

Université de Limoges

**ED 610 - Sciences et Ingénierie des Systèmes, Mathématiques,
Informatique (SISMI)**
XLIM UMR CNRS 7252 - Axe Systèmes RF

Thèse pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes

Présentée par
Hamza TURKI

Pour une soutenance prévue le 11 décembre 2018

Développement de circulateurs à ferrite originaux par l'élaboration d'une démarche de conception fiable

Thèse dirigée par Thierry MONEDIERE, Laure HUITEMA et Bertrand LENOIR

JURY :

Rapporteurs

- M. Patrick QUEFFELEC, Professeur, Université de Bretagne Occidentale
- M. Didier VINCENT, Professeur, Université Jean Monnet de Saint-Etienne

Examineurs

- M. Dominique CROS, Professeur, Université de Limoges
- M. Jean-Luc MATTEI, Maître de conférences, Université de Bretagne Occidentale
- M. Philippe POULIGUEN, Responsable du Domaine Scientifique « Ondes Acoustiques et Radioélectriques », DGA / DS / MRIS
- M. Thierry MONEDIERE, Professeur, Université de Limoges
- Mme. Laure HUITEMA, Maître de conférences, Université de Limoges
- M. Bertrand LENOIR, Directeur Technique, INOVEOS SARL

Invités

- M. Joseph HELSZAJN, Professeur, Heriot-Watt University
- M. Mohamed LATRACH, Professeur, Université d'Angers, ESEO

Thèse confidentielle

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	1
-----------------------------	---

Chapitre I: Etat de l'art des ferrites et de leurs applications en hyperfréquences

I - INTRODUCTION	9
II - PROPRIETES MAGNETIQUES DES FERRITES	11
II.1 - Généralités	11
II.1.1 - Les ferrites	11
II.1.2 - Rappel sur le magnétisme	13
a) Généralités	13
b) Ferromagnétisme et ferrimagnétisme	15
II.2 - Cycle d'hystérésis	16
II.2.1 - Présentation générale	16
II.2.2 - Champ d'anisotropie	18
II.3 - Effet démagnétisant	19
II.4 - Précession gyroscopique	20
III - PROPRIETES DES FERRITES EN HYPERFREQUENCES	21
III.1 - Résonance gyromagnétique	21
III.2 - Modèles de tenseur de perméabilité	22
III.2.1 - Cas de ferrite saturé: Tenseur de Polder	22
a) Tenseur de Polder	22
b) Définition de ΔH et ΔH_{eff}	25
III.2.2 - Cas de ferrite non saturé	26
a) Modèle de Schlöemann	27
b) Modèle de Green and Sandy	27
c) Modèle d'Igarashi et Naïto	28
d) Modèle de Gelin: « Generalized Permeability Tensor »	28
IV - CIRCULATEURS A FERRITE	30
IV.1 - Applications	31
IV.2 - Description générale et principe de fonctionnement	32
IV.3 - Topologies et modèles	33
IV.3.1 - Circulateurs à effet Faraday	33
IV.3.2 - Circulateurs à éléments localisés	34
IV.3.3 - Circulateurs à éléments distribués	35
a) Topologie triplaque	36
b) Topologie microruban	36
c) Topologie en guide d'onde	38
IV.4 - Comparaison des performances des différents types de circulateurs	40
V - CONCLUSION DU CHAPITRE I – DEMARCHE DE L'ETUDE	42
VI - BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I	44

Chapitre II: Conception et réalisation de circulateurs triplaques mono bande

I - INTRODUCTION.....	52
II - DESCRIPTION GENERALE ET ANALYSE MODALE DES RESONATEURS A FERRITE	53
<i>II.1 - Etude de la zone de fonctionnement : Circulateurs en champ fort / champ faible.....</i>	<i>53</i>
<i>II.2 - Description générale de la structure.....</i>	<i>55</i>
<i>II.3 - Etude modale de la structure résonante triplaque à ferrite</i>	<i>57</i>
II.3.1 - Analyse modale de Bosma : Etude des modes TM	57
II.3.2 - Analyse modale rigoureuse : Etude des modes Hybrides	63
a) Résultats analytiques de l'étude modale	64
b) Résultats numériques de l'étude modale.....	66
III - COUPLAGE DES DEUX MODES FONDAMENTAUX : OBTENTION DU PHENOMENE DE CIRCULATION	69
<i>III.1 - Etude en champ fort : Conditions de circulation de Bosma</i>	<i>69</i>
<i>III.2 - Etude d'un circulateur en champ faible.....</i>	<i>71</i>
IV - ETUDE MAGNETOSTATIQUE DU CIRCULATEUR.....	76
<i>IV.1 - Etude des aimants permanents : Détermination du champ appliqué.....</i>	<i>77</i>
<i>IV.2 - Intégration des disques de ferrite : Détermination du champ interne</i>	<i>80</i>
IV.2.1 - Définition du champ démagnétisant non-uniforme	80
IV.2.2 - Calcul du champ interne non-uniforme.....	82
<i>IV.3 - Prise en compte de la non-uniformité du champ interne.....</i>	<i>83</i>
V - REALISATION DU PROTOTYPE : PERFORMANCES MESUREES	85
VI - CONCLUSION DU CHAPITRE II	88
VII - BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II	89

Chapitre III: Validation d'un nouveau concept de circulateurs triplaques bi-bandes

I - INTRODUCTION.....	92
II - BESOIN ET APPLICATIONS	93
III - ETUDE NUMERIQUE DES MODES SUPERIEURS	95
<i>III.1 - Reprise de la méthode.....</i>	<i>95</i>
III.1.1 - Détermination des fréquences de résonance	95
III.1.2 - Cartographies des champs.....	96
<i>III.2 - Evolution des modes supérieurs.....</i>	<i>97</i>
III.2.1 - Influence du champ interne sur l'évolution des modes.....	97
III.2.2 - Influence de l'ajout d'un matériau diélectrique autour des disques de ferrite sur l'évolution des modes.....	98
IV - CONDITIONS DE CIRCULATION BI-BANDES	101
<i>IV.1 - Circulation bi-bandes bidirectionnelle</i>	<i>101</i>
<i>IV.2 - Circulation bi-bandes unidirectionnelle.....</i>	<i>103</i>
V - ETUDE MAGNETOSTATIQUE DU CIRCULATEUR	106
<i>V.1 - Etude des aimants permanents : Principe</i>	<i>106</i>
<i>V.1 - Prise en compte du champ démagnétisant : Détermination du champ interne</i>	<i>107</i>
<i>V.2 - Prise en compte de la non-uniformité du champ interne</i>	<i>109</i>

