrale de la jonction sont ceux présentés dans le chapitre III. A savoir de la mousse ($\epsilon_r = 1,07$; $\tan \delta < 1.10^{-3}$), de l'alumine ($\epsilon_r = 9.6$; $\tan \delta < 2.10^{-4}$), E400 ($\epsilon_r = 29.5$; $\tan \delta < 2.10^{-3}$), E203 ($\epsilon_r = 37.3$; $\tan \delta < 7.5.10^{-3}$) [IV-6].

Le rayon minimum du disque central substitué est R_{lim2} . Les paramètres S_{ij} obtenus à partir de notre A.E.M. ou du logiciel commercial HFSS sont présentés sur la Figure IV-13.

La Figure IV-13 illustre la dégradation de la fonction d'isolation des circulateurs hybrides à jonction-Y dans le cas des simulations HFSS et de notre A.E.M. Les performances du circulateur à base de ferrite plein polarisé uniformément ne sont pas rétablies. L'isolation maximum des structures contenant des matériaux amagnétiques est inférieure à 20 dB. La bande passante à -20 dB est donc nulle.

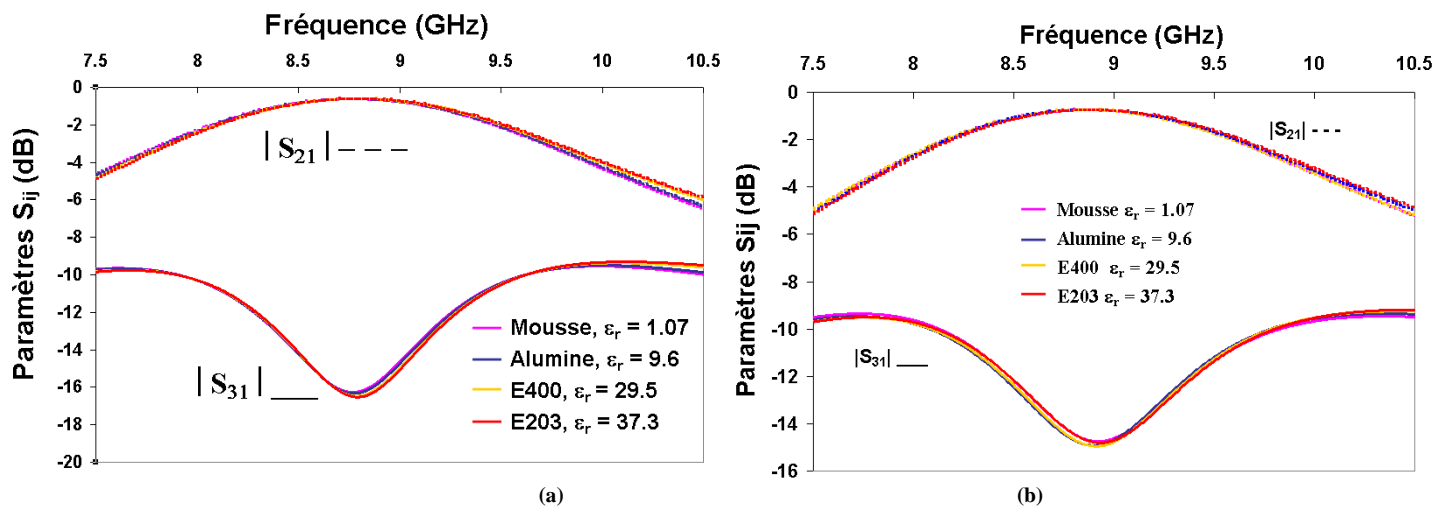


Figure IV-13: Influence de l'insertion de matériaux diélectriques de rayon R_{lim} sur la réponse d'un circulateur. Réponses obtenues à partir de (a) notre A.E.M., (b) d'HFSS.

Dans les études précédentes nous avons vu qu'HFSS ne permettait pas l'observation des pics liés à la non-uniformité des champs contrairement à notre approche théorique. L'insertion de diélectrique au centre implique une disparition des pics dans la réponse théorique du circulateur issue de notre A.E.M. (Figure IV-13). Cependant, la zone diélectrique insérée au centre de la structure est trop importante et altère les performances du circulateur à jonction-Y. L'accroissement du rayon de la zone centrale diélectrique va entraîner une dégradation encore plus importante de la réponse du circulateur puisque la zone utile du dispositif permettant une transmission du signal sera d'autant plus réduite que le rayon du disque central diélectrique sera augmenté.

Ainsi, Les dispositifs hybrides composés de diélectriques, n'assurent plus la fonction de duplexage de la structure correctement. Bien que les pics liés à la non-uniformité du champ ne soient plus présents dans la réponse du dispositif, ces circuits ne permettent pas de résoudre le problème de réduction de bande. En modifiant les paramètres géométriques des lignes d'accès il est possible d'améliorer quelque peu la réponse du circulateur, sans pour autant la rétablir.

Une autre solution, associée au circulateur étudié, consisterait à diminuer un peu l'intensité du champ de polarisation (sans trop l'abaisser pour ne pas voir apparaître des zones non saturées dans l'échantillon ferrite). La zone perturbée par une coupure de bande serait ainsi réduite et il suffirait de percer le centre qui serait composé d'air uniquement.

Cependant, ces conclusions ne sont valables que pour le dispositif étudié. En effet, tout dépend de la répartition de l'énergie dans le ferrite et donc du diamètre du matériau à insérer. Si l'énergie est fortement localisée sur les bords l'évidement pourrait être assez important sans que cela ait une énorme influence les performances et la non-réciprocité du circuit.

Toutefois, la miniaturisation du dispositif entraîne quelques limitations : les possibilités de résoudre les problèmes liés à la non-uniformité du champ statique de polarisation sont moins nombreuses. Par exemple, l'unique solution pour le circulateur étudié précédemment est la modification de l'intensité du champ statique de polarisation. Cette remarque peut s'étendre à tous les dispositifs qui présentent des coupures de bandes associées aux fréquences f_2 (i) liés au champ statique de polarisation et dont la zone utile pour la dissociation du signal s'étend de façon considérable vers le centre du dispositif.

D'autres solutions peuvent être retenues lorsque les circulateurs miniatures présentent une altération de leur réponse provoquée par les intensités de champ associées aux fréquences f_1 (i). En effet, les fréquences singulières ne sont plus liées uniquement au champ statique de polarisation. Ainsi, l'insertion au centre du circulateur d'un disque de ferrite possédant une aimantation à saturation différente celle de l'anneau extérieur modifie les intensités du champ interne. La forme des échantillons étant différente, la répartition spatiale des champs démagnétisant s'en trouve changée. Ces nouvelles intensités du champ interne doivent être prises en compte dans l'A.E.M. du circulateur. La zone à retirer dans le dispositif initial peut être plus large ou plus réduite selon les nouveaux profils de champ interne obtenus. Le rayon du disque central peut être augmenté ou diminué de façon à ce que les champs démagnétisant n'influent plus sur la réponse du dispositif. La modification du champ interne autorisera le décalage des fréquences singulières de la bande de transmission du circulateur pour lesquels

l'altération des performances du dispositif est notable. Le problème lié à la réduction de bande pourra ainsi être modifié. Cependant, une question subsiste :

- cette solution hybride à base de matière ferrimagnétique permet-elle d'optimiser les performances du circulateur initial plein ?

Le circulateur étudié précédemment est maintenant polarisé par un champ de plus faible intensité afin qu'aucune fréquence parasite ne vienne perturber la bande de transmission du circulateur. Ce dernier variera donc entre 2800 Oe au centre et 2260 Oe sur les bords. La variation spatiale du champ démagnétisant étant inchangée, dans le cas du circulateur plein, cela implique un champ interne au ferrite variant entre 1180 Oe et 1000 Oe.

Il est nécessaire de recalculer le champ démagnétisant et le champ interne des différents matériaux magnétiques qui constituent le circulateur. En effet, la découpe en anneau du disque de ferrite initial va modifier la répartition des champs démagnétisants et donc l'intensité du champ magnétique interne au matériau. De plus le profil de champ démagnétisant est différent dans le disque central et dans l'anneau (Figure IV-14).

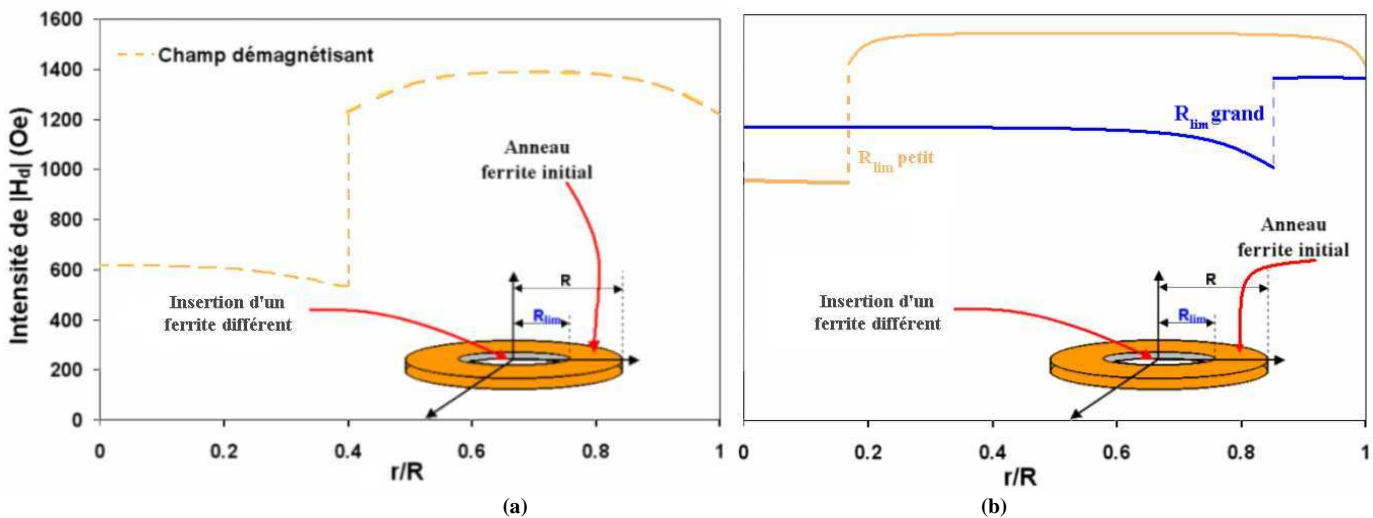


Figure IV-14: Profil des champs démagnétisants dans les différentes formes (disque central et anneau extérieur) de ferrites des circulateurs hybrides.

Pour déterminer la variation spatiale des champs démagnétisants dans le disque central et l'anneau extérieur, utilisons les résultats de Joseph et Schlömann [IV-7]. Selon le diamètre du disque central introduit (R_{lim} variant entre 100 et 600 microns), le rapport $q = L/R_{lim}$ varie de 1,35 à 0,225 respectivement. Les coefficients de champs démagnétisants doivent être recalculés pour chaque diamètre

de l'échantillon central et cela en tenant compte de la non-uniformité du champ statique appliqué sur ce dernier (Figure IV-14).

La largeur de l'anneau extérieur est égale à $R-R_{lim}$. Les valeurs des coefficients de champ démagnétisant sur les bords et au centre de l'anneau suivent les lois suivantes :

$$N_z(r,0) = (N_{zcentre} - N_{zbords}) \left[1 + \left(\frac{2r - R_{lim} - R}{R - R_{lim}} \right)^\alpha \right] + N_{zbords}, \text{ pour } r \in [R_{lim}, \frac{R + R_{lim}}{2}]$$

, Eq. IV-7

$$N_z(r,0) = (N_{zcentre} - N_{zbords}) \left[1 - \left(\frac{2r - R_{lim} - R}{R - R_{lim}} \right)^\alpha \right] + N_{zbords}, \text{ pour } r \in [\frac{R + R_{lim}}{2}, R]$$

Ainsi, à partir du champ statique de polarisation non-uniforme et des différentes expressions des champs démagnétisant, plusieurs profils de champ interne non-uniformes sont obtenus. Ces derniers dépendent de l'aimantation à saturation du matériau central et du rayon du disque magnétique inséré au centre.

Dans la présente étude l'inclusion de matériau magnétique au centre sert uniquement à voir si ces circulateurs hybrides permettent d'optimiser les performances du dispositif de référence. Toutefois, il faut vérifier si cette insertion n'entraîne pas de coupures de bandes. Plusieurs matériaux magnétiques possédant des propriétés intrinsèques très différentes sont utilisés pour obtenir la réponse des circulateurs hybrides (Tableau IV-6).

Tableau IV-6: Caractéristiques des divers matériaux magnétiques utilisés (HFSS).

Matériau magnétique	9chs [IV-11]	Y371 [IV-10]	Y208 [IV-10]	Y212 [IV-10]	A23 [IV-10]	A30 [IV-10]
$4\pi M_S$ (G)	1900	680	800	1200	2300	3000
ΔH (Oe)	≤ 8	22	10	10	450	450
ΔH_{eff} (Oe)	?	4	2	2	4	4
ϵ_r	15	14,5	14	14,5	16,8	16,4
$\tan\delta$	$< 1,5 \cdot 10^{-4}$	$< 2 \cdot 10^{-4}$	$< 2 \cdot 10^{-4}$	$< 2 \cdot 10^{-4}$	$< 5 \cdot 10^{-4}$	$< 5 \cdot 10^{-4}$

Pour chaque circulateur hybride la répartition spatiale des champs démagnétisants ainsi que celle du champ interne associé ont été déterminées. Les circulateurs hybrides sont composés des matériaux présentés dans le tableau ci-dessus. Seuls quelques résultats seront présentés dans afin de ne pas alourdir le texte (Figure IV-15).

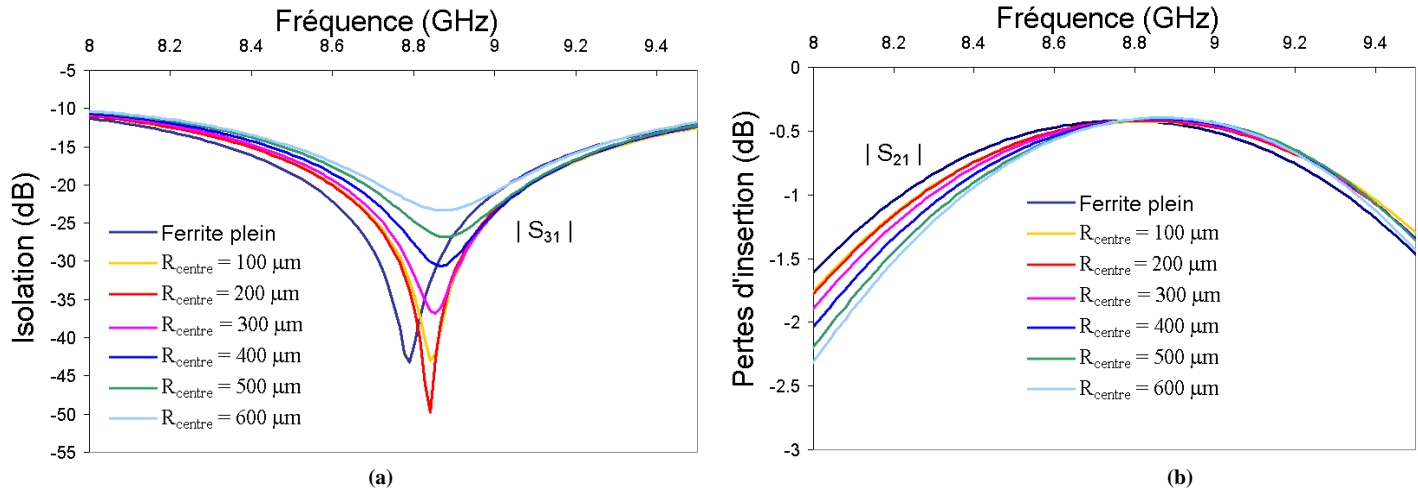


Figure IV-15: Influence de la modification du rayon du ferrite Y212 inséré au centre du dispositif sur sa réponse (a) Isolation., (b) Pertes d'insertion.

L'insertion d'un ferrite au centre ne permet pas d'améliorer les performances du circulateur étudié. Tout au plus, les performances sont retrouvées pour un faible diamètre du disque intérieur ($R = 100, 200$ microns) (Tableau IV-7). Les contraintes technologiques importantes (réalisation d'un disque magnétique de 135 microns d'épaisseur et de 100 à 600 microns de rayon entouré d'un anneau de même épaisseur et de largeur variant de 100 à 600 microns) que ces circulateurs hybrides impliquent constituent un désavantage supplémentaire.

Tableau IV-7: Performances comparées après insertion des divers matériaux magnétiques dans la structure (HFSS).

Matériau	Ferrite plein	9 CHs [IV-10]	Y371 [IV-10]	Y208 [IV-10]	Y212 [IV-10]	A23 [IV-10]		A30 [IV-10]	
						ΔH	ΔH_{eff}	ΔH	ΔH_{eff}
						450	4	450	4
$4\pi M_s$ (Gauss)	1800	1900	680	800	1200	2300		3000	
Bande passante (MHz)	490	490	480	480	490	270	300	170	250
Isolation Maximum (dB)	37,5	23	23	23	23	22,8	20,03	20,7	22
Pertes d'insertion (dB)	< 0,7	> 4	> 4	> 4	> 4	> 2,4	< 0,8	> 1,76	< 2,6
Fréquence de travail (GHz)	8	7,8	7,8	7,8	7,8	8,4	8,45	8,4	8,43

Toutefois, ces conclusions ne doivent pas être étendues à tous les circulateurs. En effet, l'insertion de ferrite grenat ou spinelle au centre de la structure peut permettre un élargissement

de la bande de fréquence de fonctionnement lorsque le circulateur, plus précisément le rayon de la jonction, possède une taille plus importante. Cependant il faudrait réaliser une étude de sensibilité pour connaître exactement le rayon à partir duquel la bande passante peut être élargie. Ainsi que nous l'avons souligné plus haut, tout dépend de la localisation de l'énergie. Si cette dernière est concentrée sur les bords de l'échantillon, l'insertion des matériaux magnétiques ou amagnétiques peut permettre de pallier le problème de réduction de bande tout en garantissant la bonne circulation du signal.

Lorsque le champ interne du circulateur miniature reste constant dans toute la matière ferrimagnétique (*i.e.* champ interne uniforme), on constate un léger élargissement de la bande passante du dispositif et une meilleure isolation selon les matériaux insérés. Cet élargissement devient plus important lorsque le diamètre de la jonction s'accroît. Mais, pour obtenir un champ interne constant dans la structure, il faut modifier la géométrie des aimants permanents constituant le système d'aimantation; une nécessité s'impose alors : tenir compte à la fois de la variation spatiale des champs démagnétisants et des propriétés des divers matériaux ferrimagnétiques apparaissant dans le circulateur. La configuration en aimants peut très rapidement devenir très difficile à réaliser.

Si toutes les zones du ferrite du dispositif sont importantes pour transmettre correctement le signal, les solutions consistant à éviter la partie centrale du dispositif et à la remplacer par des matériaux choisis n'est pas appropriée. En effet cette alternative n'autorise pas le rétablissement de la fonction de duplexage lorsque la bande passante du circulateur plein est parasitée par des pics. Dans ce cas il devient primordial de polariser de façon adéquate le dispositif.

IV.4. Conclusion

Ce chapitre a permis d'orienter nos travaux vers une solution à base de diélectrique à forte permittivité entourant la jonction afin de miniaturiser le dispositif. Le circuit d'adaptation peut être très encombrant il faut donc le réduire. Dans cette optique une première étude utilisant des lignes placée en dérivation sur le disque central a été réalisée. Cependant, cette dernière devra être approfondie pour évaluer l'influence de tel ou tel paramètre géométrique sur la réponse du circulateur et pour trouver une configuration satisfaisant à un encombrement moindre.

C'est d'ailleurs pour minimiser la taille du circulateur que l'on souhaite réaliser des circulateurs microruban polarisés par un seul aimant. L'A.E.M. proposée a permis de montrer l'influence de la non-uniformité du champ statique de polarisation, créé par un aimant, sur la réponse du circulateur ultraminiature. Connaissant les intensités de champ responsables de la réduction de la bande passante du dispositif, des alternatives ont été proposées pour éviter la dégradation du signal transmis par la structure de duplexage. Cependant, dans le cas du dispositif étudié, les circulateurs hybrides composés de matière amagnétique ou magnétique ne permettent pas de retrouver la largeur de bande de transmission du dispositif. En effet, l'insertion de diélectrique au centre évite l'apparition des pics entraînant une réduction de bande de transmission du circulateur. Cependant, la fonction de duplexage n'est plus assurée : la non-réciprocité du dispositif a été atténué par la présence du matériau diélectrique au centre. Pour cette structure, l'unique solution permettant de résoudre le problème lié à la non-uniformité du champ est donc une réduction de l'intensité de ce champ statique de polarisation en son centre: il est primordial de dimensionner de façon appropriée le système d'aimantation du dispositif. Bien que cette conclusion soit valable pour plusieurs circulateurs miniatures elle ne doit pas être généralisée à tous les circulateurs. En effet, les structures hybrides à base de diélectrique ou de ferrite, présentant des aimantations à saturation spécifiques, constituent une solution pour résoudre le problème lié à la non-uniformité des champs, tout dépend de l'étendue de la zone où l'énergie est concentrée.

A partir de notre analyse, différents cas ont été évalué, cas qui n'aurait pas pu être étudiées à l'aide d'A.E.M. conventionnelles. Notre approche nous a permis de concevoir des circulateurs miniatures fonctionnant en bande X, polarisés au moyen d' un seul aimant et se rapprochant du volume souhaité de $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$. Cependant, pour atteindre le cahier des charges fixé par Thalès il faudra étudier plus en détails le circuit de polarisation du dispositif.

Bibliographie du chapitre IV :

- [IV-1] H. How et al., S.A. Oliver, S.W. McKnight, P.M. Zavracky, N.E. McGruer, C. Vittoria, R. Schmidt, "*Influence of non-uniform magnetic field on a ferrite junction circulators*", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. 47, no 10, pp 419-431, Oct. 1999.
- [IV-2] 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.
- [IV-3] H. How et al., Ta-Ming Fang. C. Vittoria, R. Schmidt, "Design of six port stripline junction circulators", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. 42, no 7, pp 1272-1275, july.1994.
- [IV-4] K. Gaukel, El badawy El sharawy, "Analysis of six-port disk circulator subdivided by ports", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, 2000.
- [IV-5] J. Lenge, D. Schulz, "Three-dimensional FDTD Modeling and Analysis of Microwave Circulators"
- [IV-6] informations disponibles sur le site
<http://www.temex-ceramics.com/site/fichiers/dielectric.pdf>
- [IV-7] R.I. Joseph, E. Schloemann, "Demagnetizing field in nonellipsoidal bodies", *J. Appl. Phys.*, vol. 36, no 5, pp 1579-1593, May 1965.

CHAPITRE V

Chapitre V : Circulateurs à jonction-Y à base de matériaux hexaferrites polycristallins en bande Ka

Généralement, des ferrites doux sont intégrés dans les circulateurs à jonction-Y. Ces dispositifs à base de spinelles et grenats nécessitent l'emploi d'aimants permanents pour la saturation du matériau magnétique. Cependant, il n'y a aucun intérêt à employer de tels ferrites dans des circulateurs à jonction-Y fonctionnant aux longueurs d'ondes millimétriques : en effet, ces matériaux ont besoin d'être aimantés par un champ extérieur intense afin de déplacer leur fréquence de résonance gyromagnétique dans la gamme de fréquence considérée.