VI - REALISATION DU PROTOTYPE : PERFORMANCES MESUREES	110
<i>VI.1 - Réalisation et caractérisation des prototypes</i>	<i>110</i>
a) <i>Interprétations.....</i>	<i>112</i>
b) <i>Perspectives.....</i>	<i>113</i>
VII - CONCLUSION DU CHAPITRE III	115
VIII - BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III	116

Chapitre IV: Conception et réalisation de circulateurs triplaques larges bandes

I - INTRODUCTION.....	118
II - APERÇU HISTORIQUE	119
III - DESCRIPTION DE LA METHODE ANALYTIQUE.....	119
<i>III.1 - Conditions générales de circulation.....</i>	<i>119</i>
III.1.1 - Méthode de calcul.....	119
III.1.2 - Interprétations.....	123
<i>III.2 - Technique de « la continuité d'impédance » (Tracking Circulator)</i>	<i>124</i>
IV - VALIDATION DU CONCEPT LARGE BANDE SUR UN CIRCULATEUR TRIPLAQUE	127
<i>IV.1 - Démarche</i>	<i>127</i>
<i>IV.2 - Analyse EM</i>	<i>128</i>
IV.2.1 - Détermination des paramètres internes de la jonction	128
IV.2.2 - Réseau d'impédance.....	130
IV.2.3 - Analyse EM complète.....	132
<i>IV.3 - Etude magnétostatique du circulateur</i>	<i>134</i>
<i>IV.4 - Réalisation du prototype : Performances en mesure.....</i>	<i>137</i>
V - CONCLUSION DU CHAPITRE IV	140
VI - BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV	141

Chapitre V: Conception et réalisation de circulateurs microrubans

I - INTRODUCTION.....	144
II - CONCEPTION ET REALISATION DE CIRCULATEUR MICRORUBAN EN BANDE ETROITE	146
<i>II.1 - Validation du concept de gravure de ligne sur substrat ferrite.....</i>	<i>146</i>
II.1.1 - Design du circulateur microruban.....	148
II.1.2 - Analyse électromagnétique.....	149
a) <i>Dimensionnement de la jonction.....</i>	<i>149</i>
b) <i>Etude de la transition microruban-coplanaire.....</i>	<i>151</i>
II.1.3 - Etude magnétostatique	153
II.1.4 - Validation expérimentale.....	155
III - CONCEPTION DE CIRCULATEUR MICRORUBAN EN BANDE X	159
IV - CONCLUSION DU CHAPITRE V	163
V - BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V	164
CONCLUSION GENERALE	166

Introduction générale

Introduction générale

La maîtrise de la conception et de la fabrication des dispositifs hyperfréquences est devenue de nos jours un défi majeur que les marchés de télécommunications, aussi variés soient-ils, tiennent à relever. Les acteurs industriels de ce domaine ont pour objectifs et pour défis d'offrir les composants les plus compacts, les moins consommateurs en énergie et qui présentent de hauts niveaux de performances.

Ainsi, toujours dans le but de s'adapter à cette expansion fulgurante du monde des hyperfréquences, les nouveaux dispositifs doivent désormais présenter le plus souvent, une agilité en fréquence, être miniaturisés et parfois multifonctions. Certains d'entre eux sont non-réciproques.

Ces dispositifs non-réciproques, tels que les isolateurs et les circulateurs, ont une importance grandissante et leur intégration s'avère indispensable au cœur des systèmes de communications radiofréquences (RF).

Les circulateurs sont généralement utilisés dans les systèmes de communication sans fil, pour lesquels il est nécessaire d'employer une seule antenne pour la transmission/réception simultanée du signal. Ils assurent donc l'aiguillage des signaux selon leur provenance, en favorisant la propagation de l'onde EM dans une direction plutôt que dans une autre. De ce fait, ils permettent de dissocier les signaux d'émission et de réception. Ces dispositifs sont également utilisés dans les domaines du spatial ou du militaire (Radar...), où de fortes puissances sont parfois mises en jeu. Ils permettent par exemple de protéger la source contre toute énergie réfléchie qui risquerait de l'endommager.

Nous nous intéresserons dans cette thèse aux circulateurs à ferrite qui utilisent les propriétés d'anisotropie et de non-réciprocité des matériaux ferrite polarisés pour créer le phénomène de circulation. La polarisation du matériau est généralement créée par des aimants permanents.

Ces dispositifs restent encore aujourd'hui très délicats à mettre au point et les industriels, pour répondre à un cahier des charges, sont souvent obligés aujourd'hui de partir de designs existants qu'ils font évoluer « au coup par coup » grâce au savoir-faire de quelques spécialistes. Des réglages longs, fastidieux, et coûteux sont donc nécessaires et ils ne garantissent pas toujours une solution optimum. Il est en outre souvent difficile

d'imaginer de nouveaux designs. C'est pourquoi l'entreprise INOVEOS, qui conçoit et commercialise ce type de dispositifs, est fortement intéressée pour disposer d'une voire plusieurs méthodes de conceptions robustes. Nous entendons par « méthode fiable » une méthode qui permette de s'affranchir quasi totalement de la phase de réglage évoquée ci-dessus et de conduire à des dispositifs immédiatement opérationnels.

C'est dans ce contexte que se situe ce travail de thèse effectué dans le cadre d'une convention CIFRE entre Inoveos et Xlim. Cette thèse a par ailleurs bénéficié du cadre du projet ANR LabCom (Laboratoire Commun) Inogyro entre Xlim et Inoveos.

La méthode que nous allons développer demandera :

- Une bonne connaissance des caractéristiques des matériaux ferrites (cycle d'hystérésis, pertes, aimantation à saturation, perméabilité tensorielle, etc.).
- Une bonne maîtrise de la simulation électromagnétique (le logiciel CST Studio Suite sera utilisé).
- Une approche magnétostatique pointue.
- Une prise en compte des contraintes de réalisation qui seront différentes selon le type de dispositif réalisé (circulateur triplaque, microruban, etc...)

Elle permettra par la suite à Inoveos d'imaginer et de proposer de nouveaux designs performants à ses clients. Différents objectifs seront successivement recherchés afin de fournir à Inoveos un « panel complet » de modes opératoires :

- Le fonctionnement mono bande.
- Le fonctionnement multi bandes.
- Le fonctionnement large bande.

Des topologies triplaques et microruban seront étudiées.

Ce manuscrit propose cinq chapitres. Il s'articule de la manière suivante :

Dans le premier chapitre, les principales propriétés des ferrites sont définies. Les notions théoriques et les propriétés statiques et dynamiques qui caractérisent les matériaux ferrites sont rappelées. Un état de l'art des différents modèles de tenseurs de perméabilité représentant le comportement des ferrites en hyperfréquences est effectué. La problématique liée à la modélisation des ferrites en fonction de leur état de

partielle ou totale aimantation est exposée. Ensuite les différentes topologies de circulateurs existantes sont présentées succinctement avec leurs principales caractéristiques. Une rapide étude comparative des performances, des avantages et des limitations de chaque topologie est proposée.

Le deuxième chapitre se focalise sur la topologie triplaque, qui est la plus commune dans l'industrie des circulateurs à ferrite. Dans un premier temps, les études analytiques présentées dans la littérature sont abordées, pour mieux appréhender leur fonctionnement et surtout pour mettre l'accent sur les différentes limitations relatives à ces modèles. En partant de cette première étude théorique, une méthodologie complète de mise au point de circulateurs triplaques mono-bande est établie, de la modélisation numérique à la validation expérimentale. Cette première section doit satisfaire les objectifs fixés précédemment, alliant à la fois une modélisation fiable et des performances optimisées.

A la suite de ces premiers travaux, et afin d'aller au-delà du fonctionnement mono-bande classique des circulateurs, une méthode de conception originale de circulateurs bi-bandes est proposée au troisième chapitre. Une première partie de l'approche développée consiste à déterminer à la fois les modes fondamentaux et supérieurs de la structure triplaque en « oscillation libre ». La seconde partie consiste à coupler simultanément les modes fondamentaux et supérieurs pour obtenir le fonctionnement bi-bande souhaité. Enfin, deux topologies sont développées, une qui conduit à un circulateur bi-bande unidirectionnel, l'autre à un circulateur bidirectionnel. Ces études sont validées par la réalisation et la mesure de deux prototypes.

Le quatrième chapitre, s'intéresse à l'élargissement de la bande passante des circulateurs à ferrite. Cette étude se base sur une méthode analytique inspirée de la littérature («Continuous Tracking Circulator») qui est rappelée et ensuite complétée par une méthodologie numérique complète. Sa mise en œuvre aboutit à la mise au point, la réalisation et la mesure d'un circulateur ultra-large bande puisqu'il présente 70 % de bande passante. Les résultats expérimentaux sont comparés à quelques travaux présentés dans la littérature en termes de performances et de pourcentage de bande passante.

Le chapitre cinq se focalise sur les circulateurs microrubans, afin de valider notre méthodologie numérique sur les technologies planaires. D'abord, le procédé de gravure

de ligne sur un substrat ferrite est mené par la simulation et la réalisation d'une ligne coplanaire qui est ensuite mesurée sous pointes. Une fois le procédé mis en œuvre, une modélisation numérique complète de circulateur microruban en champ faible est mise au point. Enfin, un deuxième circulateur microruban large bande est entrepris en se basant sur la méthode analytique (« Continuous tracking circulator ») élaborée dans le quatrième chapitre.

Une conclusion résume l'ensemble des travaux présentés dans ce manuscrit, une analyse des résultats obtenus y est menée, différentes perspectives et pistes pour les travaux à venir sont proposées.

Chapitre I

ETAT DE L’ART DES FERRITES ET DE LEURS APPLICATIONS EN HYPERFREQUENCES

I - INTRODUCTION.....	9
II - PROPRIETES MAGNETIQUES DES FERRITES.....	11
<i>II.1 - Généralités</i>	<i>11</i>
II.1.1 - Les ferrites.....	11
II.1.2 - Rappel sur le magnétisme.....	13
a) Généralités.....	13
b) Ferromagnétisme et ferrimagnétisme.....	15
<i>II.2 - Cycle d’hystérésis.....</i>	<i>16</i>
II.2.1 - Présentation générale.....	16
II.2.2 - Champ d’anisotropie	18
<i>II.3 - Effet démagnétisant.....</i>	<i>19</i>
<i>II.4 - Précession gyroscopique.....</i>	<i>20</i>
III - PROPRIETES DES FERRITES EN HYPERFREQUENCES.....	21
<i>III.1 - Résonance gyromagnétique</i>	<i>21</i>
<i>III.2 - Modèles de tenseur de perméabilité.....</i>	<i>22</i>
III.2.1 - Cas de ferrite saturé: Tenseur de Polder.....	22
a) Tenseur de Polder	22
b) Définition de ΔH et ΔH_{eff}	25
III.2.2 - Cas de ferrite non saturé.....	26
a) Modèle de Schlöemann.....	27
b) Modèle de Green and Sandy	27
c) Modèle d’Igarashi et Naïto.....	28
d) Modèle de Gelin: « Generalized Permeability Tensor ».....	28
IV - CIRCULATEURS A FERRITE.....	30
<i>IV.1 - Applications.....</i>	<i>31</i>
<i>IV.2 - Description générale et principe de fonctionnement.....</i>	<i>32</i>
<i>IV.3 - Topologies et modèles</i>	<i>33</i>
IV.3.1 - Circulateurs à effet Faraday.....	33

IV.3.2 - Circulateurs à éléments localisés	34
IV.3.3 - Circulateurs à éléments distribués.....	35
a) <i>Topologie triplaque</i>	36
b) <i>Topologie microruban</i>	36
c) <i>Topologie en guide d'onde</i>	38
IV.4 - <i>Comparaison des performances des différents types de circulateurs</i>	40
V - CONCLUSION DU CHAPITRE I – DEMARCHE DE L'ETUDE	42
VI - BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I	44

I - Introduction

Au cours de ces dernières années, les besoins en télécommunications ne font qu’augmenter. La diversité des applications hyperfréquences, qu’elles soient militaires ou civiles, ainsi que l’explosion des bandes de fréquences à couvrir, ont multiplié les contraintes sur les dispositifs microondes. Ces derniers doivent désormais répondre à des spécifications de très haut niveau, notamment en termes de performances, d’encombrement et de consommation d’énergie. Parmi ceux-ci, les dispositifs non-réciproques, tels que les circulateurs et les isolateurs, n’échappent pas à la règle et leur rôle au cœur des chaînes de communications radiofréquences demeure primordial et multiple.