Une alternative est l'utilisation de matériaux hexaferrites qui possèdent une anisotropie uniaxiale élevée permettant d'atteindre des fréquences de résonance gyromagnétique élevées. Pour cette raison, les hexaferrites peuvent être substitués aux ferrites doux pour les applications de la gamme millimétrique. Un autre avantage significatif des hexaferrites est leur utilisation à la rémanence. De tels matériaux n'ont pas besoin d'être polarisés par un champ statique extérieur très intense pour présenter une fréquence de résonance gyromagnétique très élevée. Ce sont des matériaux auto-polarisés.

Si une utilisation de ces matériaux sous forme polycristalline est souhaitée, une pré-orientation des moments magnétiques lors du processus de fabrication est toutefois nécessaire pour garantir une aimantation rémanente élevée et, de ce fait, il est très difficile d'obtenir un matériau entièrement saturé. Dans notre travail de développement d'outil de simulation des circulateurs, le cas des circulateurs auto-polarisés réalisés à partir d'hexaferrite placé à la rémanence doit être examiné en raison des besoins inhérents à la bande millimétrique.

Dans ce chapitre, l'approche théorique, présentée au chapitre III permettant de mieux décrire le comportement électromagnétique des ferrites polycristallins sera modifiée afin de prendre en compte une pré-orientation des moments magnétiques (lors du processus de fabrication des matériau par exemple). Une A.E.M. rigoureuse d'un circulateur à jonction-Y auto-polarisé composé d'hexaferrite polycristallin et fonctionnant aux longueurs d'ondes millimétriques sera exposée. Cette analyse tient compte de l'inhomogénéité du champ interne du matériau et la variation d'aimantation du matériau qui en découle. Cette approche sera utilisée pour obtenir une réponse en fréquence plus réaliste des circulateurs à jonction-Y à base d'hexaferrite.

Puis nous comparerons les paramètres-S d'un circulateur fonctionnant à la rémanence et constitué d'un hexaferrite polycristallin obtenus à partir de notre A.E.M. dans le cas où le modèle de tenseur de perméabilité développé au LEST ou le tenseur de Polder sont employés.

V.1. Les matériaux conventionnels pour le substrat magnétique

V.1.1 Présentation

Le choix du matériau ferrite est conditionné par les performances du dispositif que l'on souhaite réaliser. La classe des matériaux oxydes ferrimagnétiques (ou ferrites) se subdivise en quatre principales familles structurales : les spinelles, les grenats, les orthoferrites et les ferrites hexagonaux.

Les ferrites spinelles et les grenats sont actuellement les plus utilisés pour la réalisation de circuits dans le domaine des ondes centimétriques. Ces matériaux sont choisis préférentiellement aux matériaux ferromagnétiques en raison de leur faible conductivité. Ce sont des matériaux ferrimagnétiques doux. Un ferrite est appelé doux lorsqu'il est facile à aimanter et qu'il possède des champs coercitif et d'anisotropie faible ($H_a < 125$ Oe). Ces ferrites peuvent être utilisés en hyperfréquences dans des dispositifs micro-ondes fonctionnant en ondes centimétriques.

Les dispositifs conçus à partir de **grenats** fonctionnent dans les gammes de fréquence L et X. Selon l'application souhaitée on s'oriente plus particulièrement vers un type de matériau. Par exemple, si l'on souhaite que le dispositif soit stable en température on utilise plutôt des grenats à base d'"Yttrium-Gadolinium". Pour des dispositifs faibles pertes ou pour l'élargissement de la bande passante du dispositif fonctionnant au dessus de la fréquence de résonance on utilisera des matériaux possédant un faible ΔH (< 50 Oe). Les grenats ont l'avantage de présenter de faibles pertes magnétiques et diélectriques. Cependant, ils possèdent des aimantations à saturation inférieure à 2000 Gauss et des champs d'anisotropie faible ce qui limite leur utilisation pour des applications à des fréquences élevées. En effet, ils nécessitent d'être aimantés par d'intenses champs extérieurs entraînant une augmentation de la taille du circuit de polarisation.

Les **spinelles** sont utilisées dans les bandes C et Ku. Comparativement aux structures employant des grenats, les dispositifs à base de spinelles fonctionnent à des fréquences plus élevées. Cela est lié à une aimantation à saturation plus importante, cette dernière étant généralement comprise entre 1000 et 5000 Gauss. Comme les grenats, la faible intensité de leur champ d'anisotropie. Un système de polarisation très encombrant est nécessaire pour réaliser une fonction hyperfréquence à des fréquences de fonctionnement supérieures à 30 GHz.

Face aux limites physiques des ferrites doux, une alternative pour la réalisation de circulateurs fonctionnant en ondes millimétriques est l'utilisation d'hexaferrites. Depuis une dizaine d'année les matériaux durs, habituellement utilisés comme aimants permanents, sont intégrés comme substrat magnétique pour la circulation du signal d'une voie à une autre dans des dispositifs hyperfréquences. Les paramètres physiques essentiels qui définissent les propriétés d'un tel matériau sont l'aimantation rémanente et les champs coercitif et d'anisotropie. Un matériau est considéré comme "dur" lorsque ce

dernier est difficile à aimanter et qu'il présente des champs coercitifs et d'anisotropie élevés ($H_a > 1250$ Oe). Les ferrites 'durs' qui nous intéressent plus particulièrement pour la réalisation de structure micro-ondes sont les hexaferrites ou ferrites hexagonaux. En effet, ces matériaux présentent généralement une forte anisotropie uniaxiale, et possèdent une fréquence de résonance gyromagnétique naturelle très élevée. Dans certains cas, les hexaferrites peuvent être utilisés sans aimants permanents.

Il existe plusieurs types **d'hexaferrite** par exemple : les hexaferrites de type *W* d'anisotropie uniaxiale. Cependant, ils présentent des pertes diélectriques très importantes en bande K dû à la présence d'ion F_e^{2+} . Les ferrites hexagonaux de type *Y* sous forme monocristalline, possèdent une anisotropie planaire et ne sont donc pas adaptés aux dispositifs non-réciproques à ferrite réalisés en technologie microruban ou triplaqué.

Les ferrites hexagonaux les plus répandus sont les hexaferrites de baryum $BaFe_{12}O_{19}$ et de strontium $SrFe_{12}O_{19}$ de type *M*. Ces derniers possèdent un champ d'anisotropie uniaxial ainsi qu'une aimantation à saturation élevées respectivement de l'ordre de 18000 Oe et 4000 G ; cela permet leur emploi dans des dispositifs fonctionnant dans le domaine des ondes millimétriques. La forte anisotropie magnétocristalline de ces matériaux autorise la fabrication de dispositifs avec des circuits de polarisation moins encombrants et même inexistantes puisque certains matériaux polycristallins pré-orientés présentent de bonnes performances à la rémanence.

Les caractéristiques magnétiques de quelques matériaux hexaferrites sont reportées dans le tableau suivant :

Tableau V-1: Caractéristiques de quelques matériaux hexaferrites du commerce [V-1].

Matériau	H6	H21	H33	HD6	HD22	HD33
Aimantation à saturation $4\pi M_s$ (G)	2850	2850	1600	3400	3000	1700
Champ anisotrope H_{Aeff} (kOe)	6	21	33	6	22	33
Largeur de raie à mi-hauteur ΔH (kOe)	< 3	< 3	< 3	< 2,5	< 1,5	< 1,5
Permittivité ϵ_r	13	13	15	17	18	17
Tangente de pertes $\tan \delta$ (10^{-4})	< 10	< 20	< 20	< 10	< 8	< 10
Champ coercitif H_c (Oe)	70	2800	3000	50	3000	3000

Ce tableau illustre la nécessité de développer de nouveau matériau hexaferrite possédant des caractéristiques magnétiques optimales notamment en termes de pertes. En effet, la largeur de raie de résonance gyromagnétique, ΔH , traduisant les pertes du matériau (Figure I-13) est très large. Cependant, les nouvelles études sont encourageantes. En effet, il est possible de trouver des matériaux plus faibles pertes [V-2].

Connaissant les matériaux pouvant être intégrés dans un dispositif non-réciproque à ferrite, il reste à savoir quels phénomènes physiques apparaissent dans la structure pour que cette dernière puisse réaliser des fonctions d'isolation ou de duplexage. Dans cette optique, un descriptif des différentes propriétés des matériaux utilisés dans les dispositifs micro-ondes est présenté ci-après.

V.1.2. Propriétés statiques – phénomène d'hystérésis [V-3]

Les matériaux précédemment cités peuvent être soit monocristallins, soit polycristallins. Néanmoins, pour respecter les contraintes de coût de fabrication, et bien que les ferrites monocristallins présentent des propriétés magnétiques supérieures aux matériaux polycristallins, il est préférable d'utiliser les ferrites sous forme polycristalline pour la réalisation de dispositifs micro-ondes à faibles coûts.

La matière ferrimagnétique polycristalline à l'état désaimantée est divisée en domaines magnétiques (domaines de Weiss) et en grains (cristallites). En pratique nous avons donc deux situations possibles : ou chaque grain contient un grand nombre de domaines, c'est en général le cas des ferrites, ou les domaines sont plus gros, voire beaucoup plus gros que les grains. C'est le cas des alliages métalliques doux cristallisés.

Dans le cas des ferrites, les domaines s'arrangent spontanément les uns par rapport aux autres afin de rendre minimale l'énergie interne du matériau. Entre les domaines existent des zones de séparation appelées parois de Bloch, comprenant un certain nombre de plans atomiques, dans lesquelles l'orientation des moments passe progressivement de celle d'un domaine à celle d'un autre (Figure V-1).

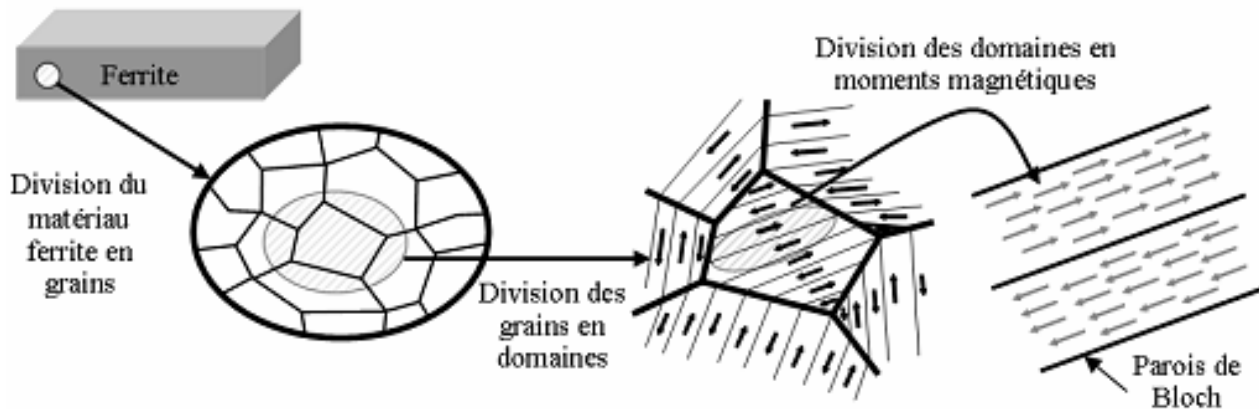


Figure V-1: Le matériau ferrite : du macroscopique à l'infiniment petit.

Dans un matériau ferrite polycristallin la distribution des grains est aléatoire : il présente des propriétés magnétiques macroscopiquement isotropes. Ainsi, lorsqu'aucune commande extérieure ne vient désorganiser la matière ferrimagnétique, l'aimantation macroscopique du matériau est nulle. Cependant, l'application d'un champ magnétique statique sur le matériau agit sur les moments magnétiques de chaque domaine qui s'écartent de leur position d'équilibre initiale afin de se rapprocher de la direction du champ de polarisation. Ainsi, les domaines dont l'aimantation est orientée dans une direction favorable, se rapprochant de celle du champ statique de polarisation, augmentent de volume au détriment des autres. Sous l'influence d'un champ magnétique croissant, H_0 , le processus d'aimantation initial dominant a lieu par déplacement des parois, ce qui entraîne un grossissement des domaines énergiquement favorisés et la disparition progressive des autres.

Deux phénomènes d'aimantation peuvent apparaître dans un matériau ferrimagnétique. Le premier mécanisme, le déplacement des parois, apparaît lorsqu'on aimante un matériau ferrite. Dans ce cas un domaine est privilégié par rapport à l'autre; en effet pour les matériaux ferrite les moments magnétiques de deux domaines adjacents sont orientés de façon antiparallèle cela signifie que dans le premier domaine les moments magnétiques sont orientés dans le sens du champ et dans le second en sens inverse. Le domaine dont les moments sont orientés dans le sens du champ va donc grossir au détriment de l'autre par déplacement de la paroi qui sépare les deux domaines (Figure V-2).

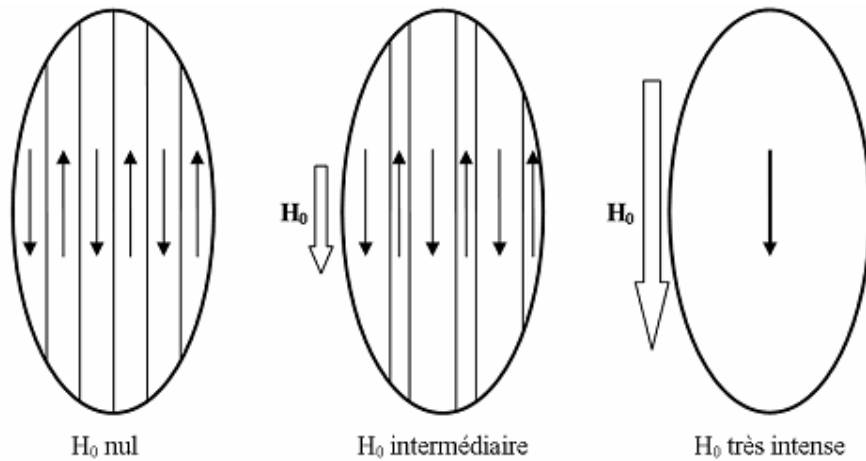


Figure V-2: : Aimantation d'un cristal uniaxe par déplacements de parois.

Le deuxième mécanisme qu'il faut prendre en compte est la rotation, avec basculement possible, des moments magnétiques qui, lors du processus d'aimantation, viennent s'aligner progressivement, par basculement, dans la direction du champ extérieur (Figure V-3).

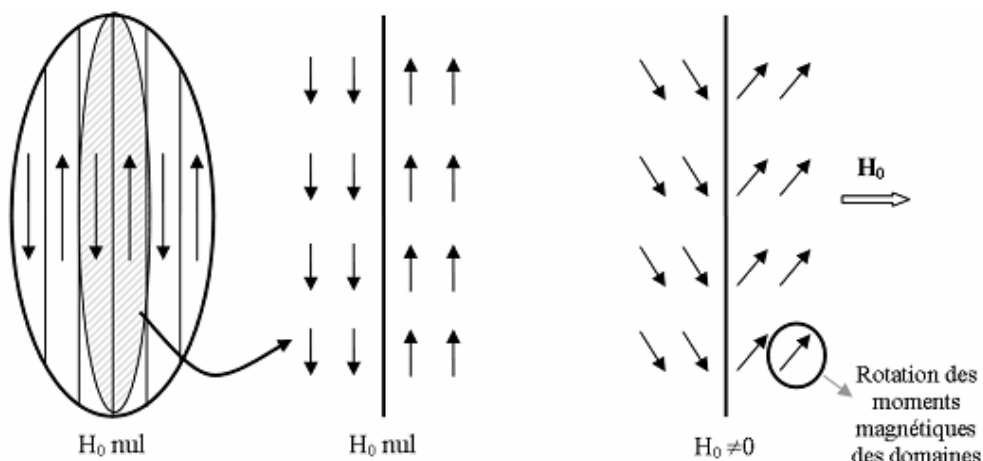


Figure V-3: : Rotation des moments magnétiques sous l'application d'un champ.

Considérons à présent l'exemple des ferrites durs (hexaferrite), possédant une aimantation uniaxiale suivant l'axe sénnaire c ; lorsque cette direction de l'axe sénnaire c est parallèle au champ statique appliqué H_0 , les deux phénomènes d'aimantation sont à prendre en considération, à savoir : le mécanisme de déplacement des parois et le mécanisme de rotation des moments. Par contre, lorsque cette axe sénnaire c est perpendiculaire au champ appliqué sur le matériau un seul phénomène est à prendre en compte, à savoir : le mécanisme de rotation des moments lors du processus d'aimantation. Dans ce cas, il n'y a pas de déplacement de parois puisque aucun domaine n'est privilégié.

L'application d'un champ statique sur un matériau magnétique modifie donc la répartition des domaines magnétique à partir des deux mécanismes cités précédemment. L'accroissement de l'intensité du champ extérieur provoque une augmentation de l'aimantation macroscopique du matériau entraînant une disparition progressive des différents domaines. Pour un champ appliqué très intense, il ne reste qu'un seul domaine dans lequel les moments magnétiques sont presque tous alignés selon H_0 et dont l'aimantation est appelée aimantation à saturation. Ces différents mécanismes permettent de décrire la courbe de première aimantation du matériau (Figure V-4(a)). Une fois la saturation atteinte, et du à l'irréversibilité des mécanismes d'aimantation, on ne peut plus revenir au point de départ. Lorsqu'un champ d'intensité et de sens variables de valeurs extrêmes $-H_m$, $+H_m$, est appliqué sur la structure, l'aimantation du matériau décrit donc une courbe fermée : le cycle d'hystérésis (Figure V-4 (b)).

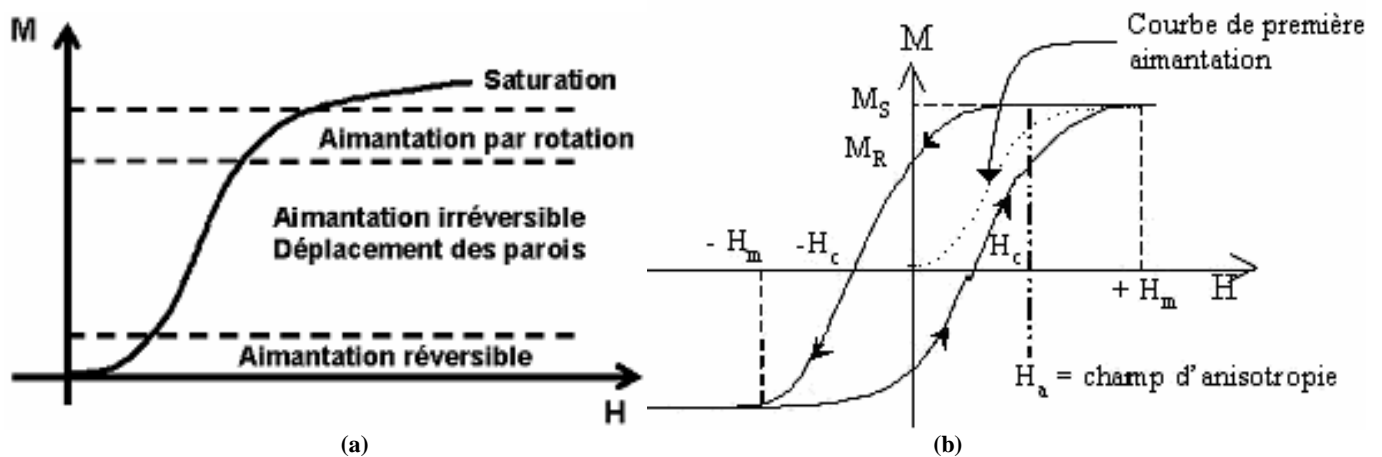


Figure V-4: (a) Courbe de première aimantation et (b) Cycle d'hystérésis d'un matériau aimanté.

Par définition, le cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique est le tracé de l'induction, B , en fonction du champ extérieur appliqué, H :

$$B = \mu_0 (H_0 + M) = \mu_0 (1 + \chi)H = \mu H$$

Eq. V-1

Souvent il suffit de représenter M en fonction de H .

Lorsque l'intensité du champ appliqué sur le matériau décroît jusqu'à s'annuler, l'aimantation diminue pour atteindre une valeur appelée aimantation rémanente qui n'est pas celle de son état initial ($M = 0$ pour un ferrite polycristallin totalement désaimanté).

Pour un matériau polycristallin non orienté, l'hystérésis a la même forme quelque soit la direction du champ extérieur. Cela est dû à la répartition isotrope des particules dans le matériau. On note alors une aimantation rémanente égale à environ la moitié de l'aimantation à saturation. Cependant, lorsque le matériau est préorienté le cycle d'hystérésis est différent selon la direction du champ appliqué sur la structure.

Les hexaferrites monocristallins sont des matières premières de grande pureté. Leurs propriétés magnétiques sont supérieures aux matériaux polycristallins. Cependant, leur fabrication est beaucoup plus onéreuse que celle des matériaux polycristallins. Or, la conception de dispositifs hyperfréquence exige une réalisation faibles coûts, en particulier pour le marché grand public. Il est donc préférable d'employer des hexaferrites polycristallins dans les structures de duplexage. De plus, il est essentiel de prendre en compte les phénomènes d'hystérésis dans notre A.E.M. pour obtenir une réponse rigoureuse du dispositif étudié si on souhaite travailler à la rémanence pour éviter la présence dans le circuit d'un aimant permanent. Reste désormais à prendre en compte ce phénomène dans notre A.E.M.

V.2. Prise en compte des phénomènes d'hystérésis

V.2.1. Modification de l'A.E.M.

Dans l'A.E.M. conventionnelle de Bosma [V-4] les formulations de Polders sont utilisées pour décrire le tenseur de perméabilité du ferrite. L'intégration de matériaux hexaferrites polycristallins auto-polarisés ne permet plus l'utilisation de ce tenseur. Pour une distribution isotrope des grains à l'intérieur d'un milieu polycristallin l'aimantation réduite du matériau est égale à 0,5 dans l'approche proposé par Stoner et Wohlfarth [V-5]. Si les hexaferrites sont orientés magnétiquement durant leur processus de fabrication, la distribution des axes de facile aimantation devient anisotrope ($M_r / M_s > 0,5$). Dans les deux cas le matériau n'est plus saturé. Si l'on souhaite prédire les propriétés électromagnétiques du matériau hexaferrite à la rémanence une formulation du tenseur de perméabilité différente de celle de Polder doit être appliquée. Le modèle de perméabilité utilisé ici donne le comportement dynamique des hexaferrites polycristallins quelque soit leur état d'aimantation. Il prend en compte les interactions dynamiques entre les domaines magnétiques adjacents du matériau en considérant les effets démagnétisants dynamiques apparaissant entre les domaines et les grains du milieu partiellement aimanté [V-6]-[V-7]. Les phénomènes d'hystérésis sont aussi considérés dans le processus d'aimantation à travers la loi d'aimantation de Stoner et Wohlfarth appliquée au cas de particules uniaxiales [V-5].

La non-uniformité du champ interne du matériau hexaferrite ainsi que la non-saturation de ce matériau, s'applique au cas des circulateurs auto polarisés. L'utilisation de l'A.E.M. proposé dans le chapitre III de ce mémoire est donc justifiée. Ainsi, pour obtenir un calcul rigoureux des paramètres-S du

circulateur à jonction-Y à base d'hexaferrite polycristallin auto polarisé, il faut considérer une variation spatiale du champ statique interne ainsi que les composantes du tenseur de perméabilité relatif au champ statique qui règne réellement dans les différentes zones du ferrite. La variation du champ interne est prise en compte en découpant le disque d'hexaferrite en anneaux. Chaque anneau est caractérisé par son propre champ local uniforme et son propre tenseur local de perméabilité, ce tenseur local tenant compte des propriétés magnétiques des hexaferrites polycristallins auto-polarisés.