La solution la plus communément utilisée pour créer le phénomène de circulation dans les dispositifs passifs est l’utilisation de ferrites polarisés. Ces matériaux ferrimagnétiques ont suscité un grand intérêt dans la littérature, en raison de leurs propriétés avantageuses en hyperfréquences. Généralement, ils sont utilisés sous forme de pièces massives (souvent cylindriques) jusqu’à des fréquences très élevées. Leurs propriétés fondamentales se manifestent lorsqu’un champ magnétique externe leur est appliqué. Ils deviennent ainsi anisotropes et sont à l’origine de la propagation non-réciproque de l’onde électromagnétique. Par conséquent, la théorie relative à ces matériaux est assez poussée et fait appel à plusieurs lois physiques. Des modèles sont établis (moyennant certaines hypothèses) pour décrire d’une façon détaillée leur comportement en hyperfréquences ainsi que le phénomène de non-réciprocité.

De ce fait, la mise au point d’une méthode de conception fiable de circulateurs à ferrite nécessite fondamentalement une connaissance claire et approfondie de ces matériaux, de leurs propriétés statiques et dynamiques et de leurs différentes catégories qui conditionnent les fréquences dans lesquelles ils sont utilisables. Il est aussi essentiel de maîtriser la théorie des circulateurs à ferrite développée dans la littérature afin de mettre en évidence les problématiques liées à leur modélisation et les limitations des approches actuelles. Il sera ensuite possible de proposer des améliorations conduisant à des dispositifs fiables aux performances optimisées.

Ce premier chapitre a donc pour objectif de dresser un rapide état de l’art qui permettra d’aborder l’ensemble des notions qui viennent d’être évoquées. Le matériau ferrite sera présenté et ses propriétés magnétiques seront aussi détaillées. Ensuite, nous

étudierons les caractéristiques de ce matériau en hyperfréquences afin de préparer le terrain pour l’étude de la propagation non-réciproque de l’onde électromagnétique. Un rapide tour d’horizon des modèles de ferrite existants permettra de mettre en évidence la problématique propre à la modélisation de ces matériaux en hyperfréquences, en fonction de leur état d’aimantation. Quant à la deuxième partie de ce chapitre, elle sera dédiée aux circulateurs hyperfréquences. Leurs différentes topologies, applications et performances développées dans la littérature seront mentionnées. Une conclusion sera enfin donnée pour récapituler l’ensemble des problématiques liées à ce sujet, et introduire les différents travaux proposés dans ce manuscrit.

II - Propriétés magnétiques des ferrites

II.1 - Généralités

II.1.1 - Les ferrites

La toute première espèce minérale de matériau ferrimagnétique fut connue par l’Homme il y a environ 3000 ans. Elle porte le nom de magnétite et est principalement composée d’oxyde de fer Fe_2O_4 . La formule de base des ferrites est définie par [I.1]: $\text{MO.Fe}_2\text{O}_3$, M étant un métal divalent dont il existe une grande variété utilisable : manganèse (Mn), magnésium (Mg), cobalt (Co), nickel (Ni), zinc (Zn) etc. Ensuite, de nombreux travaux se sont activement enchaînés sur les ferrites, afin d’améliorer la fiabilité de leur élaboration. Ces travaux ont été menés notamment par des français : Professeur Guillaud en 1943 [I.2], Professeur Néel en 1948 [I.3] connu pour sa célèbre théorie du ferrimagnétisme. Il ne faut pas oublier l’importante découverte de Bertaut et Forrat [I.4] de la nouvelle structure d’oxydes ferrimagnétiques à base de terres rares (yttrium (Y), erbium (Er), samarium (Sm), etc.).

Les ferrites sont des éléments indispensables dans l’industrie des circulateurs, grâce à leurs diverses propriétés favorables aux applications hyperfréquences, telle que leur résistivité élevée (10^2 à plus de $10^9 \Omega/\text{cm}$), leurs faibles pertes diélectriques ($\tan(\delta) = 10^{-3}, 10^{-4}$) et leur comportement anisotrope lorsqu’un champ magnétique statique leur est appliqué. Cette dernière caractéristique est l’un des éléments clés dans la description du phénomène de circulation et sera détaillée par la suite.

Il existe trois principales classes de ferrites : les spinelles, les grenats et les ferrites hexagonaux, appelés aussi les hexaferrites. Les noms de ces classes sont issus de la structure cristalline de leurs matériaux.

Les spinelles [I.5] cristallisent de la même façon que le spinelle naturel, de forme MgAl_2O_4 , selon un réseau cristallin cubique. Les deux familles de spinelles les plus connues sont les ferrites mixtes de nickel-zinc (Ni-Zn) et de manganèse-zinc (Mn-Zn). Les propriétés magnétiques des ferrites spinelles sont développées dans la théorie du ferrimagnétisme de Néel [I.3]. Ce sont des ferrites doux qui sont utilisés sur un spectre fréquentiel assez large, pouvant aller de 1.55 GHz jusqu’à 36 GHz [I.6].

Les grenats [I.4] sont aussi appelés les ferrites à terres rares (R), que nous retrouvons dans leur formule $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. La plus courante des terres rares est l’yttrium,

d’où le nom du grenat de fer et d’yttrium (YIG : Yttrium Iron Garnet: $Y_3Fe_5O_{12}$). Ce dernier a été mis en évidence dans les travaux de Bertaut et Forrat [I.4]. Les grenats sont aussi considérés comme des ferrites doux, et sont dédiés à des applications plus basses fréquences (0.1 GHz - 10.9 GHz) [I.6]. Bien qu’ils soient limités en fréquence, en aimantation à saturation et en température de Curie, leur principal avantage est leurs faibles pertes magnétiques (ΔH et ΔH_{eff}), contribuant ainsi à des dispositifs passifs à faibles pertes.