Afin de considérer le phénomène d'hystérésis dans le processus d'aimantation, le modèle proposé par Stoner et Wohlfarth [V-5] est introduit dans notre code de calcul. Cette approche, basée sur le principe de minimisation de l'énergie interne d'une particule magnétique monodomaine, ellipsoïdale et d'anisotropie uniaxiale, permet de tenir compte de la rotation des moments magnétiques, par rapport à leur axe de facile aimantation, lorsque ces derniers sont soumis à un champ extérieur (Figure V-5).

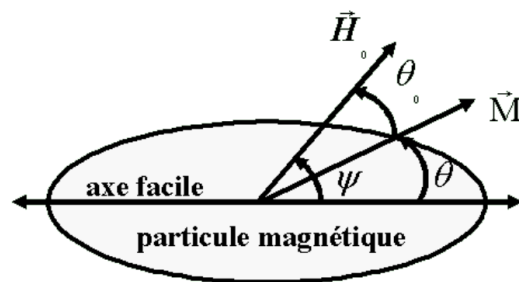


Figure V-5: Orientation de l'aimantation à l'intérieur d'une particule monodomaine, d'anisotropie uniaxe.

Lorsqu'aucun champ extérieur n'est appliqué sur la structure, l'aimantation à saturation d'une particule est constante et dirigée suivant l'axe de facile aimantation des moments magnétiques. Cependant, l'application d'un champ sur le matériau tend à éloigner l'aimantation de cette orientation privilégiée en la rapprochant de la direction du champ statique extérieur (Figure V-5). L'expression résultante est donnée par l'équation suivante :

$$M = M_S \cdot \cos(\psi - \theta) = M_S \cdot \cos(\theta_0)$$

Eq. V-2

Or, l'aimantation de la particule monodomaine s'oriente dans la direction où son énergie interne sera minimum. Il faut donc considérer l'énergie due à la rotation de l'aimantation afin de déterminer l'état d'équilibre de la particule lorsque cette dernière est soumise à un champ extérieur. Cette énergie vaut :

$$E(H_0, \psi) = K \cdot \sin 2\theta - \mu_0 M_S H_0 \cdot \cos \theta_0$$

Eq. V-3

Dans cette expression, l'énergie d'anisotropie est prise en compte grâce au terme K du second membre de l'égalité. L'introduction de l'expression du champ d'anisotropie permet de réécrire cette expression sous forme réduite.

$$e(h_0, \psi) = \frac{E(H_0, \psi)}{K} = \sin 2\theta - 2h_0 \cos \theta_0 \text{ avec } h_0 = H_0 / H_a \text{ et } H_a = \frac{2K}{\mu_0 M_S}$$

Eq. V-4

Ainsi, de la minimisation de l'énergie interne réduite de la particule sont déduites les positions d'équilibre des moments magnétiques. L'intensité et la direction du champ statique appliqué sur la structure monodomaine influent sur ces minima d'énergie qui vérifient les eux équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial e}{\partial \theta} = \sin 2\theta - 2h_0 \sin \theta_0 = 0 \\ \frac{\partial^2 e}{\partial \theta^2} = \cos 2\theta + h_0 \cos \theta_0 \geq 0 \end{cases}$$

Eq. V-5

L'insertion de ces équations dans le calcul des composantes tensorielles du tenseur de perméabilité apparaissant dans notre programme, autorise l'obtention de la réponse rigoureuse d'un circulateur à base d'hexaferrite polycristallin possédant une orientation isotrope de ces particules.

Avant de nous intéresser à la réponse du dispositif, une comparaison de l'évolution en fréquence des composantes des deux tenseurs de perméabilité utilisés (tenseur de Polder [V-8] et le tenseur du LEST [V-6]) est présentée.

V.2.2. Confrontation des spectres associés aux différents tenseurs

Les composantes du tenseur de Polder sont fréquemment employées pour modéliser les dispositifs passifs non-réciproques. Dans ce cas, le matériau magnétique est composé d'un seul domaine magnétique dans lequel le champ interne est égal à la somme entre le champ statique de polarisation et le champ démagnétisant. Lorsqu'un matériau à forte anisotropie est utilisé, le champ d'anisotropie ne doit plus être négligé. Ainsi, pour un dispositif fonctionnant à la rémanence et en faisant l'hypothèse que la rémanence est égal à l'aimantation à saturation, le champ interne du matériau hexaferrite s'exprime comme suit:

$$H_i = H_0 + H_A - 4\pi N_z M_s$$

Eq. V-6

où H_i est le champ magnétique statique interne effectif du matériau hexaferrite, H_0 est le champ extérieur, H_A le champ d'anisotropie et M_s l'aimantation à saturation dans l'hexaferrite. Dans le calcul du tenseur de Polder nous avons utilisé l'équation V-6 en remplaçant M_s par M_{net} qui représente l'état d'aimantation du matériau hexaferrite.

Les composantes diagonales et extradiagonales du tenseur de polder simulées pour un matériau hexaferrite possédant les caractéristiques suivantes : $H_A = 19$ kOe, $4\pi M_s = 4300$ G, $H_0 = 0$ Oe, ΔH égal à

900 Oe sont comparées aux composantes issues du tenseur tenant compte des phénomènes d'hystérésis. Les courbes résultantes sont présentées sur la Figure V-6.

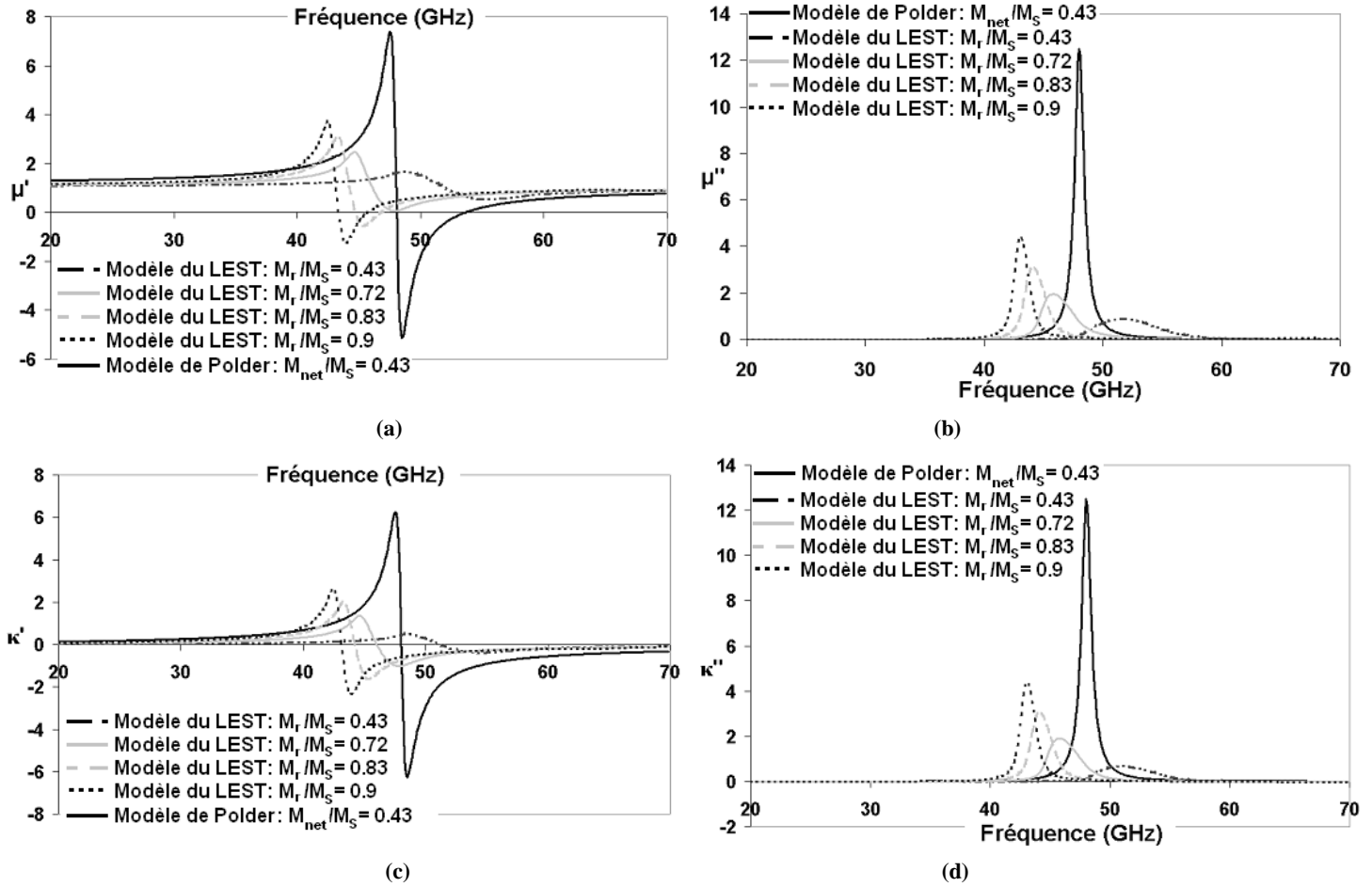


Figure V-6: Comparaison suivant l'état d'aimantation des composantes des tenseurs de Polder et du LEST (a) μ' , (b) μ'' , (c) κ' , (d) κ''

Les spectres de perméabilité (μ' , μ'' , κ' , κ'') issus des deux modèles correspondant à un même état d'aimantation ($M/M_s = 0,43$) sont très différents. Pour cet état d'aimantation, la fréquence de résonance gyromagnétique est plus basse pour les composantes issues du tenseur de Polder ($f_{res} = 48$ GHz) que pour le modèle du LEST ($f_{res} = 50,9$ GHz). Cette différence provient du fait que le tenseur de Polder n'est valable que dans le cas saturé. L'hypothèse exposée dans l'équation V-6 donne une valeur approximative du champ interne et donc de la fréquence de résonance gyromagnétique du matériau magnétique. Ainsi, quelque soit l'état d'aimantation du matériau magnétique nous aurons : $H_{intPolder} < H_{intLEST}$, ce qui entraîne : $f_{resPolder} < f_{resLEST}$.

Sur les spectres obtenus à partir du modèle du LEST, on remarque que la fréquence de résonance diminue et la raie d'absorption est plus étroite lorsque l'aimantation rémanente des matériaux hexaferrite augmente. Quelque soit la valeur de l'aimantation rémanente du matériau, les raies d'absorption issues du modèle du LEST seront toujours plus large et moins intense que celle associées au tenseur de Polder.

L'objet du paragraphe qui suit est d'étudier l'influence des différences observées, selon le modèle retenu, sur les performances du circulateur à jonction-Y auto polarisé.

V.3. Comparaison des réponses des circulateurs

Pour illustrer notre étude, nous présentons différentes réponses de circulateurs obtenues à partir d'une A.E.M. classique utilisant le tenseur de Polder et à partir de notre approche théorique.

Le modèle de Polder utilisé pour déterminer la réponse du circulateur ne tient pas compte du champ effectif local régnant réellement à l'intérieur du matériau. Pour remédier à cela l'expression du champ interne du matériau hexaferrite est abusivement modifiée pour se rapprocher de sa valeur réelle (Eq V-6).

Si le matériau n'est pas au préalable pré-orienté la répartition spatiale des axes de facile aimantation à l'échelle du matériau est isotrope. Si l'on suppose que les domaines magnétiques constituant l'hexaferrite sont uniaxes et sans interactions, l'aimantation rémanente réduite est égale à 0,5 selon le modèle de Stoner et Wohlfarth. Dans ce cas, la densité de répartition des axes de facile aimantation peut être donnée par la loi de distribution isotrope suivante :

$$P(\psi) = \frac{\sin \psi}{2},$$

Eq. V-7

où ψ est l'angle entre l'axe de facile aimantation et une direction d'aimantation privilégiée.

Les circulateurs étudiés fonctionnent à la rémanence : les matériaux hexaferrites polycristallins utilisés doivent être pré-orientés. Lors de leur processus de fabrication un champ statique intense est appliqué sur les matériaux hexaferrites isotropes de façon à orienter leurs axes de facile aimantation à l'intérieur des grains magnétiques suivant une direction particulière. Dans ce cas, les orientations des grains ne sont plus équiprobables. Il faut donc modifier la loi de répartition des populations.

Pour prendre en compte le caractère anisotrope du matériau hexaferrite polycristallin pré-orienté, plusieurs lois de distribution des axes de facile aimantation sont introduites dans le calcul des composantes du tenseur de perméabilité :

$$P(\psi) = B \cdot \sin \psi \cdot e^{-A \sin^2 \psi},$$

Eq. V-8

$$\text{avec } B = \frac{M_r}{M_S} \cdot \frac{A}{(1 - e^{-A})} \quad \text{et} \quad A = \frac{-0.385435 + \sqrt{-2.47588 + \frac{2.62444 * M_r / M_S}{1 - M_r / M_S}}}{0.65611},$$

ou encore :

$$P(\psi) = \frac{C}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\psi}{\sigma}\right)^2} + \frac{C}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\psi - \pi}{\sigma}\right)^2}.$$

Eq. V-9

Ces densités de probabilité des axes de facile aimantation sont de types gaussiennes (Equations V-8 et 9). A et σ sont des paramètres empiriques qui dépendent du caractère anisotrope du matériau hexaferrite, ils traduisent sa "dureté". Plus A et σ augmentent plus l'hexaferrite est dur. La mesure expérimentale de $M(H)$ à l'hystérésimètre permet de déduire la valeur de ces paramètres. Une fois que A et σ sont déterminés, on calcule B et C à partir de la loi statistique de normalisation d'une densité de probabilité (Equation V-10):

$$\int_0^{\pi} P(\psi) d\psi = 1,$$

Eq. V-10

La Figure V-7 présentent différentes lois de répartition des axes faciles obtenues à partir des deux distributions gaussiennes pour différentes valeurs de A , B , C , σ . Ces lois de distribution sont introduites dans notre analyse afin de déterminer le champ interne effectif moyen dans le ferrite.

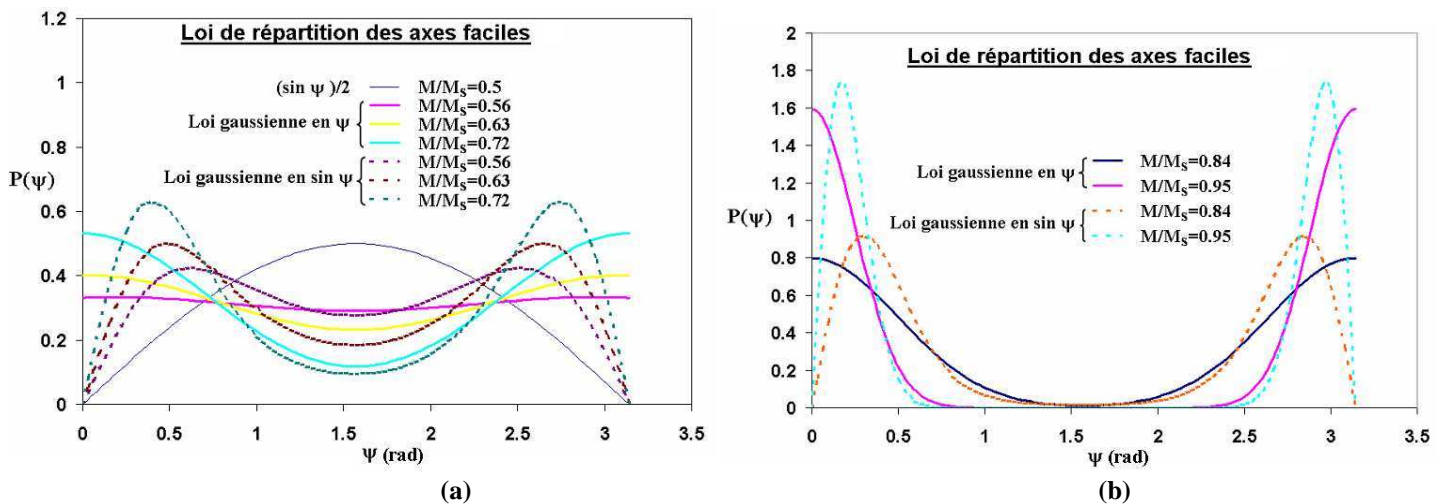


Figure V-7: Lois de répartition pour : (a) $M_r/M_S \leq 0,72$, (b) $M_r/M_S \geq 0,72$.

Le cœur du circulateur étudié est constitué d'hexaferrite de strontium polycristallin, ayant une aimantation à saturation, $4\pi M_s$, de 4300 G, un champ d'anisotropie uniaxiale, H_A , de 19000 Oe une permittivité ϵ_r de 19. Les pertes magnétiques sont caractérisées par un ΔH égal à 900 Oe. Les propriétés magnétiques et diélectriques de ce matériau sont issues de la littérature [V-9]. Le dispositif ne requiert pas de circuit de polarisation, de ce fait le champ externe est nul. Le matériau hexaferrite employé est tout d'abord considéré comme ayant une distribution isotrope des axes de faciles aimantation. Les caractéristiques du dispositif sont données dans le Tableau V-2.

Tableau V-2: Présentation des caractéristiques géométriques du circulateur auto-polarisé.

Caractéristiques géométriques	R (μm)	h (μm)	w (μm)
Circulateur 1	495	125	190

Nous n'avons pas cherché à miniaturiser au maximum ce circulateur: nous voulions plutôt montrer l'importance de la pré-orientation des axes de facile aimantation dans une direction privilégiée à savoir ici la direction normale au plan de l'échantillon magnétique et proposer une A.E.M. permettant de considérer ce caractère particulier des hexaferrites. Les performances simulées des circulateurs à base d'hexaferrite isotropes obtenues à partir de notre approche théorique et à partir de l'approche proposé par Bosma sont présentées sur la Figure V-8.

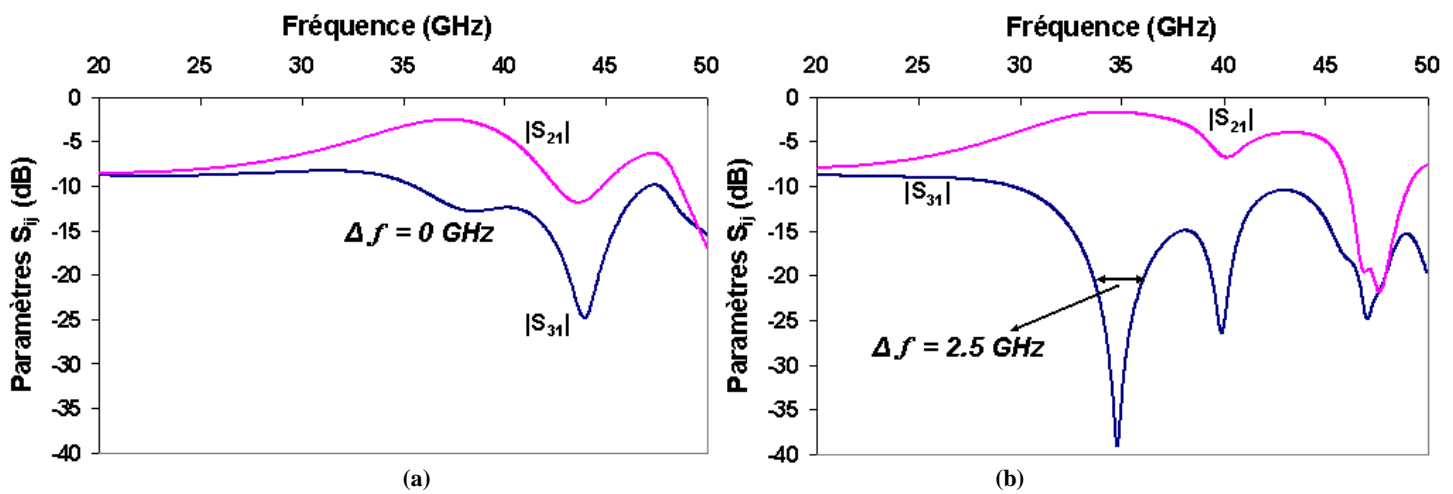


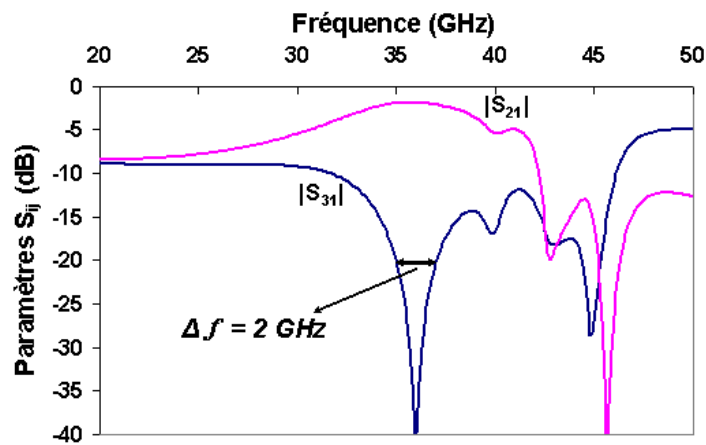
Figure V-8: Réponse du dispositif obtenue: (a) par notre A.E.M. (b) par l' A.E.M de Bosma associée au tenseur de Polder.

On peut noter sur le graphe de la Figure V-8 (a) que la réponse du circulateur n'est pas optimale car nous avons considéré lors des calculs, un hexaferrite polycristallin présentant une distribution isotrope de ses grains magnétiques et donc de ses axes de faciles aimantation. L'aimantation rémanente réduite associée, M/M_S vaut 0,43. Le champ magnétique statique interne du matériau calculé vaut 17700 Oe. A cette réponse est comparée celle obtenue à partir de la théorie de Bosma (Figure V-8(b)) où le matériau est considéré comme étant aimanté à saturation. Dans le calcul du tenseur de Polder l'expression du champ interne de l'équation V-6 est utilisée avec $M_{net} / M_S = 0,43$. La réponse du dispositif associée à l'utilisation du tenseur de Polder présente de meilleures performances. Cependant, cette réponse n'est pas réaliste car le ferrite n'est pas utilisé à la saturation mais à la rémanence.

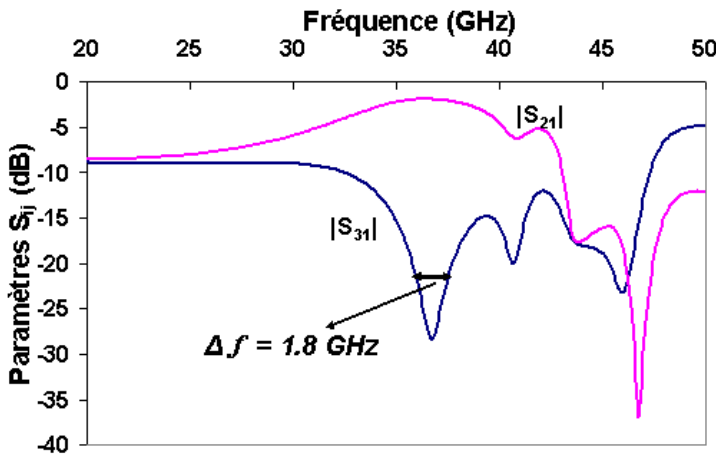
Le matériau est constitué de domaines plus ou moins bien orientés suivant une direction privilégiée correspondant à la direction du champ de polarisation appliqué sur le matériau lors de sa phase de fabrication. Les performances du circulateur à jonction-Y sont différentes si les axes de facile aimantation ne sont pas orientés préférentiellement dans la direction du champ de polarisation. Lorsque le matériau est

saturé, les résultats obtenus sont similaires à ceux obtenus dans le cas du modèle de Polder "modifié" (Figure V-8(b), Figure V-9 (a)).

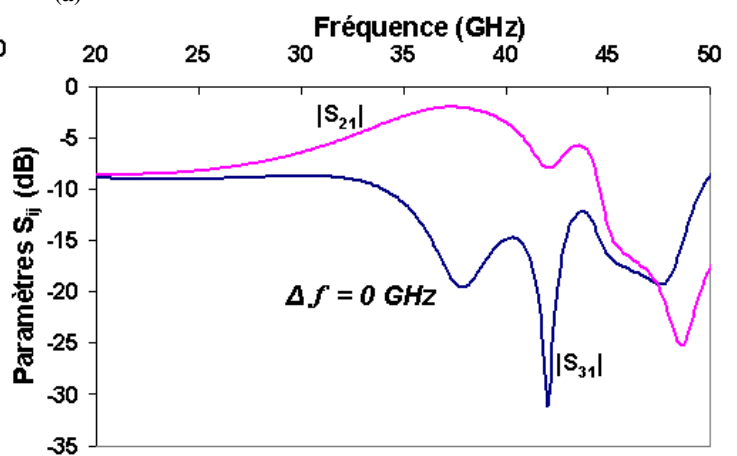
Ces performances se dégradent dès lors que l'aimantation rémanente réduite décroît. Sur la Figure V-9, pour une aimantation rémanente réduite de 0,83 montre que le signal est plus faible tandis que les performances du dispositif pour un $M_r/M_s = 0,72$ ne sont plus exploitables puisque la bande passante est fixée comme étant à -20 dB. Il est donc très important de pouvoir tenir compte de la pré-orientation des particules dans l'analyse théorique.



(a)



(b)



(c)

Figure V-9 : Réponses du circulateur à base d'hexaferrite pour différents états d'aimantation obtenues à partir de notre A.E.M.: (a) $M_r/M_s=0,94$, (a) $M_r/M_s=0,83$, (a) $M_r/M_s=0,72$.

Les performances obtenues à partir des deux approches et pour différents états d'aimantation sont présentées dans le Tableau V-3.

Tableau V-3: Performances comparées après insertion des divers matériaux diélectriques dans le circulateur

Circulateur 1	Tenseur de Polder	Tenseur du LEST			
M/M _S	0,5	0,5	0,72	0,83	0,94
Bande passante (GHz)	2,5	0	0	1,8	0
Isolation Maximum (dB)	39	12,3	19,6	28,4	40,2
Pertes d'insertion (dB)	< 1,7	> 2,5	> 2,1	< 2	< 2
Fréquence de travail (GHz)	34,8	37,4	37,8	36,7	36

Dans un deuxième temps un autre circulateur a été conçu (Tableau V-4). L'intérêt de ce dispositif est qu'il présente en théorie de bonnes performances pour un état d'aimantation autre que l'état saturé.

Tableau V-4: Caractéristiques magnétiques et géométriques du second circulateur.

Matériau magnétique	4πM _S (G)	ΔH (Oe)	ΔH _{eff} (Oe)	Permittivité ε _r	Tanδ (10 ⁻⁴)
Strontium [V-10]	3900	900	?	22	10
Caractéristiques géométriques	R (μm)	h (μm)	w (μm)		
Circulateur 2	500	254	165		

La Figure V-10 illustre les performances du circulateur obtenues à partir de l'A.E.M. utilisant une expression approximative du champ dans le tenseur de Polder et à partir de notre analyse. Notre A.E.M. permet de prédire une orientation réaliste des moments dans le ferrite via le calcul du champ interne effectif local associé à la loi de distribution statistiques des axes du milieu préorienté.

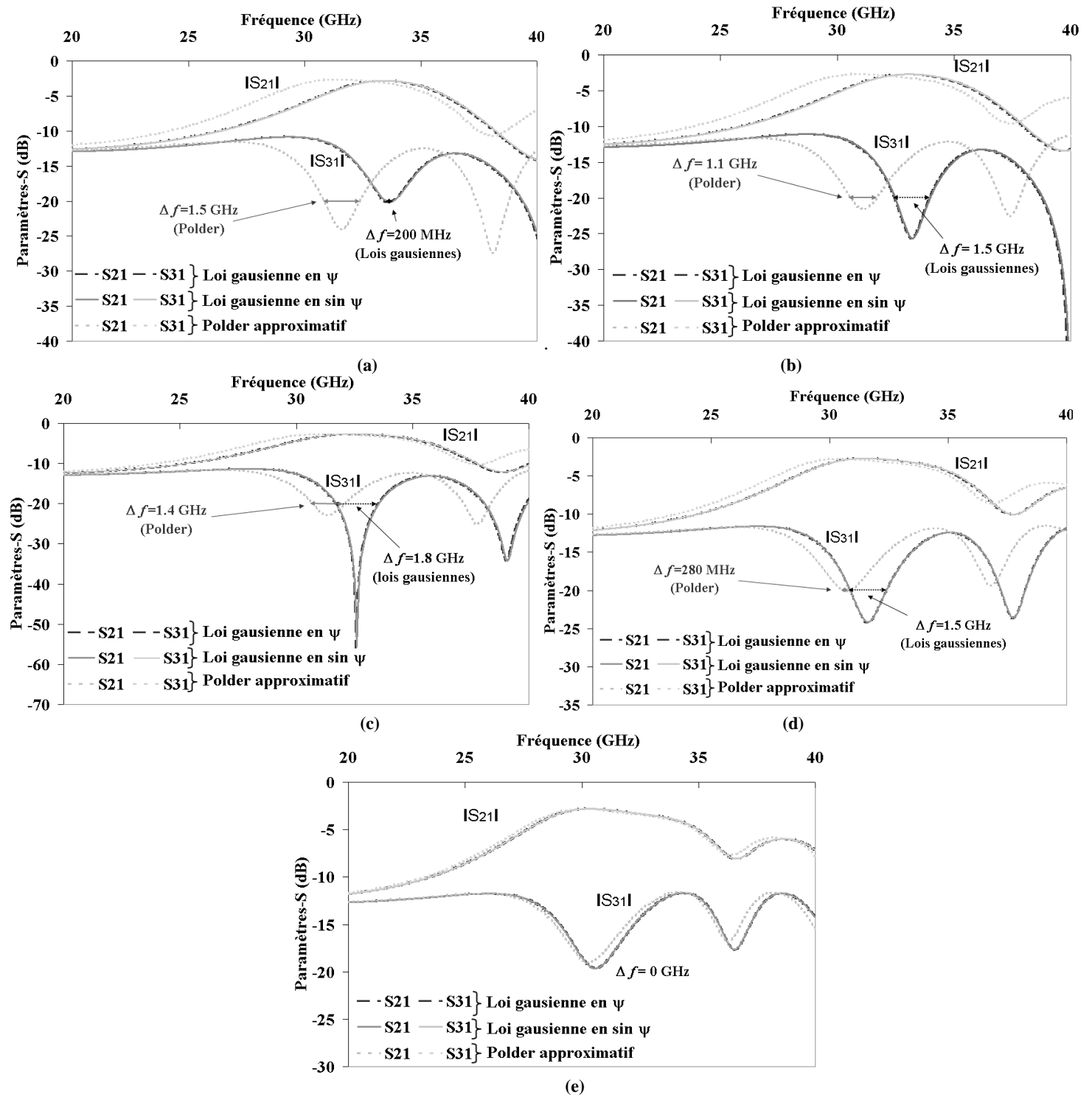


Figure V-10: Réponses du deuxième circulateur à base d'hexaferrite pour différents états d'aimantation obtenues à partir de notre A.E.M. : (a) $M_r/M_s = 0,56$, (b) $M_r/M_s = 0,63$, (c) $M_r/M_s = 0,71$, (d) $M_r/M_s = 0,84$, (e) $M_r/M_s = 0,95$.

L'examen des réponses du circulateur prédites par notre approche montre des performances identiques selon la loi de distribution retenue pour décrire la pré-orientation des axes faciles. Par contre, pour un même état d'aimantation du matériau hexaferrite auto-polarisé et selon le tenseur utilisé dans l'A.E.M. du dispositif, les réponses du circulateur sont différentes.

Lorsque l'aimantation rémanente augmente pour tendre vers la saturation ($M_r/M_s \rightarrow 1$), les deux approches convergent (Figure V-10 (e)).

La fréquence de fonctionnement du dispositif diminue au fur et à mesure que le matériau s'approche de la saturation (Tableau V-5). Le champ interne du matériau est fonction, entre autre, du champ d'anisotropie et du champ démagnétisant apparaissant dans le matériau hexaferrite. Or, l'intensité du champ démagnétisant diminue en valeur absolue lorsque l'aimantation réduite diminue. Cette baisse de l'amplitude du champ démagnétisant implique une augmentation du champ interne du matériau hexaferrite et par conséquent une élévation de la fréquence de fonctionnement de résonance du matériau. Ainsi, plus le matériau sera proche de la saturation plus le dispositif fonctionnera à fréquence plus basses.

Tableau V-5: Performances du circulateur pour divers état d'aimantation.

Circulateur 2	Tenseur de perméabilité du LEST				
	M/M _s	0,56	0,63	0,71	0,84
Bande passante Δf à -20 dB (GHz)	0,2	1,5	1,8	1,5	0
Isolation Maximum (dB)	20,2	25,5	50	24,1	19,7
Pertes d'insertion (dB)	> 2	> 2	> 2	> 2	> 2
Fréquence de travail (GHz)	33,6	33,2	32,8	31,6	30,6
	Tenseur de perméabilité de Polder modifié				
M/M _s	0,56	0,63	0,71	0,84	0,91
Bande passante Δf à -20 dB (GHz)	1,5	1,1	1,4	0,28	0
Isolation Maximum (dB)	24,1	21	23	20,1	19
Pertes d'insertion (dB)	> 2	> 2	> 2	> 2	> 2
Fréquence de travail (GHz)	31,6	31,3	31	30,8	30,3

Les performances du dispositif obtenues à partir de notre approche théorique sont optimales pour un matériau hexaferrite d'aimantation rémanente réduite égale à 0,71 (Figure V-10 (c)). Elles sont éloignées de celles données par l'A.E.M. utilisant le tenseur de Polder qui pourtant est employé dans les A.E.M. que l'on trouve dans la littérature et dans les simulateurs électromagnétiques commerciaux (Tableau V-6).

Tableau V-6: Performances du dispositif lorsque le matériau possède une aimantation rémanente réduite égale à $M_r/M_s=0,71$.

	Δf à - 20 dB	Isolation minimum	Pertes d'insertion maximum	Fréquence de fonctionnement
Notre approche théorique	1,82 GHz	55 dB	2,5 dB	32,8 GHz
Tenseur de Polder modifié	1,4 GHz	23 dB	2,5 dB	31,3 GHz

L'intérêt d'obtenir une réponse optimale du dispositif lorsque le matériau possède une aimantation rémanente réduite, réside dans le fait qu'un champ statique moins intense sera nécessaire pour aligner les axes de facile aimantation suivant une direction privilégiée durant le processus de fabrication du matériau hexaferrite.

En outre, l'obtention d'aimantations rémanentes élevées dans une direction perpendiculaire au plan des échantillons de forme planaire, est délicate en pratique en raison des champs démagnétisants intenses qui contrecarrent l'effet du champ extérieur. Jusqu'à présent le champ interne du matériau a été considéré comme étant uniforme ce qui n'est pas le cas en pratique l'échantillon magnétique étant usiné sous forme de disque ou de plaquette. Il est important d'évaluer l'influence de cette non-uniformité du champ interne sur la réponse de ces circulateurs.

V.4. Prise en compte de la non-uniformité des champs démagnétisants

Jusqu'à présent le champ était considéré comme étant uniforme et le coefficient de champ démagnétisant était fixé à 1. C'est-à-dire que le disque d'hexaferrite était considéré comme étant un film mince et le champ démagnétisant est constant et d'intensité - 3900 Oe.

Dans le chapitre II, nous avons donné les expressions des coefficients démagnétisant souvent employés dans les A.E.M. permettant l'obtention d'une réponse approximative du circulateur (Eq. II-4 (b)). Un des coefficient démagnétisant est constant mais il tient compte de l'épaisseur, h , du disque de ferrite et du diamètre, ϕ de ce dernier. A partir de la géométrie du disque d'hexaferrite, h égal à 254 microns et R égal à 508 microns, on détermine la valeur du coefficient de champs démagnétisants suivant z ($N_z = 0,78$). Cette valeur correspond au coefficient de champ démagnétisant au centre du disque de ferrite [V-11].

La géométrie planaire des circuits auto-polarisés laisse supposer que des champs démagnétisants non-uniformes apparaîtront dans l'échantillon magnétique. Ces champs seront d'autant plus importants que l'on se rapprochera des bords de l'échantillon. Les résultats de Joseph et Schloemann ($q = h/R = 0,5$) nous permettent d'exprimer la variation spatiale, dans le plan de l'échantillon, du coefficient de champs démagnétisants suivant z :

$$N_z(r,0) = (N_{z\text{centre}} - N_{z\text{bords}}) \left[1 - (r/R)^\alpha \right] + N_{z\text{bords}}$$

Eq. V-11

où $N_{z_{centre}}$, $N_{z_{bords}}$, et α prennent respectivement les valeurs 0,78, 0,65 et 3.

A partir de ces différents coefficients et de notre approche théorique le champ démagnétisant et le champ interne peuvent être déterminés.

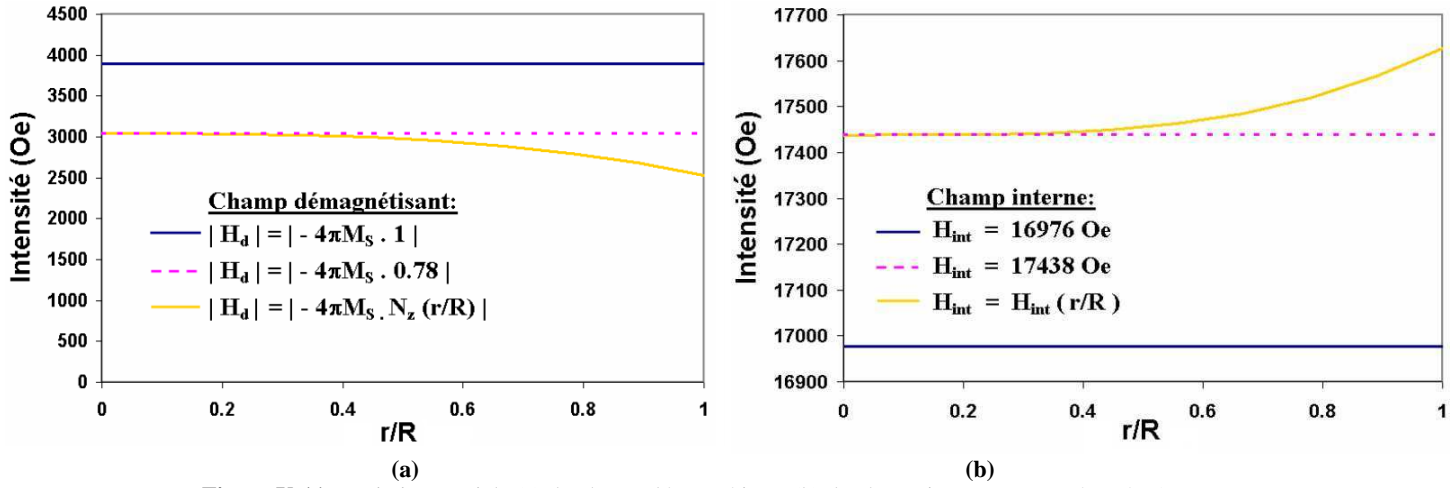


Figure V-11: Variation spatiale (a) du champ démagnétisant (b) du champ interne pour $M_r/M_s=0,71$.

Connaissant la variation spatiale du champ interne du matériau l'évolution en fréquence des paramètres de répartition du dispositif peut être déterminée pour un état d'aimantation M_r/M_s de 0,71.

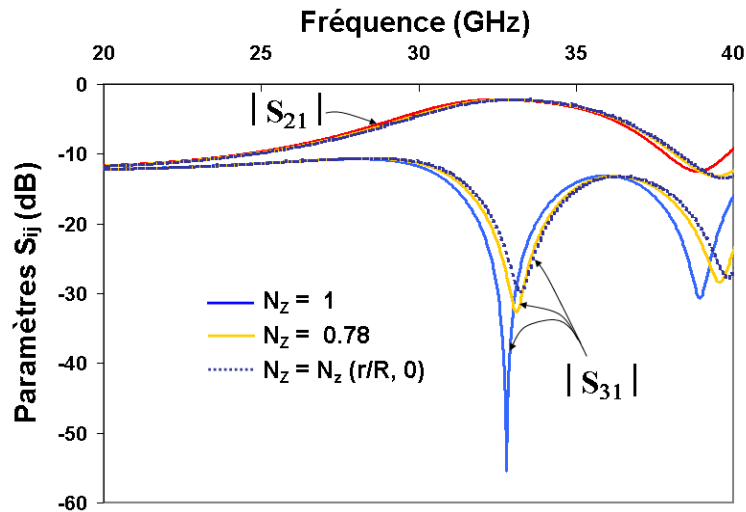


Figure V-12: Influence du coefficient démagnétisant N_z sur les performances du circulateur ($M_r/M_s = 0,71$).

La Figure V-12 montre l'influence du champ démagnétisant sur les réponses de circulateur simulées à partir de notre A.E.M. Les performances associées aux différents coefficients de champ démagnétisant insérés dans notre A.E.M. sont présentés dans le tableau suivant.

Tableau V-7: Performances du dispositif lorsque le matériau possède une aimantation rémanente réduite M_r/M_s égale à 0,71

Réponses simulées à partir de notre A.E.M.	Δf à -20 dB	Isolation minimum	Pertes d'insertion maximum	Fréquence de fonctionnement
--	---------------------	-------------------	----------------------------	-----------------------------

$N_z = 1$	1,82 GHz	55 dB	2,5 dB	32,8 GHz
$N_z = 0,78$	1,79 GHz	32,8 dB	2,5 dB	33,1 GHz
$N_z = N_z(r/R, 0)$	1,69 GHz	29,8 dB	2,5 dB	33,2 GHz

La prise en compte de la non-uniformité du champ modifie quelque peu la réponse du dispositif. Un décalage en fréquence est observé et cela du au fait que l'onde se propageant dans le matériau auto-polarisé voit différentes intensités du champ interne.

Outre l'augmentation de la fréquence de fonctionnement du dispositif, on observe une dégradation de l'isolation et la bande passante du dispositif entre les cas non réalistes d'un coefficient démagnétisant constant et d'une variation spatiale de ce dernier.

Il est donc essentiel de prendre en compte cette variation spatiale du champ démagnétisant dans la modélisation des circulateurs auto-polarisés afin de prédire plus rigoureusement leurs réponses.

La réponse du dispositif n'est pas altérée par des coupures de bandes dues à la non-uniformité du champ interne. En effet, les fréquences singulières impliquant les pics indésirables se situent bien au dessus de la gamme de fréquence utilisable du dispositif centrée à 32,8 GHz.

Cette conclusion était prévisible. En effet les limites des gammes de fréquences interdites sont données par les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_1(i) = \gamma \left\{ H_i(i) \left[H_i(i) + 4\pi \frac{M_r}{M_S} \cdot M_S \right] \right\}^{1/2} \\ f_2(i) = \gamma \left[H_i(i) + 4\pi \frac{M_r}{M_S} \cdot M_S \right] \end{array} \right.$$

Eq. V-12

Connaissant le coefficient de champ démagnétisant $N_z(i)$, l'état d'aimantation M_r / M_S ainsi que l'aimantation à saturation $4\pi M_S$ du matériau, on détermine la variation spatiale du champ interne dans le matériau $H_{int}(i)$ et les intervalles de fréquence singulières. Les singularités se situent donc au dessus de 49 GHz.

Pour les circulateurs fonctionnant dans les bandes K et Ka, les réductions de bande apparaîtront dans la réponse du dispositif bien au dessus de la fréquence de fonctionnement du dispositif et ne perturbent pas la réponse du circulateur.

Une autre observation peut être faite sur les circulateurs à base d'hexaferrite auto-polarisés. En effet, la fréquence de résonance des matériaux employés dans ces dispositifs est supérieure à la fréquence de fonctionnement ainsi à partir des observations faites par Riblet [V-12] l'utilisation de stubs CO en dérivation sur la piste métallique centrale devrait permettre dans ce cas d'élargir la bande passante du dispositif. Cependant pour pouvoir le vérifier il faudrait que notre A.E.M. soit élargi aux cas des circulateurs à 6 ports.

V.5. Conclusion du chapitre V

Dans cette étude, nous avons montré la nécessité d'introduire dans le calcul des paramètres-S du circulateur, un tenseur de perméabilité plus général que celui proposé par Polder valable uniquement à la saturation : cela nous permet d'obtenir une réponse plus rigoureuse du dispositif. Ce tenseur substitué au tenseur de Polder permet de prendre en compte une distribution des particules autour d'une direction privilégiée et donc de traiter le cas des hexaferrites polycristallins magnétiquement pré-orientés utilisés à la rémanence. Dans ce cas, les performances du circulateur à jonction-Y prédites par notre approche plus précise sont éloignées de celles données par le tenseur de Polder utilisé jusqu'ici dans la littérature et dans les simulateurs électromagnétiques commerciaux. L'outil théorique que nous proposons permet d'envisager l'optimisation des caractéristiques électromagnétiques et géométriques des circulateurs auto polarisés à base d'hexaferrite qui devront être mis en œuvre pour les applications du domaine millimétrique.

Bibliographie du chapitre V :

- [V-1] Informations disponibles à l'adresse internet suivante :
<http://www.domen.ru/products/02/02c.htm>
- [V-2] Vittoria, "", MMM/Intermag, janv 2007.
- [V-3] E. du Tremolet de Lacheisserie, "Magnétisme I- Fondements", EDP Sciences, janv.2001
- [V-4] H.Bosma. "On the principle of Stripline Circulation", Proc. IEEE, Vol. 109, pp. 137-146, Jan. 1962.
- [V-5] E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth, "A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys", *IEEE Trans. Magnetic*, vol. 27, no 7, pp 3475, 1948.
- [V-6] K. Berthou-Pichavant, "*Contribution à la modélisation des matériaux magnétiques hétérogènes : Applications aux ferrites non-saturés*", thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 1996
- [V-7] P. Gelin, P. Quéffélec, and F. Le Pennec, "Effect of domain and grain shapes on the dynamic behavior of polycrystalline ferrites. Application to the initial permeability," *J. Appl. Phys.* 28, 053906 (2005).
- [V-8] D. Polder, "On the theory of ferromagnetic resonance", *Philos. Mag.*, vol. 40, pp 99, Jan. 1949.
- [V-9] Ping Shi, H. How, Xu Zuo, S.D. Yoon, S.A. Oliver, C. Vittoria, , "MMIC Circulators Using Hexaferrites", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. 37, no 4, pp 2389-2391, July 2001.
- [V-10] Xu Zuo, H. How, S. Somu, C. Vittoria, , "Self-Biased Circulator/Isolator at Millimeter Wavelengths Using Magnetically Oriented Polycrystalline Strontium M-Type Hexaferrite", *IEEE Trans. Magn.*, vol. 39, no 5, pp 3160-3162, Sept. 2003.
- [V-11] R.I. Joseph, E. Schloemann, "Demagnetizing field in nonellipsoidal bodies", *J. Appl. Phys.*, vol. 36, no 5, pp 1579-1593, May 1965.
- [V-12] 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.