Les ferrites hexagonaux, ou encore les hexaferrites [I.7] sont classés en quatre familles structurales. La plus courante est celle des ferrites « durs » (hexaferrites de type M), qui possèdent la structure hexagonale de la magnétoplombite, et dont le plus connu est le ferrite de baryum ($BaFe_{12}O_{19}$). Ces matériaux se caractérisent par un champ d’anisotropie très élevé, pouvant atteindre 2800 kA/m, soit aux alentours de 100 à 1000 fois celui des spinelles ou des grenats. Cette caractéristique fait des hexaferrites un meilleur candidat pour monter en fréquence (30 GHz-100 GHz), réaliser des dispositifs miniaturisés et surtout supprimer l’utilisation des aimants permanents. Cependant, leur facteur de pertes magnétiques demeure relativement élevé ($>1kOe$).

Quelques caractéristiques générales des ferrites sont répertoriées dans le Tableau I.1, selon leurs classes. Il est à noter que ces caractéristiques seront définies dans les paragraphes suivants.

Caractéristiques	Grenats	Spinelles	Hexaferrites
Fréquences d’applications (GHz)	[0.1 – 10]	[1.55 – 40]	[30 – 100]
Ions utilisés	Y, Gd, Al etc.	Mn, Mg, Li, Ni etc.	Ba, Sr...
Température de Curie (Tc) (°C)	[115 – 280]	[230 – 565]	[215 – 520]
Permittivité	[14 – 15.4]	[13 – 16.5]	[13 – 20]
Pertes magnétiques (ΔH) (Oe)	[10 – 185]	[290 – 450]	[1000 – 3000]

Tableau I.1 : Caractéristiques des ferrites selon leurs classes cristallographiques

II.1.2 - Rappel sur le magnétisme

Les ferrites sont avant tout considérés comme des matériaux magnétiques, et la plupart de leurs caractéristiques magnétostatiques sont dérivées du domaine général du magnétisme. Il est donc nécessaire de rappeler, dans la limite des besoins de ces travaux, les différentes notions et généralités sur le magnétisme.

a) Généralités

Un matériau magnétique se caractérise par la présence d’un moment magnétique permanent dans sa structure atomique. Ce moment magnétique, présent dans un atome donné, est la superposition du moment orbital de l’électron autour du noyau et du moment de spin de l’électron autour de lui-même [I.8] (Figure. I.1).

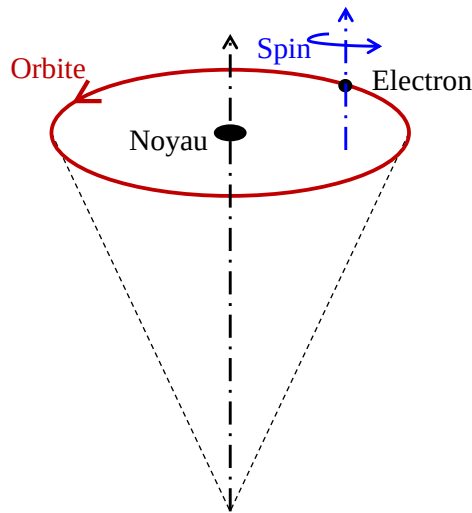


Figure. I.1 : Mouvement de l’électron autour du noyau et de lui-même à l’échelle microscopique du matériau magnétique

La densité volumique des moments magnétiques $\vec{m}$ dans un corps magnétique est appelée vecteur d’aimantation $\vec{M}$ qui décrit la distribution spatiale des moments à l’intérieur de ce corps.

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV} \quad (I.1)$$

Tout moment magnétique, étant une grandeur vectorielle, s’oriente dans une direction bien définie. L’ensemble des moments magnétiques ayant une même orientation constitue (à l’échelle microscopique) un domaine, dit domaine de Weiss

relatif au physicien Pierre Weiss [I.9]. Ces domaines sont séparés par des parois dites parois de Bloch [I.10], au niveau desquelles l’aimantation change progressivement de direction (Figure. I.2).

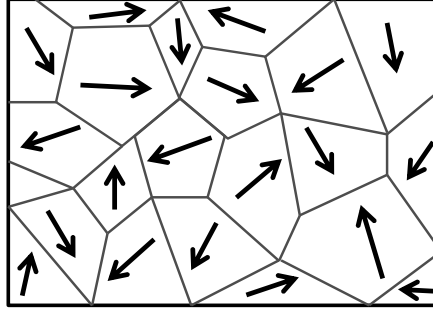


Figure. I.2 : Schéma de la répartition aléatoire des domaines de Weiss séparés par les parois de Bloch

Sous l’effet de l’application d’un champ magnétique externe $\vec{H}$, une induction magnétique est créée et est liée à ce champ appliqué et au vecteur d’aimantation $\vec{M}$:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (I.2)$$

Avec :

μ_0 est la perméabilité magnétique du vide ($4\pi \cdot 10^{-7}$ H /m).

Par ailleurs, l’aimantation $\vec{M}$ peut être également définie à partir de ce champ magnétique externe $\vec{H}$, telle que :

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (I.3)$$

A partir des équations (I.2) et (I.3), nous définissons la perméabilité relative du matériau μ_r . L’équation (I.2) devient :

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} \quad (I.4)$$

$$\vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H} \quad (I.5)$$

Le terme χ est appelé la susceptibilité magnétique, qui quantifie la faculté d’un matériau à s’aimanter sous l’action d’un champ magnétique. Il est à l’origine de la

distinction des différentes classes de magnétisme présentes dans la nature. Ici, nous allons nous focaliser sur le ferromagnétisme et le ferrimagnétisme.

b) Ferromagnétisme et ferrimagnétisme

Dans une substance **ferromagnétique** [I.11], les atomes possédant des moments magnétiques permanents sont suffisamment proches pour exercer une forte interaction entre eux, conduisant à l’alignement de leur réseau de spin d’une façon parallèle (Figure. I.4(a)). Par conséquent, les domaines d’un corps ferromagnétique possèdent une aimantation spontanée élevée, même en absence d’un champ magnétique externe. Cette aimantation spontanée est à l’origine de la création des aimants permanents que l’on connaît dans la vie quotidienne. Cependant, les matériaux ferromagnétiques perdent leur caractéristique à partir d’une certaine température critique, appelée la température de Curie T_c [I.12], et deviennent paramagnétique (aimantation nulle) (Figure. I.3).

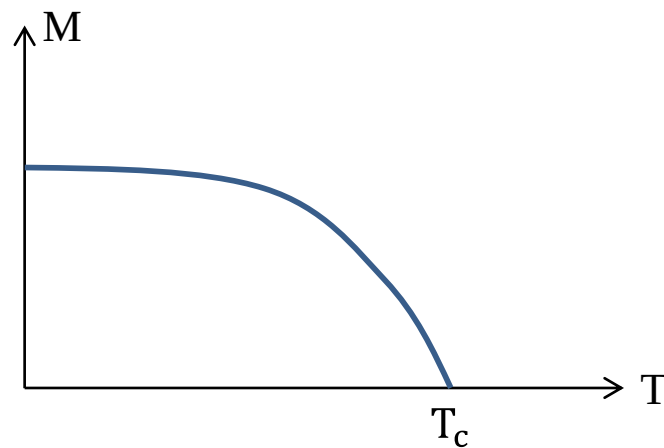


Figure. I.3 Evolution de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique en fonction de la température

Les matériaux **ferrimagnétiques** [I.12] se distinguent des ferromagnétiques par le fait que leurs moments de spin s'alignent selon deux sous-réseaux antiparallèles A et B (Figure. I.4(b)). Cependant, étant donné que ces deux réseaux sont en déséquilibre, l'aimantation spontanée totale demeure non nulle, mais beaucoup plus faible que dans le cas du ferromagnétisme. Au-delà de la température de Curie, un comportement paramagnétique est également observé. La classe des matériaux ferrimagnétiques est la classe à laquelle appartiennent les ferrites.

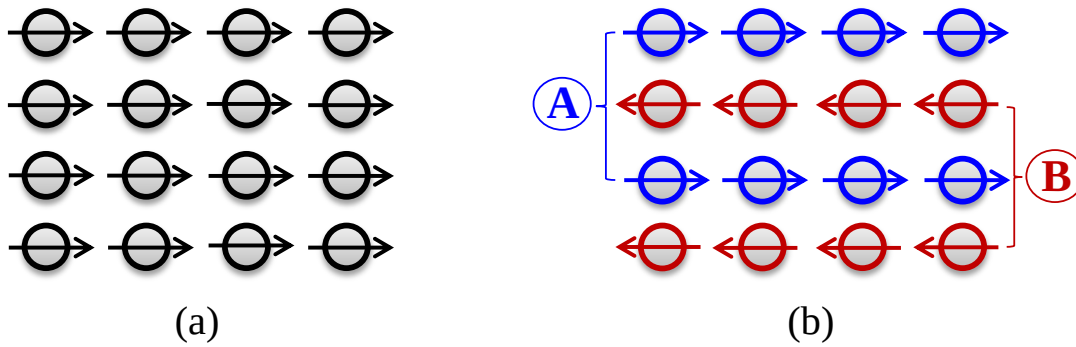


Figure. I.4 : Réseau de spin : (a) Ferromagnétisme (b) Ferrimagnétisme

II.2 - Cycle d’hystérésis

Les équations (I.3) et (I.5) montrent des rapports de proportionnalité entre $\vec{M}$, $\vec{B}$ et $\vec{H}$. Or, en réalité, cette linéarité est loin d’être vraie dans le cas des ferrites. En effet, l’évolution de l’aimantation et de l’induction magnétique en fonction du champ magnétique appliqué est décrite par le cycle d’hystérésis.

II.2.1 - Présentation générale

Le cycle d’hystérésis d’un matériau ferrimagnétique met en évidence la réponse non-linéaire de son aimantation $\vec{M}$ en fonction du champ appliqué $\vec{H}$ [I.14]. Il se caractérise par différentes phases présentées dans la Figure. I.5 :

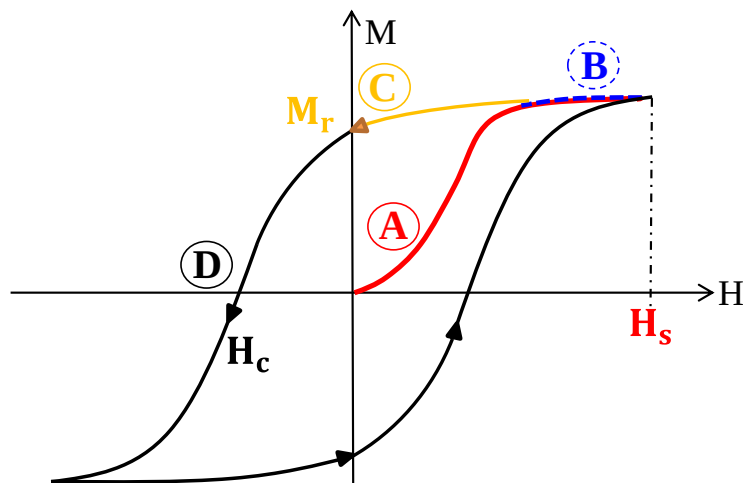


Figure. I.5 : Cycle d’hystérésis d’un matériau ferrimagnétique permettant de mesurer les caractéristiques suivantes : A : La première aimantation, B : L’aimantation à saturation, C : L’aimantation rémanente, D : Le champ coercitif.

La zone de **première aimantation** (zone notée A sur la Figure. I.5): C’est le cas où un corps ferrimagnétique est aimanté pour la première fois. L’aimantation croît d’abord rapidement en fonction du champ appliqué, conduisant à une zone où la perméabilité est élevée. Ensuite, cet accroissement devient moins rapide, puis asymptotique et finit par tendre vers une valeur de champ, appelée champ de saturation H_s . La **saturation** du matériau (zone B) se traduit par l’alignement de tous les moments dans une seule direction, impliquant la disparition des parois de Bloch qui séparent les domaines de Weiss. Ensuite, en diminuant progressivement H , une **aimantation rémanente** M_r (zone C) demeure pour $H=0$. Enfin, en appliquant un champ magnétique négatif, le matériau est complètement démagnétisé ($M = 0$) à partir d’une certaine valeur de champ appelé **le champ coercitif** H_c (zone D).