CHAPITRE VI

Chapitre VI: Réalisation de circulateurs à jonction-Y en bande X.

A l'aide de notre A.E.M. nous avons constaté que la variation radiale du champ interne polarisé suivant la normale du plan de l'échantillon ferrimagnétique pouvait induire une coupure de bande dans la réponse du dispositif. L'objet de ce chapitre est de valider ces conclusions en nous appuyant sur des résultats expérimentaux en mesurant la réponse de démonstrateurs.

Afin de valider notre approche théorique nous avons fabriqué un circulateur à jonction-Y polarisé non-uniformément et fonctionnant en bande X. Dans ce chapitre, nous présentons les matériaux employés ainsi que la technologie choisie pour la réalisation de ce démonstrateur. Une attention particulière sera portée au dispositif de polarisation.

Puis, une étude comparative des résultats expérimentaux et des résultats théoriques obtenus permettra d'expliquer les phénomènes physiques pouvant apparaître dans ce type de structure. Ainsi, nous pourrions déterminer la validité des outils théoriques à notre disposition et savoir quel outil, entre HFSS et notre approche, est le plus approprié pour modéliser les circulateurs à jonction-Y en technologie microruban polarisé par un seul aimant.

VI.1. Mise en œuvre du circuit d'aimantation

Pour polariser le matériau ferrite inséré dans le dispositif, deux configurations en aimants sont utilisées. Elles vont permettre d'appliquer des champs plus ou moins irréguliers et ainsi montrer l'influence du champ statique de polarisation sur la réponse de dispositif.

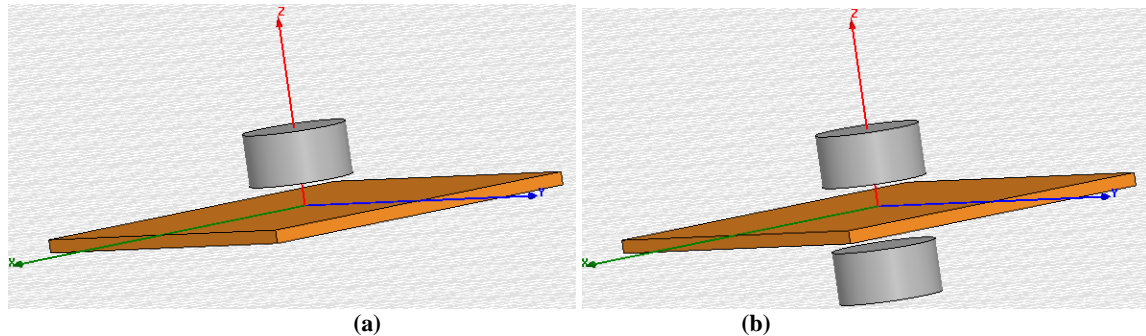


Figure VI-1: Configuration en aimants employées : (a) "non-symétrique" (b) "symétrique".

Dans le cas d'une configuration dite "**symétrique**", deux aimants sont utilisés (Figure VI-1(b)). Ils sont disposés de façon à obtenir une répartition du champ magnétique statique de polarisation qui soit unidirectionnelle et la plus uniforme possible. Cependant, même dans cette configuration l'irrégularité du champ statique de polarisation existe.

L'utilisation d'un seul aimant, correspondant à une configuration dite "**non-symétrique**", répond mieux aux critères de miniaturisation (Figure VI-1(b)). Cependant :

- La variation radiale du champ de polarisation est plus importante.
- L'orientation du champ n'est plus unidirectionnelle, en particulier sur les bords de l'entrefer ou les trois composantes de l'intensité du champ créé par l'aimant suivant sont du même ordre de grandeur.
- L'intensité du champ est plus faible que dans le cas d'une polarisation à deux aimants.

De plus, le champ magnétique au niveau du substrat de ferrite est plus difficile à quantifier par la mesure, d'où l'importance d'utiliser un simulateur magnétostatique (logiciel commercial Maxwell 3D) pour déterminer une carte des champs réalistes.

Le champ statique de polarisation est appliqué uniquement sur la jonction, à la normale du plan du ferrite. Dans la configuration "non-symétrique", il est créé par deux aimants situés de part et d'autre de la jonction tandis que dans la configuration "non-symétrique" l'aimant est placé au dessus ou au dessous de la jonction. Les différents aimants employés sont des Samarium-cobalt ou des Néodyme-Fer-Bore issus du catalogue YX - Magnetics [VI-1].

La position des aimants permanents l'un envers l'autre et par rapport à la jonction s'avère primordial. En effet, un mauvais positionnement va influencer sur les lignes de champs induites par ce système de polarisation entraînant plus de champ de fuite ainsi qu'une non-uniformité des champs (de polarisation et interne au matériau) accrue. La conséquence se traduira par une efficacité moindre du circulateur.

De plus, la variation spatiale du champ créé par les aimants déterminée par le logiciel Maxwell 3D et introduite dans notre AEM ne sera pas représentative de ce qui se passe en réalité, il ne sera pas possible de comparer les résultats théoriques et expérimentaux et donc de valider notre outil.

Le support en aluminium, constitué d'une cale, permet de positionner précisément le circuit par rapport aux connecteurs. Ce support est percé afin de pouvoir y insérer les aimants et polariser les plaquettes de ferrite par dessous. Un système à base de mousse, réalisé au laboratoire, permet de polariser la jonction par le dessus (Figure VI-2). Pour obtenir le champ souhaité, les aimants sont écartés de la plaquette de ferrite suivant l'axe Oz par des rondelles de mousse de différentes épaisseurs ($\epsilon_r = 1,07$). Les épaisseurs de mousse varient entre 0,5 mm et 2,5 mm (Figure VI-2).

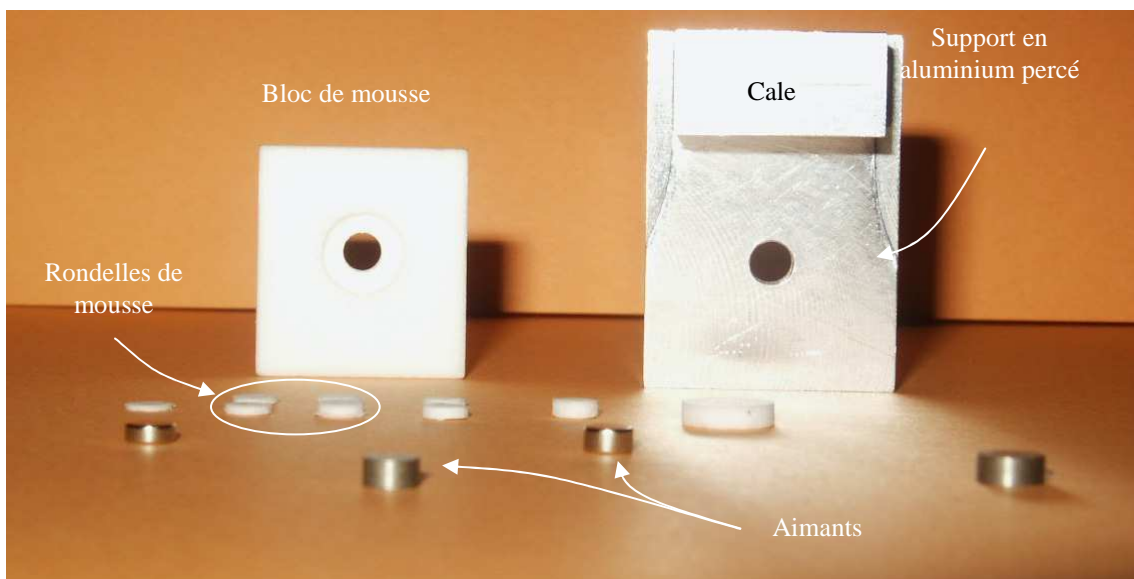


Figure VI-2: Système utilisé pour les configurations "symétrique" et "non-symétrique".

Ces différentes configurations pour le système de polarisation nous permettent de considérer plusieurs variations spatiales du champ interne dans la région de la jonction, de positionner précisément les aimants et ainsi d'évaluer l'influence de la non-uniformité sur la réponse du dispositif.

VI.2. Réalisation du circulateur à jonction-Y

VI.2.1. caractéristiques physiques et géométriques des matériaux employés

Pour remplir leur fonction d'alimentation et de transmission de signaux électriques dans le plan du circuit, les conducteurs doivent remplir plusieurs critères. Ces derniers doivent posséder une bonne conductivité, doivent être stable chimiquement et bon marché. Diverses métallurgies peuvent être employées pour les circulateurs à jonction-Y; ce sont essentiellement le cuivre, l'or et l'argent qui sont utilisés. L'encre conductrice que nous avons choisie pour le motif conducteur (disque central, lignes

d'accès et plan de masse) de notre dispositif est l'or ($\sigma = 4,1 \cdot 10^9$ S/cm). Deux couches d'or sont déposées pour atteindre l'épaisseur souhaitée de 8 microns.

La matière ferrimagnétique employée est un ferrite grenat (Y918) produit par la société commerciale Temex [VI-2], (Tableau VI-1). Le choix de ce matériau est guidé essentiellement par la fréquence de fonctionnement du circulateur et du champ statique de polarisation appliqué sur ce dernier. En effet, pour un fonctionnement du dispositif en bande X il est préférable d'utiliser un matériau possédant une aimantation proche de 1800 G. Un matériau présentant une aimantation trop faible nécessitera un champ de polarisation trop intense et donc un circuit d'aimantation encombrant. L'emploi d'un matériau d'aimantation à saturation élevée influera sur les pertes d'insertion du circulateur en raison des pertes au voisinage de la fréquence gyromagnétique.

Tableau VI-1 : Caractéristiques du matériau magnétique Y918 utilisé.

$4\pi M_s$	ΔH	ΔH_{eff}	ϵ_f	Tan δ
1760 G	80 Oe	15 Oe	15	2 $\cdot 10^{-4}$

Après cette présentation des divers matériaux et la description du circuit de polarisation intervenant dans la fabrication du circulateur fonctionnant en bande X, il nous reste à présenter les caractéristiques géométriques du circuit de polarisation et du cœur du circulateur.

VI.2.2. Réalisation du dispositif

Notre objectif final est de réaliser des circulateurs miniatures en technologie microruban, fonctionnant en bande X et polarisés par un seul aimant. Toutefois, à travers cette première réalisation, nous cherchons à montrer les problèmes qui peuvent apparaître dans les circulateurs à jonction-Y, les comprendre et les prévoir par une A.E.M. plus prédictive que celles proposées précédemment dans la littérature ou celles utilisées dans les simulateurs commerciaux. Ainsi, notre étude ne nécessite pas, pour l'instant, une structure optimale en termes d'exécutions ou taille (Figure VI-3).

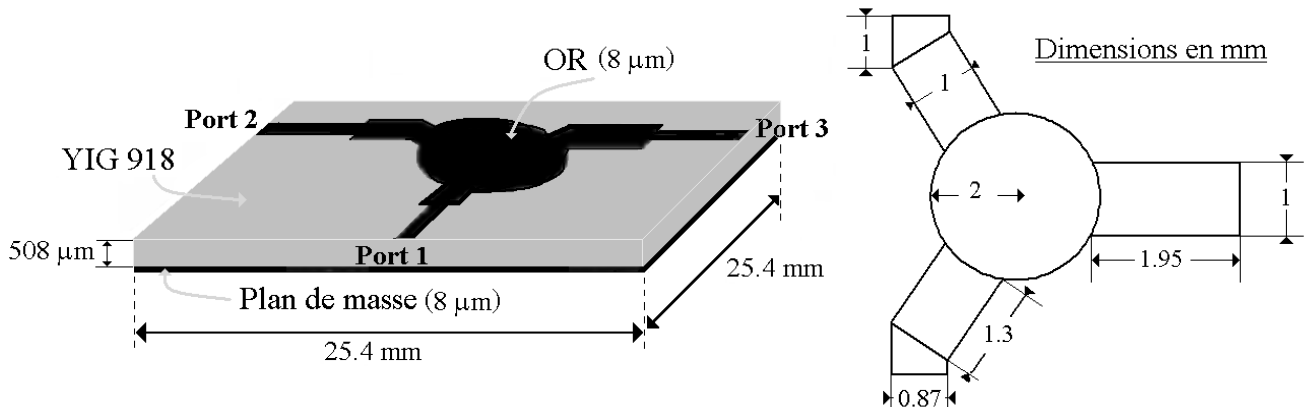


Figure VI-3: Caractéristiques matérielles et géométriques du circulateur réalisé.

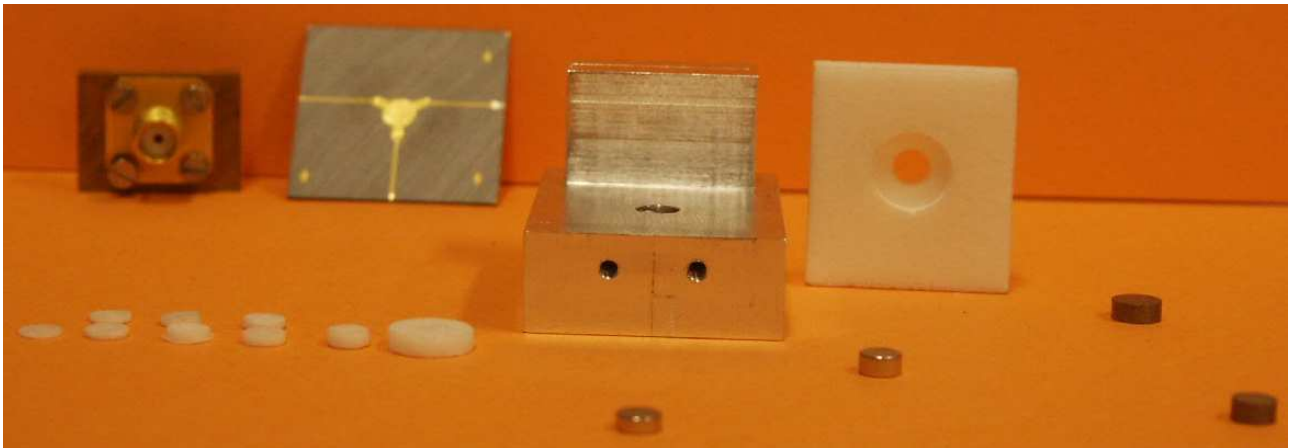
Le plan de masse des circulateurs, leurs rubans conducteurs et leur jonction sont obtenus en déposant deux couches d'or de 4 micromètres d'épaisseur. Les lignes d'accès sont déposées sur le substrat de ferrite et reliées à des lignes 50-ohms (Figure VI-3).

Le champ appliqué mesuré au centre de jonction est proche de 3000 Oe dans chaque configuration d'aimant employée ; à savoir "symétrique" ou "non-symétrique". Différentes rondelles de mousse sont employées pour permettre la polarisation du matériau ferrite par un champ d'une telle intensité (≈ 3000 Oe) (Tableau VI-2).

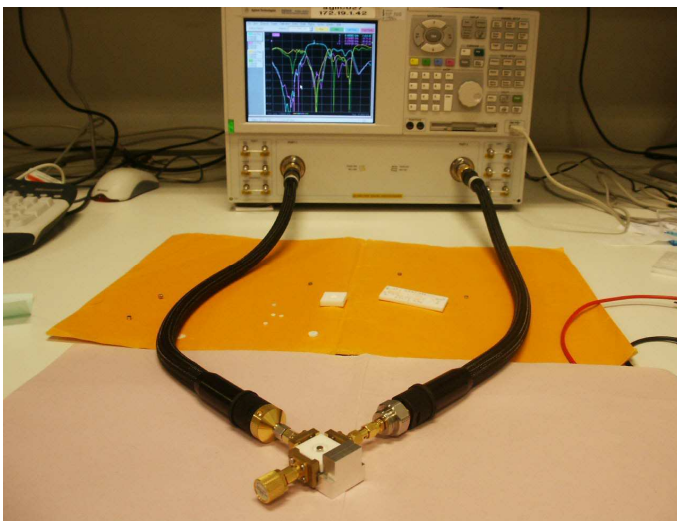
Tableau VI-2 Caractéristiques géométriques des aimants permanents. [VI-1]

	Aimants	Nd-Fe-B			Sm-Co	
		N-33	N-38	N-48	YX-28	YXG-30
Configuration "symétrique"	Diamètre (mm)	4	4	4	4	4
	Hauteur (mm)	2	2	1,5	2	2
Configuration "non-symétrique"	Diamètre (mm)	4	4	4	4	4
	Hauteur (mm)	4	4	3	4	4

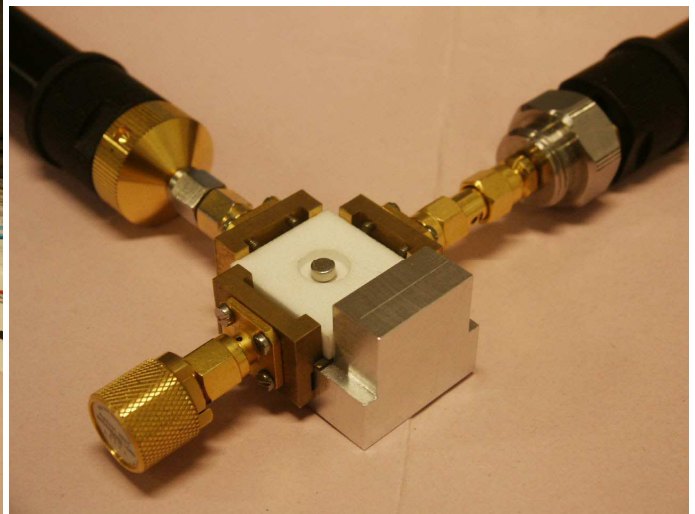
Le circuit complet en vue éclatée et non éclatée est présenté sur la Figure VI-4.



(a)



(b)



(c)

Figure VI-4 : (a) Circulateur éclaté, (b) dispositif de mesure, (c) dispositif avec circuit de polarisation et charge adaptée.

Le support en aluminium, permettant le positionnement précis du circuit sert aussi à fixer les connecteurs SMA. Ces connecteurs relient les lignes 50Ω du circulateur à l'analyseur de réseau grâce à deux câbles coaxiaux, eux mêmes 50Ω , autorisant ainsi la mesure des paramètres S_{ij} du circuit. Le support en mousse est ensuite intercalé entre les connecteurs SMA de façon à ce que le centre évidé vienne se positionner au dessus de la jonction centrale du dispositif (Figure VI-4). Afin de mesurer les performances du dispositif l'analyseur de réseau vectoriel Agilent E8364A est employé ce qui permet de couvrir une large gamme de fréquence (Figure VI-4). La calibration préalablement réalisée se fait à l'aide du boîtier électronique Agilent e-cal (0,5 – 40 GHz) ce qui permet de réduire les étapes d'une procédure d'étalonnage conventionnelle SOLT. Pour obtenir les paramètres S_{ij} du circuit, une charge adaptée est placée sur une voie du dispositif et les deux autres voies sont connectées à l'analyseur de réseau.

VI.3. Comparaison théorie/expérience

VI.3.1. Observations

Dans un premier temps nous avons comparé les paramètres S_{ij} du dispositif lorsqu'aucun champ n'est appliqué sur le circulateur. Cela nous permet de montrer l'importance du dispositif d'adaptation du circulateur et de déterminer approximativement la fréquence de fonctionnement du dispositif ($f_c \approx 8-9$ GHz).

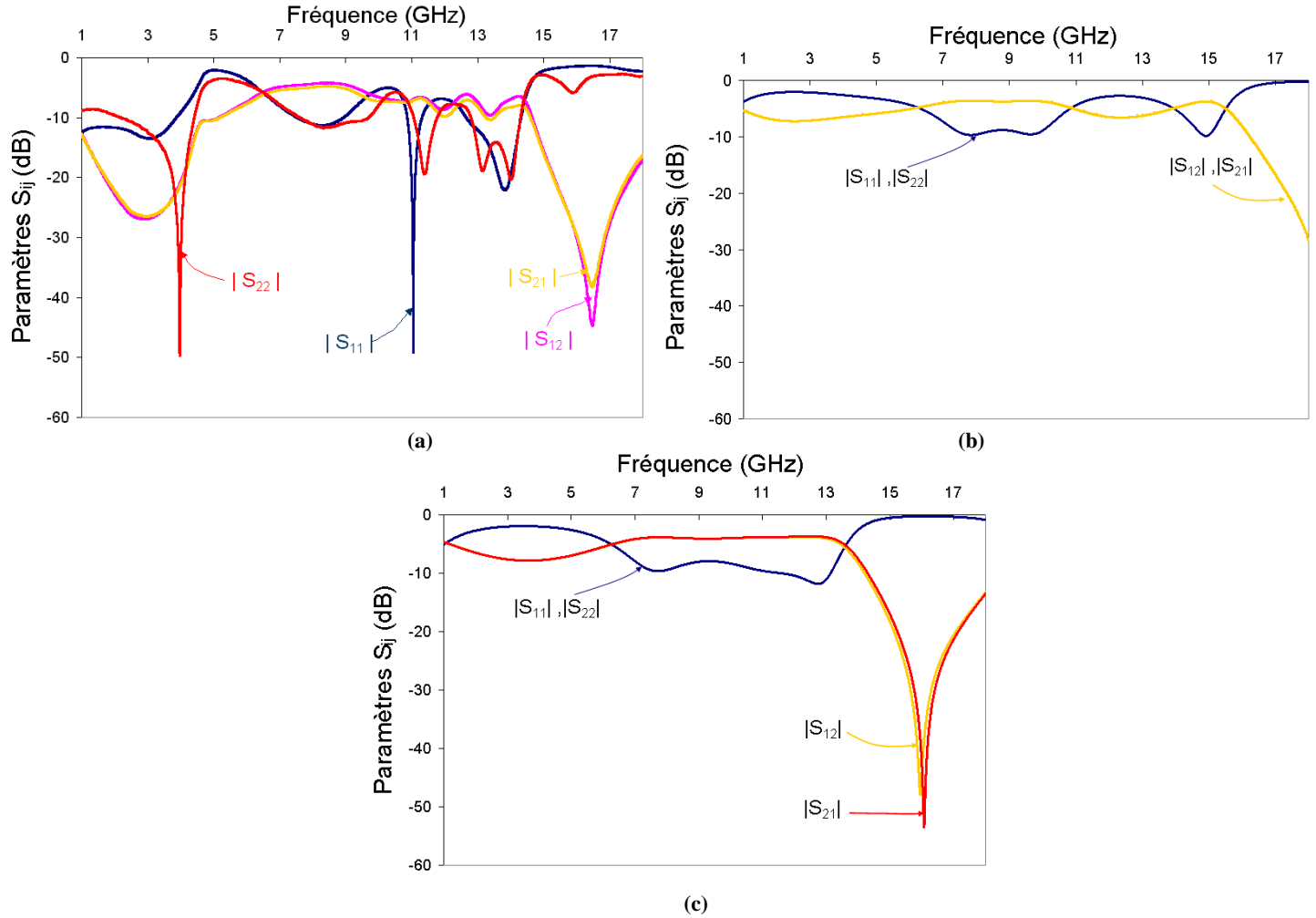


Figure VI-5 : Paramètres S mesurés pour un circulateur non polarisé (a) mesure , (b) notre approche, (c) HFSS

A l'aide de la Figure VI-5 on constate un bon accord entre simulations et expérience aux alentours de la fréquence de fonctionnement visée de 8 GHz environ. En effet les paramètres S_{ij} présentent des niveaux similaires. Quelques différences sont à noter dans les parties basses et hautes de la gamme de fréquences exploitée. Il faudra tenir compte de ces différences lorsque dispositif sera polarisé afin de ne pas les attribuer à la non-uniformité des champs magnétiques statiques apparaissant dans la structure.