Nous avons parlé précédemment de classes de ferrite « doux » et de ferrite « durs ». Un matériau ferrite est appelé « doux » lorsqu’un faible champ magnétique externe est suffisant pour le saturer. Il se caractérise alors par un champ de saturation H_s généralement faible, ainsi qu’une aimantation rémanente et un champ coercitif ultra faibles, ce qui rend leur cycle d’hystérésis « étroit » (Figure. I.6). Contrairement à cela, les ferrites durs ont un cycle d’hystérésis « large », caractérisé par un fort champ coercitif et par une rémanence élevée (proche de la saturation) (Figure. I.6).

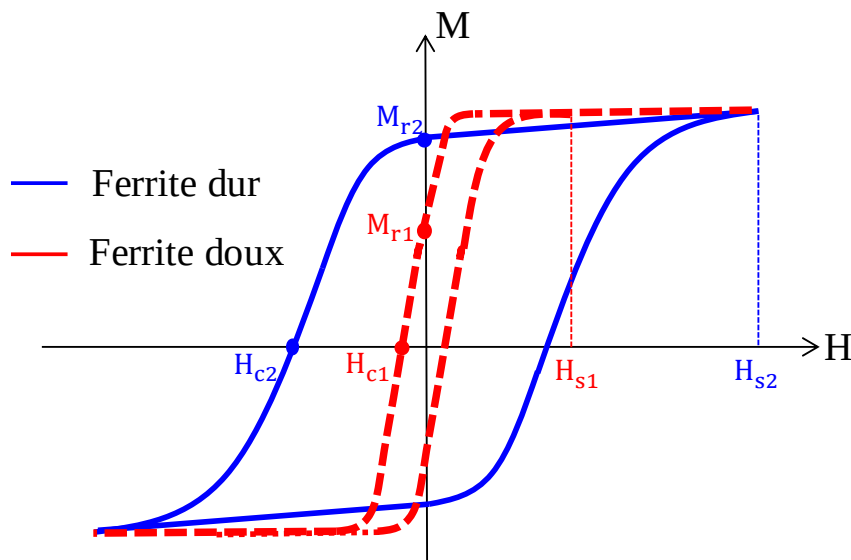


Figure. I.6 Illustration de la différence de cycle d’hystérésis entre un ferrite « doux » et un ferrite « dur »

II.2.2 - Champ d’anisotropie

Il existe deux façons distinctes pour aimanter un corps ferrimagnétique : soit selon l’axe de facile aimantation, impliquant une aimantation par déplacement des parois (Figure. I.7(a)), soit selon un axe qui lui est perpendiculaire, ce qui crée une aimantation par rotation des moments (Figure. I.7(b)). En effet, nous avons déjà évoqué que dans un corps ferrimagnétique, i.e. ferrite, les moments de spin sont orientés selon deux sous-réseaux antiparallèles. Lorsqu’un champ magnétique externe est appliqué dans l’axe de facile aimantation, les sous-réseaux qui sont orientés dans le même sens que ce champ vont naturellement s’élargir, par déplacement des parois, et finissent par former un seul domaine orienté selon $\vec{H}$ externe (Figure. I.7(a)). Dans le cas où le champ magnétique est appliqué dans un sens perpendiculaire aux sous-réseaux, les moments de spin vont subir une rotation pour finir par s’aligner selon la direction de ce champ (Figure. I.7(b)).

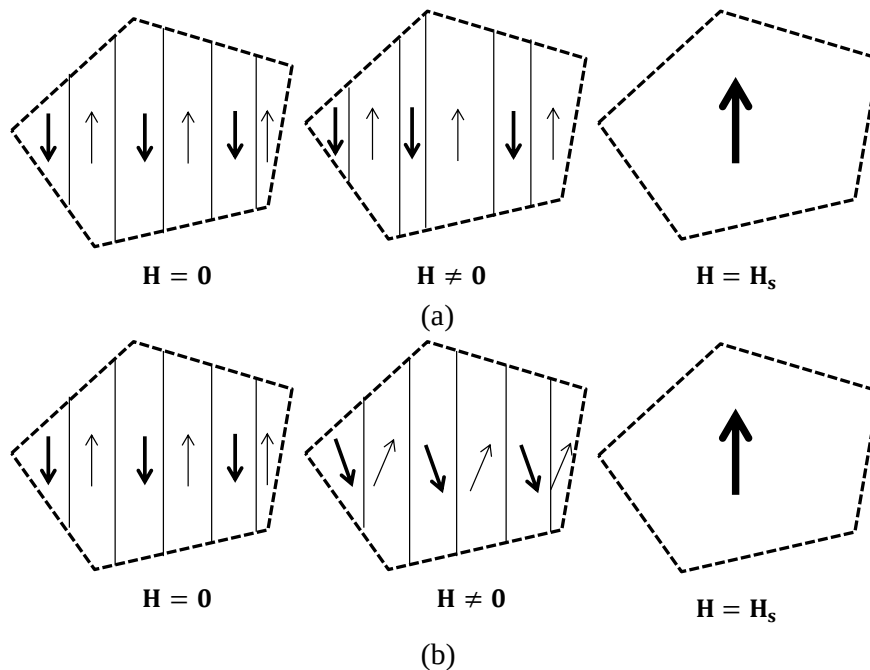


Figure. I.7 Aimantation d'un matériau ferrimagnétique : (a) par déplacement des parois, (b) par rotation des moments

L'intersection des deux aimantations à saturation issues respectivement de ces deux cas définit le champ d'anisotropie H_a d'un matériau ferrite (Figure. I.8), au-delà duquel ce dernier est considéré saturé. Ce champ est connu pour être faible pour les ferrites doux et très élevé pour les hexaferrites de type M, qui sont des ferrites durs.