Notre étude ne tient pas compte du circuit d'adaptation réel de la structure puisque les lignes 50 Ω sont à 120° les unes des autres or ce n'est pas le cas en pratique comme on peut le remarquer sur les Figure VI-3 et Figure VI-4 (a). Les paramètres S_{ij} mesurés indiquent que la structure fabriquée n'est pas

complètement symétrique (Figure VI-5(a)). Cependant l'écart théorie expérience observée sur les paramètres de réflexion reste acceptable.

Afin d'observer une plus grande concordance entre les résultats théoriques liés à notre approche et les résultats expérimentaux dans les gammes de fréquences situées en deçà et au dessus de la bande de transmission du dispositif, il sera nécessaire ultérieurement de diminuer les dimensions de la structure. La réalisation d'un circulateur sur un substrat moins large permettrait de diminuer les pertes par réflexion liées aux longueurs élevées des lignes 50Ω .

Reste désormais à polariser le circulateur afin d'observer la dissociation du signal. A partir du logiciel Maxwell 3D nous obtenons la variation spatiale du champ statique de polarisation à partir de laquelle est déduite la variation spatiale du champ interne du matériau.

La variation spatiale du champ interne prise en compte est celle qui est associée à un aimant Sm Co YX-28 polarisant la jonction. Cet aimant est situé exactement au dessus de la jonction, il possède un rayon de 2 mm et une épaisseur de 4 mm et est placé à une hauteur de 0.75 mm au dessus du disque central métallique par l'intermédiaire d'une rondelle de mousse.

L'introduction de ces différentes intensités du champ interne du matériau dans notre E.M.A. et dans le logiciel HFSS nous permet de comparer les paramètres S calculés à ceux mesurés. Cette étude permet d'identifier l'outil (HFSS ou notre approche théorique) qui reste le plus proche de la réponse expérimentale du circulateur réalisé (Figure VI-6 et Figure VI-7).

Des différences apparaissent entre les réponses obtenues. Par exemple, la fréquence de fonctionnement des dispositifs prédite par HFSS ($f_{c\ HFSS} \approx 9,2\ \text{GHz}$) est différente de celle observée en pratique ($f_{c\ expérience} \approx 7,9\ \text{GHz}$). Notre approche théorique prévoit une fréquence de fonctionnement $f_{c\ notre\ approche} \approx 8,1\ \text{GHz}$ très proche de celle mesurée. Un second pic est observable dans la réponse expérimentale du dispositif polarisé par un seul aimant. Ce dernier est situé à une fréquence de 9,6 GHz (se rapprochant de la fréquence théorique d'HFSS) et n'apparaît pas dans notre approche.

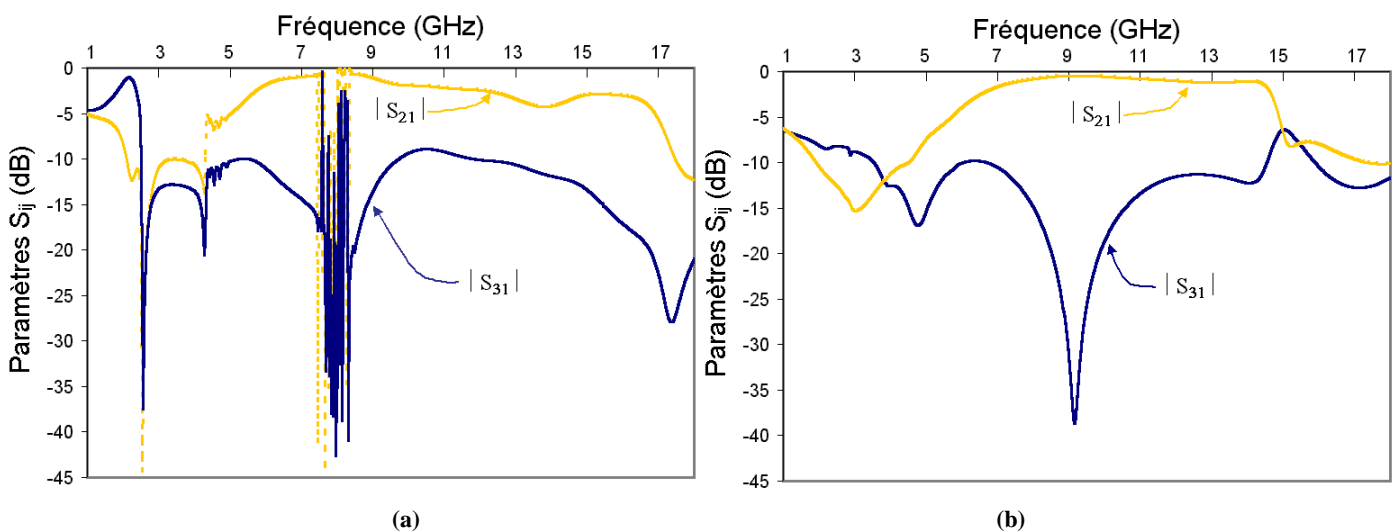


Figure VI-6 Paramètres-S calculés pour un circulateur polarisé non-uniformément par un aimant SmCo: (a) notre approche, (b) HFSS.

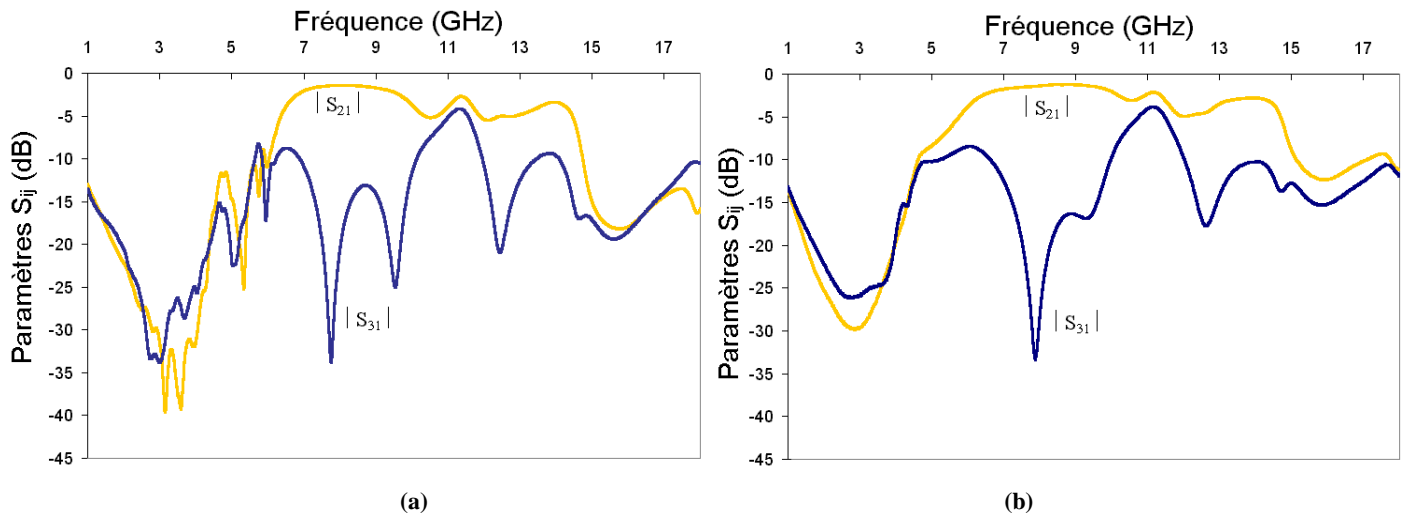


Figure VI-7 Paramètres S mesurés pour un circulateur polarisé (a) par un aimant Sm-Co (rayon = 2 mm, épaisseur = 4 mm) placé à 0,75 mm au dessus du disque de ferrite, (b) par deux aimants Sm-Co (rayon = 2 mm, épaisseur = 2 mm) placé respectivement à 1 mm au dessus et au dessous du disque de ferrite.

Pour le circulateur polarisé de manière asymétrique, qui est caractérisé par une non-uniformité importante du champ de polarisation, une forte dégradation de sa réponse est mesurée au-dessous de la bande de transmission (Figure VI-7 (a)). Cette dégradation est moins prononcée lorsque le dispositif est polarisé par deux aimants. Bien que la non-uniformité du champ statique de polarisation soit moins importante dans le cas d'une configuration "symétrique" elle existe tout de même. Toutefois aucun pic ne vient dégrader la réponse du circulateur dans sa bande passante.

En dépit de l'introduction dans le simulateur HFSS, d'une forte variation de l'intensité du champ statique de polarisation associée à une configuration à un seul aimant, aucune dégradation n'est observée dans les paramètres-S calculés (Figure VI-6(b)).

A contrario, notre approche prévoit une bande de coupure, mais dans une gamme de fréquences plus élevées que celles observées en pratique. En effet, les pics expérimentaux apparaissent pour des fréquences inférieures ou égales à 6,2 GHz (Figure VI-7(a)). Les paramètres S_{ij} prédits par notre approche sont altérés en dessous de 8,5 GHz (Figure VI-6 (a)).

Dans notre étude, cette fréquence théorique est liée à l'intensité maximale du champ statique de polarisation que "voient" les moments magnétiques du matériau ferrite. Et c'est au centre de la jonction que le champ statique est le plus intense (intensité mesurée de 3000 Oe). Les coupures de bandes observées expérimentalement en dessous de 6,2 GHz correspondent à des intensités de champ de polarisation plus faibles (≈ 2215 Oe) que celles prédites par notre approche théorique. Ainsi, pour le circulateur fabriqué, les intensités de champ de polarisation régnant au centre de la jonction ne seraient pas à l'origine de la dégradation de la réponse du dispositif.

Etant donné les différences entre les réponses théoriques et expérimentales il est nécessaire de revoir les hypothèses avancées pour expliquer les coupures de bande apparaissant dans la réponse du dispositif et d'étudier plus en détails les différents paramètres intervenant dans l' A.E.M..

VI.3.2. Interprétations

How *et al.* avaient reliés les problèmes de coupure de bande à la constante de propagation k_{eff} . C'est donc à partir de ce paramètre que nous allons tenter d'expliquer la provenance des pics dans la réponse du circulateur. Plusieurs approximations ont été utilisées par How *et al.* pour déterminer l'expression de la constante de propagation. Notamment, le tenseur de Polder avait été utilisé (matériau infini saturé), et le champ statique de polarisation ainsi que le champ interne ont été considéré comme étant unidirectionnel.

VI.3.2.1. Propagation d'une onde plane dans un ferrite saturé infini

Pour comprendre le phénomène apparaissant dans le matériau, il est primordial de rappeler l'effet Cotton-Mouton. Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans une direction perpendiculaire au champ magnétique statique uniforme alors l'équation de dispersion issue des équations de Maxwell obtenue dans le cas d'un milieu infini admet deux solutions:

$$\begin{cases} k = \omega \cdot \sqrt{\varepsilon \mu_0} \\ H_z = 0; \quad H_x \text{ et } H_y \neq 0 \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} k_{eff} = \omega \cdot \sqrt{\varepsilon \mu_{eff}} = \omega \cdot \sqrt{\varepsilon \cdot \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}} \\ H_z \neq 0; \quad H_x \text{ et } H_y = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Eq. VI- 1

où ω est la pulsation d'onde, ε ($= \varepsilon_r \varepsilon_0$) la permittivité du matériau, μ_{eff} la perméabilité effective du milieu, encore appelée perméabilité de Voigt dans laquelle apparaît les composantes du tenseur de perméabilité μ et κ qui caractérisent les propriétés électromagnétique du milieu ferrimagnétique.

La première solution constitue une onde dite 'ordinaire'. Tout se passe comme ci nous avons un matériau diélectrique : il n'y a pas d'interaction de type magnétique avec le ferrite. Dans le deuxième cas, une onde appelée 'extraordinaire' interagissant fortement avec le ferrite s'y propage (Figure VI-8).

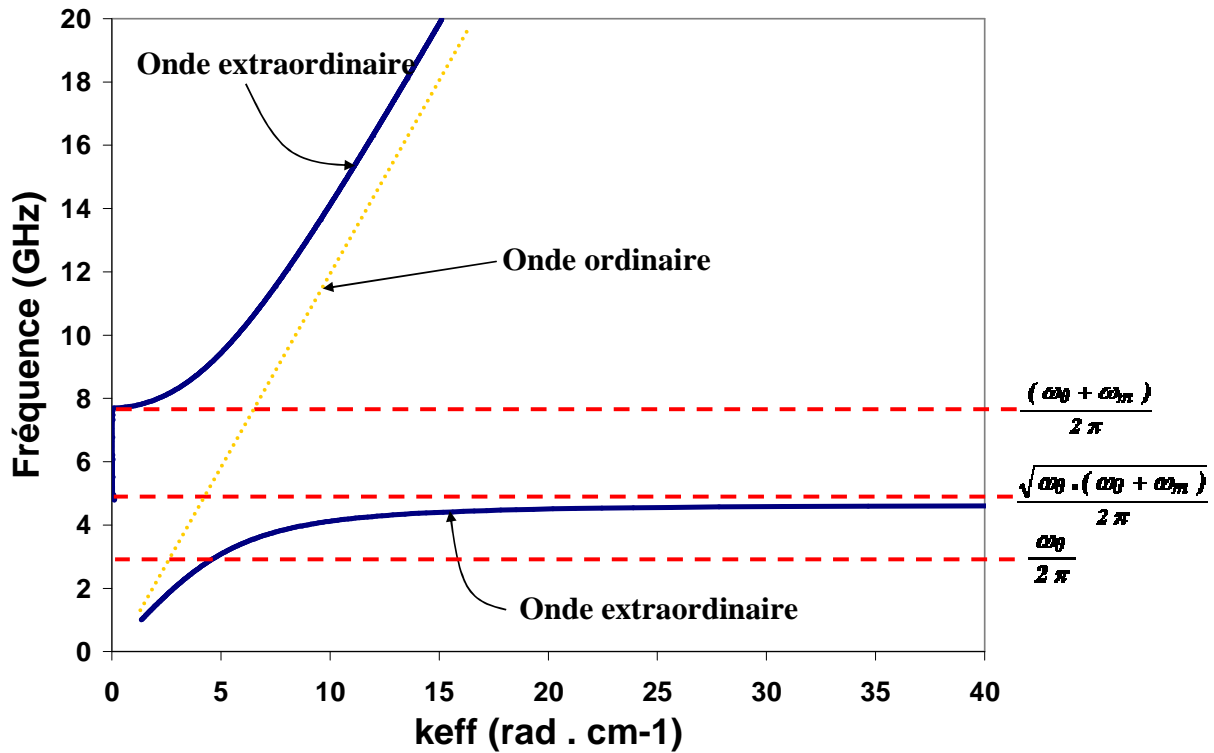


Figure VI-8 : Diagramme de dispersion; $4 \pi M_S = 1760 \text{ G}$, $H_i = 1000 \text{ Oe}$.

L'observation de ce diagramme révèle une bande comprise entre deux fréquences spécifiques pour lesquelles la constante de propagation devient principalement imaginaire. Les deux fréquences limites sont obtenues en réexprimant le nombre d'onde k_{eff} de l'équation III-18 (2), fonction des expressions des composantes μ et κ ; elles-mêmes fonctions de la fréquence de l'onde propagé, f , de la fréquence de résonance gyromagnétique f_0 , et de la fréquence f_m , proportionnelle à l'aimantation à saturation $4\pi M_S$. En employant les formulations du tenseur de Polder sans pertes:

$$\mu_{eff} = \sqrt{\frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}}, \text{ où } \begin{cases} \mu = 1 + \frac{f_0 \cdot f_m}{f_0^2 - f^2} \\ \kappa = - \frac{f \cdot f_m}{f_0^2 - f^2} \end{cases} \text{ et } \begin{cases} f_0 = \gamma H_0 = \gamma H_i \\ f_m = \gamma 4\pi M_S \end{cases}$$

Eq. VI-2

γ étant le rapport gyromagnétique ($\gamma = 2,8 \text{ MHz/Oe}$)

On trouve k_{eff} :

$$k_{eff}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \cdot \frac{[4\pi M_S + H_i + f / \gamma] \cdot [4\pi M_S + H_i - f / \gamma]}{H_i [4\pi M_S + H_i] - (f / \gamma)^2}$$

Eq. VI-3

Les expressions des fréquences limites peuvent être déterminées facilement en annulant le numérateur et le dénominateur de l'expression de k_{eff} :

$$\begin{cases} f_1 = \gamma \{ H_i [H_i + 4\pi M_S] \}^{1/2} \\ f_2 = \gamma [H_i + 4\pi M_S] \end{cases} \quad \text{soit} \quad \begin{cases} \omega = \sqrt{\omega_0 [\omega_0 + \omega_m]} \\ \omega = \omega_0 + \omega_m \end{cases}$$

Eq. VI- 4

Le cas présenté est un cas simple:

- L'onde électromagnétique est plane.
- Le milieu est infini.
- Le ferrite est saturé.
- La direction de propagation est perpendiculaire au champ statique de polarisation.
- Le champ magnétique statique créée par le système d'aimantation est uniforme.

Or, les phénomènes physiques mis en jeu peuvent rapidement se compliquer :

- L'onde électromagnétique n'est plus forcément plane.
- Le milieu est fini.
- Le ferrite peut contenir des zones non saturées.
- La direction de propagation n'est plus perpendiculaire au champ statique de polarisation.
- Le champ magnétique statique créée par le système d'aimantation varie spatialement.

VI.4.2.2. Et dans le circulateur polarisé non-uniformément?

How et al ont considéré que le champ interne n'est pas uniforme dans un circulateur (ce que nous avons montré dans le chapitre II): différentes intensités de champ doivent être considérées, ces dernières étant comprises entre l'intensité minimale H_1 du champ interne et l'intensité maximale du champ, H_2 au niveau de la jonction. En introduisant ces intensités dans les équations VI-2 à 4 on trouve deux gammes de fréquences singulières:

$$\begin{cases} f_1(i) = \gamma \{ H_i(i) [H_i(i) + 4\pi M_S] \}^{1/2} \\ f_2(i) = \gamma [H_i(i) + 4\pi M_S] \end{cases}$$

Eq. VI- 5

C'est dans ces gammes de fréquence que les intensités de champ responsables de la dégradation du signal doivent apparaître selon How et al.. Cependant ces relations ne sont valables que pour un matériau ferrite saturé. Or le matériau peut ne plus être saturé il faut donc remplacer les formulations de Polder de l'équation VI-2 par les formulations du tenseur de perméabilité du LEST données dans le chapitre III afin de prévoir de façon plus précise la constante de propagation k_{eff} et donc la localisation des coupures de

bande. Toutefois les expressions de l'équation VI-5 constituent une bonne première approximation pour la localisation des coupures de bandes.

Dans ce cas les pics associés à une variation radiale, au niveau de la jonction, du champ interne du ferrite orienté suivant z peuvent être déterminés. En théorie, le champ interne du matériau varie entre 1240 Oe au centre jusqu'à 840 Oe sur ses bords. Ainsi les limites fréquentielles des bandes interdites associées au bandes de l'équation VI-5 sont les suivantes :

ou si ces singularités apparaissent uniquement dans les intervalles de fréquences suivant:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left[\sqrt{\omega_{01}[\omega_{01} + \omega_m]}, \sqrt{\omega_{02}[\omega_{02} + \omega_m]} \right] \Rightarrow \left[\gamma \sqrt{H_{i1} [H_{i1} + 4\pi M_S]}, \gamma \sqrt{H_{i2} [H_{i2} + 4\pi M_S]} \right] \\ \Rightarrow] 4.1 \text{ GHz}, 5.4 \text{ GHz} [\\ \\ \left[\omega_{01} + \omega_m, \omega_{02} + \omega_m \right] \Rightarrow \left[\gamma [H_{i1} + 4\pi M_S], \gamma [H_{i2} + 4\pi M_S] \right] \\ \Rightarrow] 7.3 \text{ GHz}, 8.5 \text{ GHz} [\end{array} \right.$$

Eq. VI- 6

Or ces pics ne correspondent pas totalement à ce qui se passent en pratique : les pics apparaissent continûment jusque 6,2 GHz.

Jusqu'à présent (et de la même façon que How et al.) nous avons considéré uniquement un champ statique de polarisation orienté suivant z. Or le champ statique de polarisation n'est pas forcément appliqué suivant la normale à l'échantillon ferrite. Ce dernier peut avoir des composantes suivant les trois directions du repère cartésien (O, x, y, z). En effet, des lignes de fuite autour de l'aimant permanent vont générer un champ interne au ferrite qui ne sera plus perpendiculaire à son plan principal dès lors que l'on s'écarte de la jonction centrale.

Ainsi, dans un circulateur l'onde électromagnétique peut ne pas se propager dans une direction perpendiculaire au champ magnétique statique et les équations de dispersion issues des équations de Maxwell obtenues s'en trouvent modifiées.

Du coup, plusieurs types d'ondes électromagnétiques guidées peuvent se propager. Les ondes magnétostatiques, qui sont des ondes électromagnétiques lentes et dispersives (elles présentent une vitesse de groupe qui tend vers zéro à une certaine fréquence), en font partie.

Selon l'orientation du champ magnétique interne à la matière ferrimagnétique trois cas de figures peuvent se présenter (Figure VI-9). Ces trois cas de figures vont correspondre à trois types d'ondes magnétostatiques :

- les **ondes magnétostatiques de surface** (*MSSW* pour *MagnetoStatic Surface Waves*),
- les **ondes magnétostatiques avançantes de volume** (*MSFVW* pour *MagnetoStatic forward Volume Waves*)
- les **ondes magnétostatiques rétrogrades de volume** (*MSBVW* pour *MagnetoStatic Backward Volume Waves*).

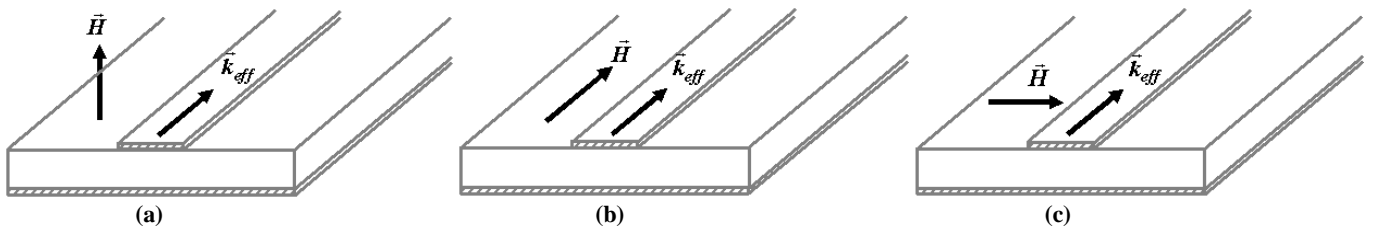


Figure VI-9: Les différents types d'ondes magnétostatiques: (a) MSFVW (b) MSBVW (c) MSSW.

Si l'on prend l'exemple simple d'une ligne microruban semi-infinie aimantée à saturation suivant les trois directions du repère cartésien (O, x, y, z), et polarisée uniformément, il est possible à partir du diagramme de dispersion d'attribuer des gammes de fréquences théoriques d'apparition des différentes ondes magnétostatiques (Figure VI-10).

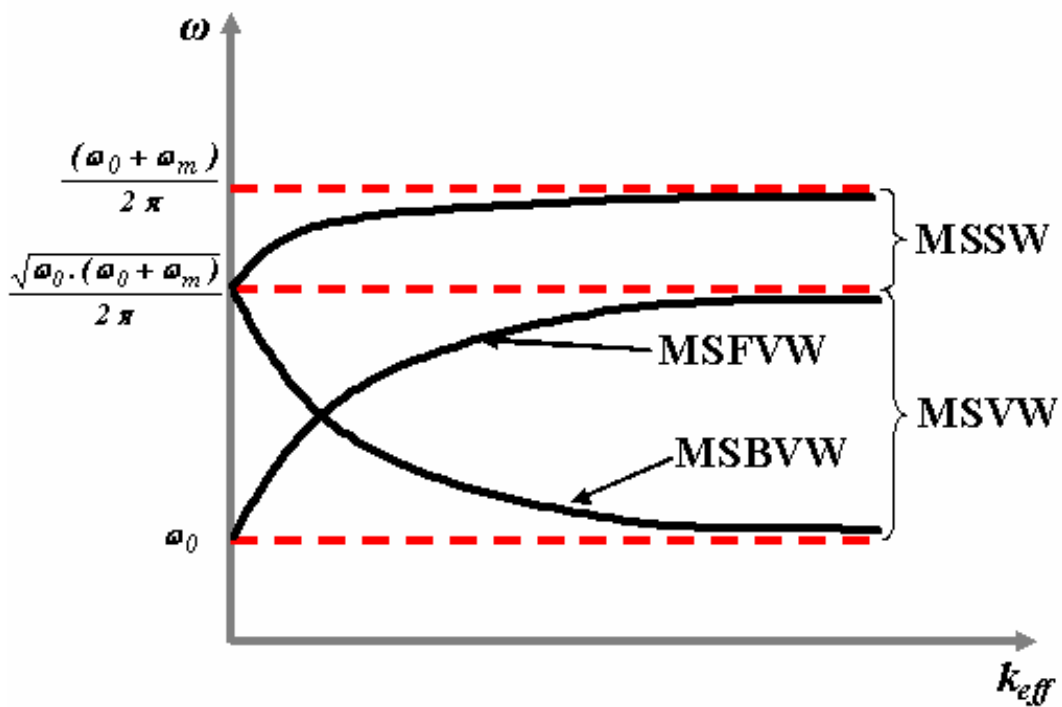


Figure VI-10: Diagramme de dispersion associé aux différentes ondes magnétostatique

Pour déterminer les domaines théoriques d'existence de ces modes magnétostatiques, on utilise les valeurs limites de la constante de propagation à savoir $k_{eff} (i) \rightarrow 0$ ou $k_{eff} (i) \rightarrow \infty$. Les gammes de fréquences théoriques obtenues sont donc plus larges que celles qui apparaissent en réalité.

Si on considère que le champ interne du matériau ferrite est non-uniforme et que son intensité varie continûment entre les valeurs H_1 et H_2 ($H_1 < H_2$), alors le diagramme de dispersion des différentes ondes

magnétostatiques est modifié (Figure VI-11). A partir de ce diagramme, on peut évaluer l'origine des pics apparaissant dans la réponse en fréquence du circulateur à jonction-Y.

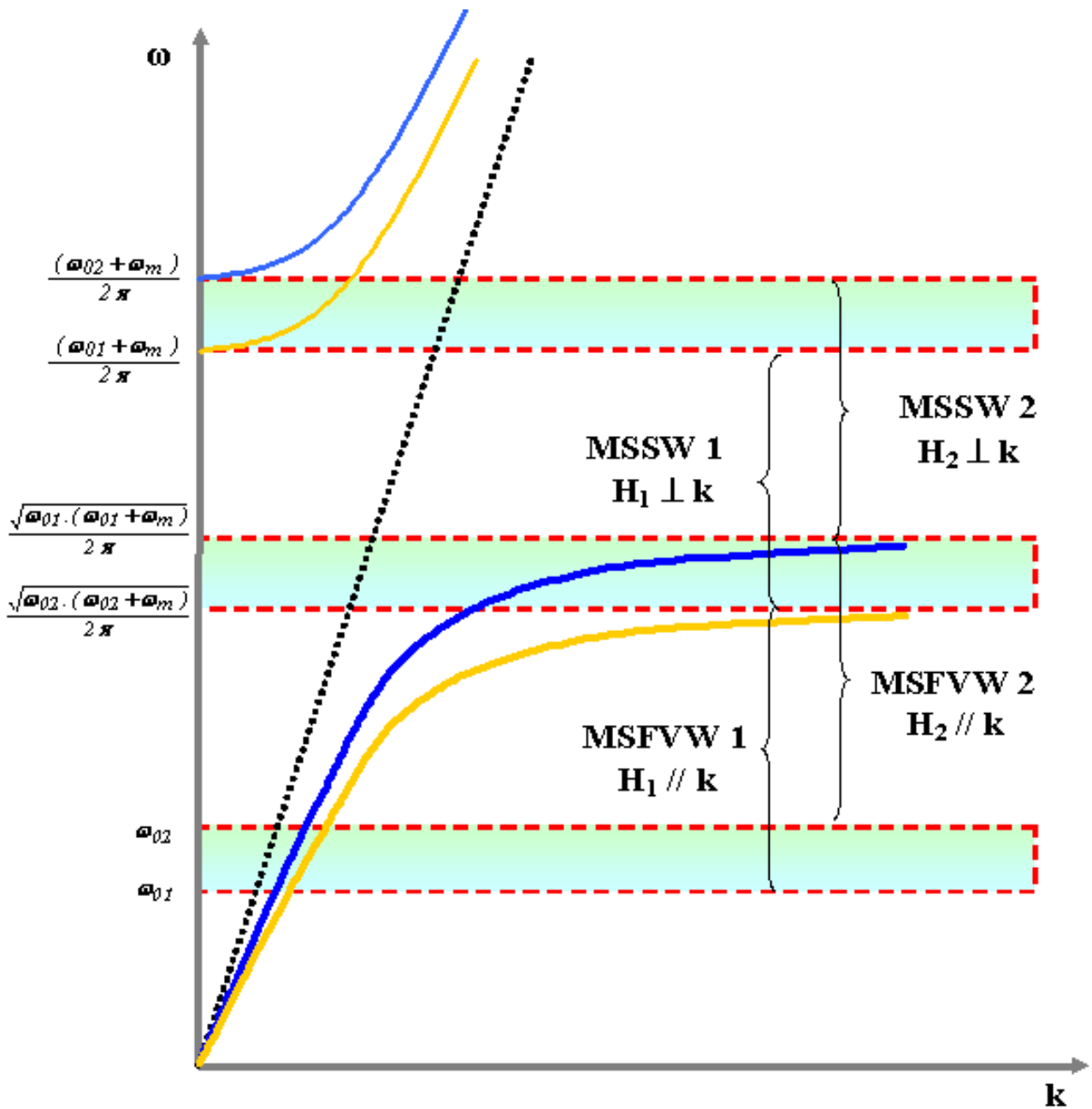


Figure VI-11: Diagramme de dispersion des ondes magnétostatiques dans le cas d'une polarisation non-uniforme.

En théorie, le champ interne du matériau varie entre 1240 Oe au centre jusque 840 Oe sur ses bords. Ainsi les limites fréquentielles des bandes interdites correspondant aux différentes ondes magnétostatiques pouvant apparaître dans le ferrite sont les suivantes :

Pour les MSVW:

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = \omega_{01} \Rightarrow f = f_{01} = \gamma H_{i1} \Rightarrow f = 2.3 \text{ GHz} \\ \omega = \sqrt{\omega_{01} [\omega_{01} + \omega_m]} \Rightarrow f = \sqrt{f_{01} [f_{01} + f_m]} = \gamma \sqrt{H_{i1} [H_{i1} + 4\pi M_S]} \Rightarrow f = 3.5 \text{ GHz} \\ \text{soit }] 2.3, 4.1 \text{ GHz [} \\ \omega = \omega_{02} \Rightarrow f = f_{02} = \gamma H_{i2} \Rightarrow f = 3.5 \text{ GHz} \\ \omega = \sqrt{\omega_{02} [\omega_{02} + \omega_m]} \Rightarrow f = \sqrt{f_{02} [f_{02} + f_m]} = \gamma \sqrt{H_{i2} [H_{i2} + 4\pi M_S]} \Rightarrow f = 4.64 \text{ GHz} \\ \text{soit }] 3.5, 5.4 \text{ GHz [} \end{array} \right. ,$$

Eq. VI- 7

Pour les MSSW:

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = \sqrt{\omega_{01} [\omega_{01} + \omega_m]} \Rightarrow f = \sqrt{f_{01} [f_{01} + f_m]} = \gamma \sqrt{H_{i1} [H_{i1} + 4\pi M_S]} \Rightarrow f = 4.1 \text{ GHz} \\ \omega = \omega_{01} + \omega_m \Rightarrow f = f_{01} + f_m = \gamma H_{i1} + \gamma 4\pi M_S \Rightarrow f = 7.3 \text{ GHz} \\ \text{soit }] 4.1, 7.3 \text{ GHz [} \\ \omega = \sqrt{\omega_{02} [\omega_{02} + \omega_m]} \Rightarrow f = \sqrt{f_{02} [f_{02} + f_m]} = \gamma \sqrt{H_{i2} [H_{i2} + 4\pi M_S]} \Rightarrow f = 5.4 \text{ GHz} \\ \omega = \omega_{02} + \omega_m \Rightarrow f = f_{02} + f_m = \gamma H_{i2} + \gamma 4\pi M_S \Rightarrow f = 8.5 \text{ GHz} \\ \text{soit }] 5.4, 8.5 \text{ GHz [} \end{array} \right. ,$$

Eq. VI- 8

Le champ interne du matériau, obtenu à partir de la connaissance du champ statique de polarisation (Maxwell 3D) et des champs démagnétisants apparaissant dans le matériau, est inférieur à 1240 Oe. Ainsi les fréquences limites supérieures pour lesquelles des ondes magnétostatiques de volumes ou de surfaces se propagent sont respectivement 5,4 GHz ou 8,5 GHz.

Ces valeurs sont les valeurs théoriques maximales correspondant aux cas particuliers de la Figure VI-9. L'orientation du champ interne par rapport à la constante de propagation est considérée comme étant fixe. Or, l'angle entre ces deux grandeurs peut être différent de 90° ou 0° ce qui impliquerait une baisse

de la valeur de la fréquence théorique maximale, à savoir 5,4 GHz ou 8,4 GHz de même les intervalles d'apparition des ondes magnétostatiques diminueraient.

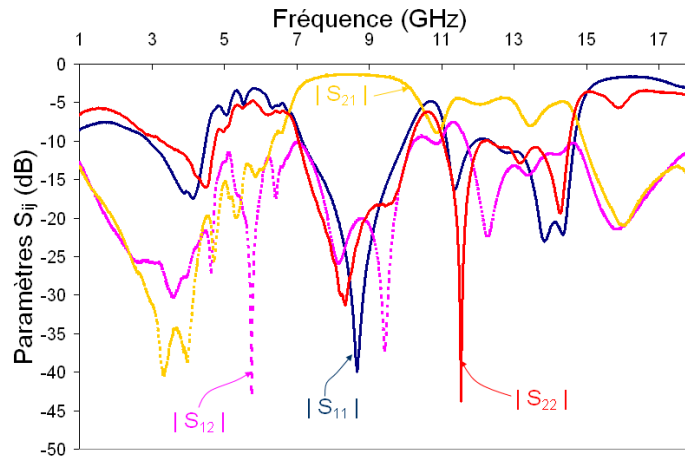
Nous avons montré dans le chapitre II de ce manuscrit, que la composante verticale du champ statique de polarisation n'était pas unique. On peut donc penser que la situation réelle est une combinaison des 3 cas de figures décrits sur les dessins de la Figure VI-9. Par exemple, l'existence de composante du champ de polarisation dans le plan x O y entraîneraient la propagation de modes de type MSSW ou MSBVW. Cette hypothèse d'une polarisation dans le plan est réaliste notamment à la périphérie de la jonction et dans la zone des lignes d'accès en raison des lignes de fuite du champ créé par les aimants à condition naturellement que les lignes d'accès soient déposées sur un substrat ferrite.

Les modes MSSW seraient localisés au niveau de la jonction (exception faites du raccord avec les lignes d'accès) tandis qu'on observerait des modes MSBVW aux niveau des lignes d'accès et à la jonction entre les lignes et le disque conducteur (à l'endroit où la constante de propagation est parallèle à la direction de polarisation).

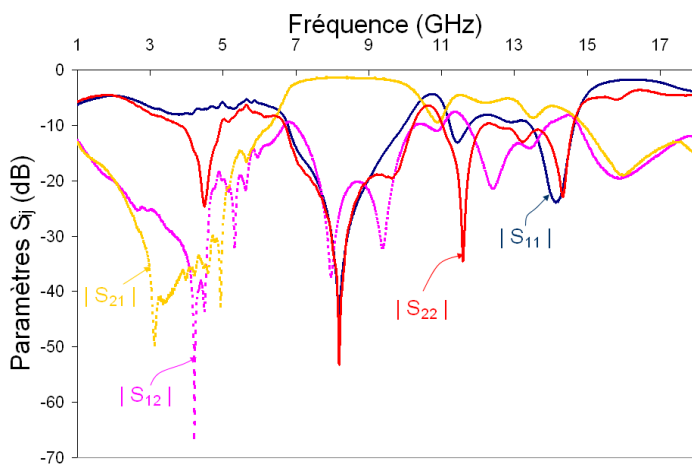
Désormais la question se pose de savoir exactement où les ondes magnétostatiques apparaissent et quel type d'ondes magnétostatiques est responsable de la dégradation du signal. Il est important de connaître précisément la cartographie du champ de polarisation créé par un aimant permanent, et notamment sa direction, pour savoir exactement où ce phénomène peut apparaître. Etant les fréquences théoriques d'apparition des ondes magnétostatiques de volume et de surfaces on peut penser que les deux types d'ondes apparaîtront dans la réponse du circulateur. Les fréquences parasites liées aux ondes magnétostatiques de surface apparaissent à plus basses fréquences car on ne se trouve pas dans la configuration limite de la Figure VI-9 (c). Toutefois, de nouveaux dispositifs et de nouvelles études devront être réalisées afin de conforter cette observation.

Dans le cas de la configuration "symétrique" on peut penser que l'apparition d'ondes magnétostatiques peut arriver. En effet, si les aimants sont assez éloignés l'un de l'autre alors les lignes de champ des aimants boucleront de la face sud à la face nord de chaque aimant et cela sur les bords de ces derniers. Là encore une étude plus approfondie est nécessaire pour confirmer cette affirmation. Cependant, ce phénomène a été observé mais pour des intensités de champ statique de polarisation inférieures 3000 Oe il est donc essentiel de savoir si ces pics proviennent de la non-saturation du matériau ou réellement de la modification de l'orientation des lignes de champ associée à la configuration "symétrique".

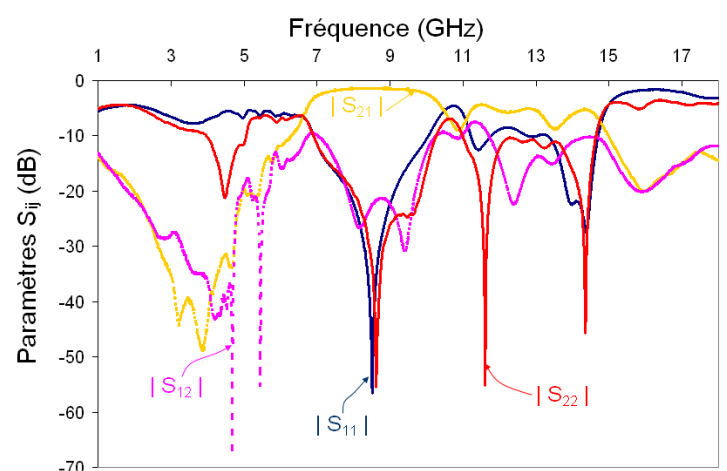
D'autres aimants ont été employés pour polariser la structure, essentiellement dans des configurations de type "non-symétrique". Une intensité voisine de 3000 Oe est utilisée pour polariser le ferrite (Figure VI-12).



(a)



(b)



(c)

Figure VI-12 : Paramètres S mesurés pour un circulateur polarisé (a) par un aimant N 48 ($R = 2$ mm, épaisseur = 3 mm) placé à 0,75 mm au dessus du disque de ferrite, (b) par un aimant YX30 ($R = 2,5$ mm, épaisseur 4 mm) placé à 1,25 mm au dessus du disque de ferrite (c) par un aimant N 42 ($R = 2$ mm, épaisseur 4 mm) placé à 1 mm au dessus du disque de ferrite.

Dans chaque cas on observe la dégradation due à la non-uniformité du champ statique de polarisation. Cette coupure de bande apparaît pour des fréquences inférieures à 6,7 GHz, et cela malgré un champ statique de polarisation possédant une intensité de 3000 Oe. On remarque aussi que l'utilisation d'un aimant plus large abaisse les fréquences d'apparition des pics qui sont inférieures à 6,15 GHz (Figure VI-12 (b)). Cependant, les fréquences associées à l'isolation de la troisième voie sont légèrement plus faibles que pour les autres dispositifs (Tableau VI-3). Ainsi, la dégradation de la réponse du circulateur à jonction-Y polarisé par un aimant semble être due aux ondes magnétostatiques se propageant aux niveaux des lignes d'accès plus qu'au niveau des bords de la jonction.

Tableau VI-3: Performances comparées des résultats expérimentaux du dispositif polarisé par un aimant.

Résultats expérimentaux	(a) N 48 R = 2 mm, épaisseur = 3 mm		(b) YX 30 R = 2,5 mm, épaisseur 4 mm		(c) N 42 R = 2 mm, épaisseur 4 mm	
Epaisseur de mousse entre l'aimant et le disque central (mm)	0,75		1,25		1	
Fréquence supérieure de la bande coupée (GHz)	6,7		6,15		6,3	
Bande passante à - 20 dB (GHz)	1,86		2,05		1,89	
Pertes d'insertion (dB)	< 1,8		< 1,9		< 1,8	
Fréquence de travail (GHz)	8,18	9,44	7,98	9,4	8,22	9,43
Fréquence de travail (GHz)	≈ 8,8		≈ 8,7		≈ 8,8	

Pour l'instant, notre outil théorique considère le substrat de la ligne d'accès comme étant isotrope, ce qui n'est pas le cas en pratique puisqu'une anisotropie induite par les lignes de fuite du champ de polarisation apparaît dans le substrat de ferrite au niveau des lignes d'accès. Il faudra prendre en compte ce phénomène dans l'A.E.M. du circulateur si l'on souhaite décrire avec réalisme sa réponse en fréquence, surtout si la conception de dispositifs miniatures est envisagée, car dans ce cas toutes les zones du ferrite ont une influence sur la réponse du dispositif

Une autre voie à prendre en considération concerne le champ statique de polarisation. En effet, il sera par la suite essentiel de confronter les résultats de simulation issus du logiciel maxwell 3D à ceux obtenus à l'aide d'un outil expérimental approprié n'influant pas sur la cartographie des champs. En effet la détermination précise du champ interne en tout point du matériau reste l'étape la moins maîtrisée dans la réalisation des circulateurs à base de ferrite.

VI.5. Conclusion

A travers les résultats expérimentaux obtenus nous avons mis en évidence l'influence de la variation spatiale du champ statique de polarisation, et donc du interne au matériau, sur les paramètres S_{ij} du circulateur à jonction-Y. Il a été constaté qu'une polarisation de type "non-symétrique" dégradait la réponse du dispositif contrairement à la réponse du circulateur polarisé par un circuit de polarisation de type "symétrique".

Cette altération de la réponse du dispositif est due à la non-uniformité du champ. La comparaison des réponses issues de notre approche ou du logiciel commercial HFSS pointe le besoin d'outils théoriques prédictifs pour une détermination précise des performances de circulateurs microruban à jonction-Y. En effet, la réponse expérimentale de notre dispositif a montré une bande de coupure, qui était absente dans la réponse obtenue à partir du logiciel HFSS. Cette bande de coupure a été prévue par notre approche. Toutefois, cette bande coupée apparaît à des fréquences plus élevées.

Ces différences observées entre les résultats théoriques et expérimentaux obtenus nous ont conduits à nous interroger sur l'origine du phénomène apparaissant dans la structure. Les ondes magnétostatiques de surface et de volume seraient responsables de la dégradation du signal. Toutefois, divers circulateurs devront être réalisés afin de pouvoir conforter cet argument.

De plus des solutions devront être proposées pour renforcer le caractère prédictif de notre approche théorique.

Bibliographie du chapitre VI :

[VI-1] Informations disponibles à l'adresse Internet suivante :

http://www.yinxin.cn/english/pro_04.htm

http://www.yinxin.cn/english/pro_01.htm

[VI-2] Informations disponibles à l'adresse Internet suivante :

[http://www. Temex ceramics.](http://www.temexceramics.com)

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Ce travail avait pour objectif principal de démontrer la faisabilité de circulateurs miniatures pour répondre aux cahiers des charges des applications civiles et militaires du domaine des ondes centimétriques (3 – 30 GHz). Dans cette optique il était essentiel de réaliser un état de l'art des différents circulateurs commercialisés et de choisir celui qui serait le plus apte à remplir les critères requis pour les applications futures des systèmes de télécommunication.

Le dispositif possédant les meilleurs atouts pour son fonctionnement les bandes de fréquence fixées (X, et au dessus...) est le circulateur à jonction-Y en technologie microruban polarisée par un seul aimant. Notre but était de comprendre les phénomènes apparaissant dans ces structures, afin de proposer une A.E.M. du dispositif plus prédictive que les A.E.M. conventionnelles. Pour atteindre cet objectif nous avons étudié les A.E.M. existantes et mis en évidence les limitations de ces dernières.

La première étape de notre travail a consisté à étudier le circuit de polarisation du dispositif et les différents champs magnétiques statiques apparaissant dans la structure. En effet, le champ statique de polarisation est très souvent considéré comme étant uniforme. Il en est de même pour les champs démagnétisant apparaissant dans le ferrite et le champ interne de ce dernier.

Les résultats de simulations issus du logiciel commercial Maxwell 3D ont montré que le champ magnétique de polarisation créé par un ou deux aimants permanents présentait une variation spatiale de son intensité. Les structures ouvertes étudiées ont montré des fuites de flux, notamment sur les bords de l'entrefer, ce qui conduit à une variation spatiale du champ prononcée quelque soit la configuration en aimants employées (1 ou 2 aimants polarisant la matière ferrimagnétique). Aucun système de polarisation permet l'obtention d'un champ statique de polarisation complètement uniforme : des effets de bords subsistent. De plus certaines zones de l'échantillon ferrimagnétique peuvent ne pas être saturées si le champ appliqué sur le ferrite n'est pas assez intense. La comparaison des cartographies de champs associées à une configuration "symétrique" et une configuration "non-symétrique" ont aussi montré que les lignes de champ était plus unidirectionnelle dans la première configuration. Dans le cas où un seul aimant polarise la jonction le champ peut ne plus être orienter suivant la normale par rapport à l'échantillon ferrite et ainsi modifier l'interaction onde /matière dans le ferrite. Or, notre objectif est la conception de circulateur à jonction-Y en technologie microruban polarisé par un seul aimant optimisé en terme de taille et de performances. Il était essentiel de proposer une nouvelle modélisation du dispositif plus rigoureuse.

Cette A.E.M tient compte de la variation spatiale du champ statique de polarisation quelque soit l'état d'aimantation du matériau. Pour introduire cette non-uniformité du champ créé par les aimants le disque de ferrite a été découpé en anneau. Chaque anneau possède sa propre intensité de champ interne et son propre tenseur de perméabilité. Le tenseur de Polder, valable uniquement pour un matériau saturé infini et traditionnellement introduit dans les A.E.M. traditionnelles, est substitué par un tenseur réalisé au Lest.

Grâce à l'A.E.M. réalisée au laboratoire nous avons pu évaluer l'influence de la non-uniformité du champ statique de polarisation sur la réponse du circulateur. Une étude plus approfondie du champ a permis de connaître les intensités de champ responsables de la réduction de la bande passante du

dispositif et de proposer des alternatives pour éviter la dégradation du signal transmis par la structure de duplexage. Des circulateurs hybrides composés de matière amagnétique permettent ainsi de retrouver, et même dans certains cas d'améliorer, la largeur de bande de transmission du dispositif polarisé uniformément ce qui nous l'avons vu n'est pas réaliste.

Ayant mis en place les différents outils nécessaires pour la réalisation de circulateurs à jonction-Y polarisé non-uniformément nous avons appliqué notre étude au cas des circulateurs miniatures. Cependant, contrairement aux cas des circulateurs encombrants la zone utile pour la transmission du signal est plus importante. Les circulateurs hybrides ne permettait pas d'éviter le problème de réduction de bande lié à la non-uniformité du champ statique de polarisation.

Parallèlement à l'étude de l'influence de la non-uniformité du champ de polarisation sur la réponse du circulateur, nous avons réalisés des simulations afin de miniaturiser les circulateurs à jonction-Y fonctionnant en bande X. Le champ statique de polarisation créé par le système de polarisation et le champ interne du matériau ferrite sont beaucoup plus uniforme (configuration à deux aimants, pièces polaires pour uniformiser le champ) et plus unidirectionnel : la non-uniformité du champ ne vient pas perturber la réponse du dispositif. Par rapport aux circulateurs existants dans le commerce nous avons réussi à réduire notablement la taille du dispositif tout en gardant des bonnes performances électromagnétiques.

Cette étude nous a permis de montrer l'importance du dispositif de polarisation du circulateur et la nécessité d'obtenir un champ interne possédant une variation spatiale nulle ou très légère afin de ne pas voir apparaître de coupure de bande dans la réponse du dispositif. Dans ce cas où un champ légèrement nonuniforme polarise le centre de la structure nous avons montré qu'il était possible de se rapprocher des circulateurs possédant une taille de $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$ et cela grâce à l'emploi de diélectrique à forte permittivité entourant la jonction centrale et lignes placées en dérivation sur cette même jonction. Toutefois le dispositif de polarisation devra être étudié de façon plus approfondie pour atteindre cet objectif.

Le second objectif fixé pour ces travaux s'agissait de se doter d'outils de simulation performants, capable de répondre aux besoins de conception des industriels du secteur, afin de mettre en œuvre une nouvelle génération de circulateurs auto polarisés pour les applications à venir dans la bande millimétrique (au-delà de 30 GHz). L' A.E.M produite au laboratoire a été modifiée pour tenir compte des propriétés spécifiques des matériaux hexaferrites auto-polarisés.

Ces travaux ont mis en évidence la nécessité de développer des outils de conception prédictifs et réalistes afin de prédire les performances des circulateurs, en particulier ceux conçus en bande X en technologie microruban (polarisation asymétrique à l'aide d'un seul aimant) et ceux auto-polarisés à base d'hexaferrite fonctionnant en bande millimétrique. En outre, nous avons démontré qu'il était nécessaire de prendre en compte dans les calculs un certain nombre de phénomènes physiques inhérents à ce type de structure (non-uniformité du champ de polarisation, non-saturation de certaines zones du ferrite, influence des lignes de fuites du champ de polarisation sur les lignes d'accès) et qui vont avoir une influence directe sur les performances des circulateurs. C'est la condition sine qua non à l'optimisation des performances de ce type de dispositif en termes de compacité, fréquences de travail et caractéristiques électromagnétiques.

Les suites à donner à ce travail sont multiples. En bande X, l'approche théorique que nous avons développée prévoit une réponse plus proche de celle mesurée sur des démonstrateurs, que celle obtenue à partir du logiciel commercial HFSS, surtout dans le cas d'un circuit microruban polarisé par un seul aimant. Cependant, pour renforcer le caractère prédictif de notre outil, nous devons le rendre encore plus général qu'il ne l'est actuellement. Il sera essentiel de considérer simultanément dans l'A.E.M. la non-uniformité des champs, l'état insaturé dans certaines régions du ferrite, ce qui est fait actuellement, et, ce qui sera à faire par la suite, le caractère anisotrope des lignes d'accès lorsque celles-ci sont déposées sur le ferrite. Notre A.E.M. devra prendre en compte l'aimantation des zones externes de la plaquette de ferrite sous les lignes d'accès. Jusqu'ici, nous avons supposée que seule la jonction centrale était déposée sur le ferrite et que les lignes d'accès utilisées un substrat classique diélectrique. Ce qui est le cas pour certains circulateurs mais pas pour tous, pour des raisons de réduction des coûts de fabrication.

Plusieurs circulateurs différents devront être réalisés afin de vérifier les différentes observations que nous avons pu faire au cours de travail. Ainsi, la réalisation de circulateurs hybrides à base de ferrite et de diélectrique inséré au centre de la structure s'avèrera primordial pour la détermination des phénomènes impliquant une réduction de bande dans la réponse du circulateur. De même, la jonction devra être entouré de matériau diélectrique pour empêcher la propagation d'ondes magnétostatiques pouvant entraîner des perturbations dans la transmission du signal entre les différentes voies du circulateur. Un travail important devra être réalisé sur le dispositif de polarisation afin de pouvoir obtenir un champ interne qui soit le plus uniforme possible dans le matériau ferrite et permettre à terme la réalisation de circulateurs ultraminiatures.

Pour les circulateurs fonctionnant dans la bande millimétrique, il sera nécessaire de réaliser des démonstrateurs à base d'hexaferrite auto-polarisés pour valider notre outil théorique.

Annexes

ANNEXE 1

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

ANNEXE 2

Dispositif de polarisation

II.1.1. Structure à aimants permanents

II.1.1.1. Structure ellipsoïdale

Le champ interne d'un échantillon magnétique de forme ellipsoïdale uniformément aimanté est homogène. La configuration en aimants que nous présentons met en avant cette propriété. Ainsi, le système de polarisation utilise deux aimants de forme identique dont l'allure totale forme un ellipsoïde évidé en son milieu. La cavité centrale, ou entrefer, est, elle aussi, ellipsoïdale. Le champ obtenu dans la cavité est constant.

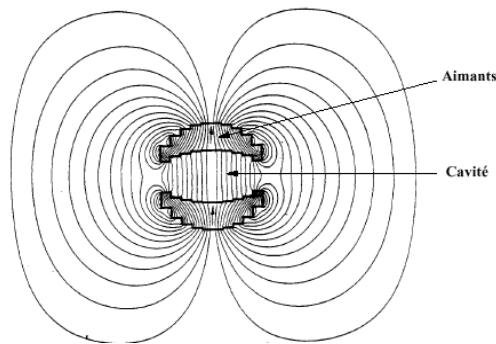


Figure A2-7 : Structure ellipsoïdale.

Cependant, la réalisation de telles formes géométriques est complexe. Ces structures sont approchées par l'assemblage de plaquettes d'aimants entraînant une géométrie dentelée du système. La configuration en aimants ainsi que l'entrefer n'étant plus réellement ellipsoïdale, cela induit une moins bonne uniformité du champ créé par les aimants dans l'entrefer. Cette structure présente également des flux de fuite importants sur les bords (Figure A2-7).

II.1.1.2. Structures à couronnes concentriques

Une autre structure utilisant uniquement des aimants permanents peut éventuellement être employée dans des circulateurs à jonction-Y (Figure A2-8).

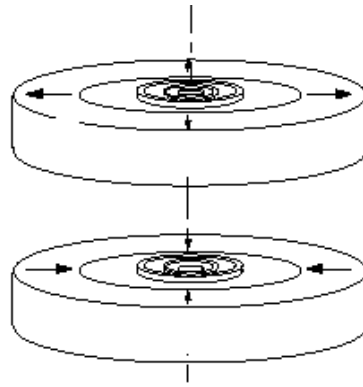


Figure A2-8 : Structure à couronnes concentriques.

Ce dispositif d'aimantation est constitué de plusieurs couronnes d'aimants. Deux d'entre elles, de grande taille sont aimantées radialement et une série de plusieurs autres, plus petites sont aimantées soit axialement soit radialement et sont placées de manière concentrique (Figure A2-8).

Outre le fait qu'elles soient très difficiles à réaliser, les structures ouvertes utilisant uniquement des aimants permanents possèdent l'inconvénient majeur de présenter des fuites de flux importantes sur les bords. Il y aura donc un parasitage des composants avoisinants.

Toutefois, afin d'obtenir un champ créé par les aimants qui soit le plus uniforme possible nous pourrions dans l'avenir nous inspirer de ces deux structures.

II.1.1. Structure en boîtier: uniformisation du champ

Pour améliorer l'uniformité du champ appliqué sur le matériau ferrimagnétique on peut se servir des recherches menées pour des structures RMN (Résonance magnétique nucléaire) où l'obtention d'un champ constant est primordial. Ces travaux sont basés sur l'étude de l'influence de la forme des pièces polaires. En choisissant le profil des pièces polaires de manière appropriée, on accroît la zone d'uniformité du champ créé par le système d'aimantation dans la zone centrale du dispositif. Toutefois, il reste des effets de bords non négligeables et cela malgré une zone d'uniformité du champ importante.

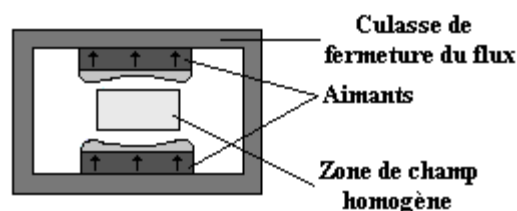


Figure A2-3 : Système de création de champ homogène.

ANNEXE 3

Correspondance entre système d'unité

GRANDEURS	Système MKSA rationalisé	Système CGS
Permittivité du vide ϵ_0	$\frac{1}{36 \pi} \cdot 10^{-9} \text{ (F.m}^{-1}\text{)}$	$\frac{1}{36 \pi} \cdot 10^{-9}$
Perméabilité du vide μ_0	$4 \pi 10^{-7} \text{ (H.m}^{-1}\text{)}$	1 u.e
Vitesse de la lumière	$3 \cdot 10^8 \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	$3 \cdot 10^{10} \text{ (cm.s}^{-1}\text{)}$
Champ magnétique H	A.m^{-1}	(Oe) $1 \text{ Oe} = 80 \text{ A.m}^{-1}$
Induction magnétique B	Tesla (T) $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$	Gauss (G) $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ $\vec{B} = \vec{H} + 4 \pi \vec{M}$
Rapport gyromagnétique γ	$2,21 \cdot 10^5 \text{ (rad.s}^{-1}\text{.A}^{-1}\text{.m)}$	$2 \pi \cdot 2.8 \text{ (MHz. Oe}^{-1}\text{)}$

ANNEXE 4

Champ démagnétisant dans un disque

R. I. Joseph et E. Schloemann ont développé une méthode générale pour calculer le champ démagnétisant non uniforme dans des géométries non ellipsoïdales de forme arbitraire. Leur modèle fait l'approximation d'une aimantation dont la norme M est constante dans tout le volume de l'échantillon et dont la direction suit exactement celle du champ magnétique interne en chaque point, $\vec{H}_i(\vec{r})$. Le résultat est exprimé sous forme d'une série de puissance de (M/H_{ext}) , où H_{ext} est le champ extérieur appliqué. On se limite dans ce manuscrit au premier terme de la série, ce qui est une bonne approximation dans la limite des champs extérieurs élevés, c'est-à-dire dans le cas où l'aimantation peut être considérée comme étant uniforme dans tout le volume de l'échantillon (approximation de l'échantillon complètement saturé). Nous ne donnons évidemment que la solution dans le cas d'un cylindre de rayon R et de hauteur S , avec le système de coordonnées représenté sur la figure (Fig.A4.1).

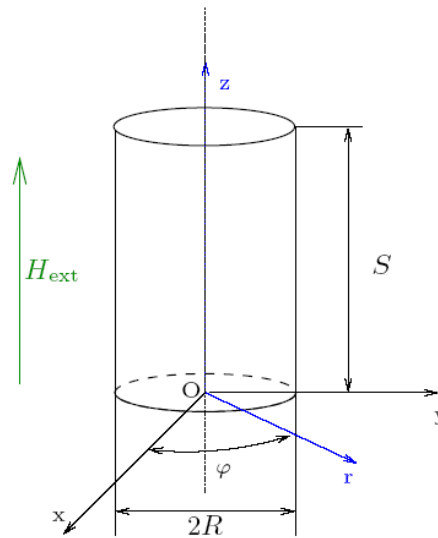


Figure A4.1 Système de coordonnées utilisé pour le calcul du champ démagnétisant d'un cylindre de rayon R et de hauteur S aimanté selon son axe par un champ extérieur $H_{ext.u_z}$. L'origine O du système de coordonnées cylindrique coïncide avec le centre de la face inférieure.

D'une manière générale, le champ interne H_i d'un échantillon magnétique est la superposition du champ extérieur H_{ext} et du champ démagnétisant qui, dans un isolant, est proportionnel au gradient d'un potentiel magnétique ψ :

$$\vec{H}_i(r) = H_{ext} + M \vec{\nabla} \psi(r) \quad (C.1)$$

Du fait que la divergence du flux $\vec{B}_i = \vec{H} + 4 \pi \vec{M}$ soit nulle, l'expression ci-dessus se réécrit sous la forme d'une équation de Poisson pour le potentiel ψ :

$$\nabla^2 \psi = -4 \pi \vec{\nabla} \cdot \vec{m} \quad (\text{A4.2})$$

où on a introduit une aimantation normalisée $\vec{m}(\vec{r}) = \frac{\vec{M}(\vec{r})}{M}$. La solution générale de l'équation de Poisson peut être exprimée sous forme intégrale :

$$\psi(r) = \int \frac{\vec{m}(\vec{r}') \cdot (\vec{r}' - \vec{r})}{|\vec{r}' - \vec{r}|^3} d^3 \vec{r}' \quad (\text{A4.3})$$

En exprimant \vec{m} en fonction de ψ à l'aide de la relation (A4.1) on obtient une équation intégrale pour ψ . La méthode de Joseph et Schloemann consiste à en chercher une solution sous la forme d'une série de puissance du paramètre $\frac{M}{H_{ext}}$:

$$\psi = \psi_1 + \frac{M}{H_{ext}} \psi_2 + \frac{M}{H_{ext}} 2 \psi_3 + \dots \quad (\text{A4.4})$$

On obtient alors une hiérarchie de solutions :

$$\psi_1 = \int \frac{\vec{z}' - \vec{z}}{|\vec{r}' - \vec{r}|^3} d^3 \vec{r}' \quad (\text{A4.5})$$

$$\psi_1 = \int \frac{(\partial \psi_1 / \partial x')(x' - x) + (\partial \psi_1 / \partial y')(y' - y)}{|\vec{r}' - \vec{r}|^3} d^3 \vec{r}' \quad (\text{A4.6})$$

$$\psi_1 = \int f(\psi_1, \psi_2) d^3 \vec{r}' \dots \quad (\text{A4.7})$$

Par analogie avec l'expression du champ démagnétisant uniforme des géométries ellipsoïdales, on introduit un tenseur démagnétisant \vec{N} , qui dépend désormais de la position :

$$H_i = H_{ext} - 4 \pi \sum_j N_{ij} M_j = H_{ext} - 4 \pi M \sum_j N_{ij} m_j \quad (\text{A4.8})$$

Notons cependant que contrairement au cas des géométries ellipsoïdales, H_i ne peut pas en général être obtenu à partir de la seule connaissance du tenseur N à cause des corrections d'ordre supérieur à 1 qui introduisent une non linéarité dans la définition ci-dessus. Cela reste cependant le cas de la solution au premier ordre que nous pouvons exprimer comme :

$$\nabla \psi_1(\vec{r}) \equiv -4 \pi N_{ij}(\vec{r}) m_j \quad (\text{A4.9})$$

La solution au premier ordre va décrire l'effet d'une aimantation uniforme dans un géométrie confinée, sur la distribution de champ interne. Nous allons en déduire un champ interne inhomogène $H_i(r)$, et la solution au second ordre (que nous ne détaillerons pas) consistera à dire que l'aimantation va suivre localement la distribution de champ interne calculée au premier ordre. Cette solution au second ordre décrit en quelque sorte l'effet de rétroaction du champ interne.

Donnons tout d'abord le résultat simple mais toutefois important de l'évaluation de (A4.5) le long de l'axe du cylindre :

$$\psi_1(0, z) = 2 \pi R^2 \left\{ \frac{I}{z + \sqrt{R^2 + z^2}} - \frac{I}{(L - z) + \sqrt{R^2 + (L - z)^2}} \right\} \quad (\text{A4.10})$$

La forme de la solution générale est beaucoup plus complexe. Elle fait intervenir les intégrales elliptiques complètes de la première et de la seconde espèce, $K(u)$ et $E(u)$. Notons que

les notations utilisées ci-dessous diffèrent quelques peu de celles de Joseph et Schloemann en ce qui concerne la définition des intégrales elliptiques complètes. Les deux composantes non nulles du tenseur démagnétisant sont N_{zz} et N_{zz} , qui s'écrivent :

$$\begin{aligned} N_{zz}(r, z, R, S) = & I - \frac{z \alpha(r, z, R) K(\alpha(r, z, R))}{4 \pi \sqrt{Rr}} \\ & + \frac{I}{4} A_0(\alpha(r, z, R), \beta(r, z, R)) \times \text{signe}(r - R) \\ & - \frac{(S - z) \alpha(r, S - z, R) K(\alpha(r, S - z, R))}{4 \pi \sqrt{Rr}} \\ & + \frac{I}{4} A_0(\alpha(r, S - z, R), \beta(r, S - z, R)) \times \text{signe}(r - R) \end{aligned} \quad (\text{A4.11})$$

$$\begin{aligned} N_{zz}(r, z, R, S) = & \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{R}{r}} \\ & \times \left\{ \frac{\left[1 - \frac{I}{2} (\alpha(r, z, R))^2 \right] K(\alpha(r, z, R)) - E(\alpha(r, z, R))}{\alpha(r, z, R)} \right. \\ & \left. - \frac{\left[1 - \frac{I}{2} (\alpha(r, S - z, R))^2 \right] K(\alpha(r, S - z, R)) - E(\alpha(r, S - z, R))}{\alpha(r, S - z, R)} \right\} \end{aligned} \quad (\text{A4.12})$$

et on a introduit les fonctions α , β , Λ_0 pour alléger les notations :

$$\alpha(r, z, R) = 2 \sqrt{\frac{Rr}{z^2 + (R+r)^2}} \quad (\text{A4.13})$$

$$\beta(r, z, R) = 2 \frac{z}{\sqrt{z^2 + (R-r)^2}} \quad (\text{A4.14})$$

$$\Lambda_0(\phi, \psi) = \frac{2}{\pi} \frac{(1-\phi^2)\psi \sqrt{1-\psi^2} \sqrt{1-\psi^2 + \psi^2\phi^2}}{[(1-\phi^2)(1-\psi^2) + \phi^2]} \Pi\left(\frac{\phi^2}{(1-\phi^2)(1-\psi^2) + \phi^2}, \phi\right) \quad (\text{A4.15})$$

avec Π l'intégrale elliptique complète de la troisième espèce.

**VALORISATION
DU TRAVAIL
DE RECHERCHE**

Valorisation du travail de recherche

Publications internationales :

A. GUENNOU, P. QUEFFELEC, P. GELIN, and J.L. MATTEI, "Self-biased Y-junction circulators using polycrystalline hexaferrite: An accurate electromagnetic analysis," *J. Appl. Phys.* 99, 08P505 (2006).

A. GUENNOU, P. QUEFFELEC, P. GELIN, and J.L. MATTEI, " Coupled Magnetostatic / Electromagnetic Studies of Nonuniformly Biased Y-Junction Circulator: Application to Transmission Bandwidth Increase," *IEEE Trans. Magnetics*, accepté pour publication (sept 2007).

A. GUENNOU, B. DELLA, P. QUEFFELEC, P. GELIN, and J.L. MATTEI, " Influence of the magnetic field non-uniformity on an X-band microstrip Y-junction circulator bandwidth: theory / experiment comparison," *IEEE Trans. Magnetics*, Volume 43, Issue: 6, page(s): 2642-2644., juin 2007.

Conférences internationales :

A. GUENNOU, P. QUEFFELEC, P. GELIN, and J.L. MATTEI, 'Electromagnetic Study of Self-Biased Y-Junction Circulators using Polycrystalline Hexaferrite', *50th international Conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM)*, San Jose, California, USA, 30 Oct - 3Nov 2005.

A. GUENNOU, P. QUEFFELEC, P. GELIN, and J.L. MATTEI, 'Experimental demonstration of the influence of the magnetic field non-uniformity on the X-band Y-junction circulator bandwidth', *10th Joint MMM/Intermag Conference*, Baltimore, Maryland, USA, 7 - 12 jan 2007.

Conférences nationales :

A. GUENNOU, P. QUEFFELEC, P. GELIN, et J.L. MATTEI, 'Etude de l'influence de la variation spatiale du champ de polarisation sur les performances des circulateurs à jonction Y', *8èmes Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux (JCMM)*, La Rochelle, 31 mars - 2 avril 2004.

A. GUENNOU, P. QUEFFELEC, P. GELIN, et J.L. MATTEI, 'Optimisation de la réponse d'un circulateur à jonction Y polarisé non uniformément' *14èmes journées nationales microondes (JNM)*, Nantes, 11 - 13 mai 2005.

A. GUENNOU, P. QUEFFELEC, P. GELIN, et J.L. MATTEI, 'Etude des circulateurs à jonction-Y à base d'hexaferrite polycristallins utilisés à la rémanence' *14èmes journées nationales microondes (JNM)*, Nantes, 11 - 13 mai 2005.

A. GUENNOU, P. QUEFFELEC, P. GELIN, et J.L. MATTEI, 'Etude électromagnétique d'un circulateur à jonction-Y à base d'hexaferrite polycristallin autopolarisé', *9èmes Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux (JCMM)*, Saint-Etienne, 29 - 31 mars 2006.

A. GUENNOU, B.DELLA, P. QUEFFELEC, P. GELIN, et J.L. MATTEI, 'Conception et réalisation de circulateurs à jonction-Y en technologie microruban : influence de la nonuniformité du champ de polarisation', *15 èmes Journées Nationales Microondes (JNM)*, Toulouse, 23 - 25 mai 2007.