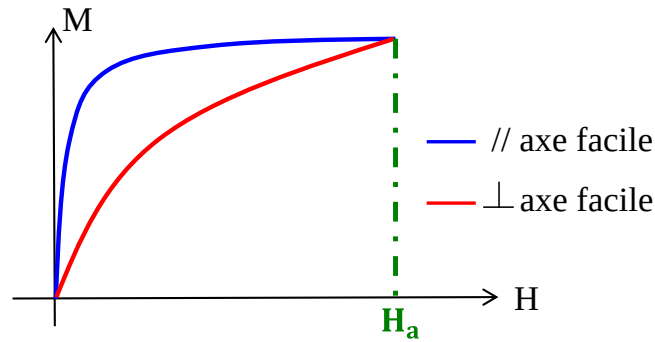


Figure. I.8 : Intersection des deux courbes d’aimantation selon l’axe de facile aimantation : obtention du champ d’anisotropie

II.3 - Effet démagnétisant

Pour l’instant, seulement le champ magnétique extérieur a été défini comme source d’aimantation des ferrites. Dans toute la suite, il sera noté $\vec{H}_{app}$. L’application de ce champ sur un matériau ferrite entraîne l’apparition d’un champ démagnétisant, appelé H_d , qui tend à s’y opposer (Figure. I.9). Il est défini par :

$$\vec{H}_d = -N \cdot \vec{M} \quad (I.6)$$

N est le facteur démagnétisant qui dépend de la forme géométrique de l’échantillon soumis à la polarisation magnétique [I.15]. Il est donné sous forme vectorielle et ses composantes N_x , N_y et N_z varient dans l’espace. Leur somme est égale à l’unité : $N_x + N_y + N_z = 1$ (Tableau I.2). Le Tableau I.2 présente les valeurs du facteur démagnétisant pour quelques géométries « idéales » d’échantillons.

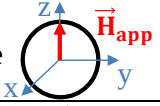
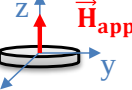
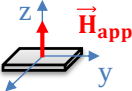
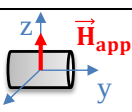
	N_x	N_y	N_z
Sphère 	1/3	1/3	1/3
Disque plat 	0	0	1
Plaquette mince 	0	0	1
Cylindre mince 	1/2	0	1/2

Tableau I.2 : Coefficient du facteur démagnétisant pour différentes formes de ferrite

Le champ magnétique qui résulte de cette démagnétisation est appelé le champ interne. Il possède la même direction que le champ appliqué, et est défini par:

$$\vec{H}_i = \vec{H}_{app} + \vec{H}_d \quad (I.7)$$

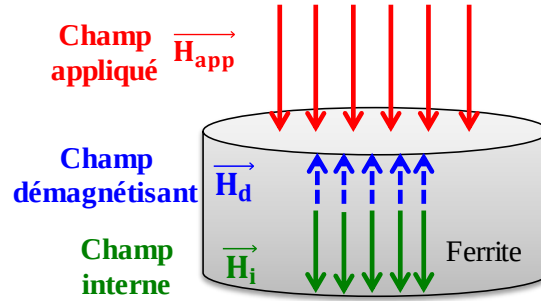


Figure. I.9 : Illustration de la création du champ interne au niveau du matériau ferrite

Nous donnerons une étude plus détaillée de leur distribution spatiale dans la partie magnétostatique de la méthodologie présentée lors du second chapitre.

II.4 - Précession gyroscopique

Partant du fait que les moments magnétiques s’alignent selon une seule direction (vecteur d’aimantation $\vec{M}$) sous l’effet d’une excitation magnétique statique, ce vecteur subit un mouvement de précession autour de la direction de $\vec{H}_i$ (Figure. I.10) à une fréquence propre f_r de rotation, dite fréquence de Larmor [I.16].

$$\omega_r = 2\pi f_r = 2\pi \gamma H_i \quad (I.8)$$

H_i est le champ interne du ferrite, γ est le rapport gyromagnétique défini par le rapport entre les moments magnétiques et les moments cinétiques de spin, avec $\gamma = 2,8 \text{ MHz/Oe}$.

Landau, Lifshitz et Gilbert [I.16], [I.17] ont montré que le mouvement du vecteur d’aimantation $\vec{M}$ autour de la direction de ce champ correspondait à l’équation différentielle (I.9).

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \wedge \vec{H}_i + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (I.9)$$

L’équation (I.9) est composée d’un terme relatif au mouvement $(-\gamma \vec{M} \wedge \vec{H}_i)$ et d’un terme lié à l’amortissement α , issu des pertes magnétiques créant un effet dissipatif dans le matériau, ce qui donne un mouvement de précession sous forme d’une spirale qui finit par s’aligner dans la direction de $\vec{H}_i$ (Figure. I.10).

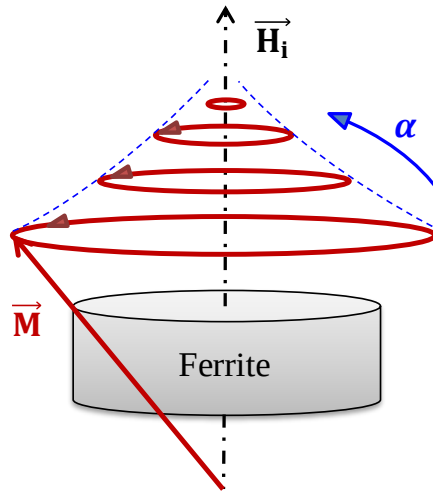


Figure. I.10 : *Mouvement de précession amortie du vecteur aimantation autour du champ magnétique interne*

III - Propriétés des ferrites en hyperfréquences

Il a déjà été mentionné que les ferrites, étant des matériaux ferrimagnétiques, ont des propriétés avantageuses en hyperfréquences et sont semblables à des diélectriques en termes de résistivité élevée, ce qui permet à l’onde électromagnétique de s’y propager [I.18]. A cette propriété, s’ajoute l’anisotropie magnétique des ferrites qui est à l’origine du phénomène de non-réciprocité. Ce paragraphe va donc présenter les caractéristiques des ferrites en hyperfréquences, lorsqu’un champ magnétique hyperfréquence se superpose au champ magnétique statique étudié dans les paragraphes précédents. Ensuite, les différents modèles de perméabilité des ferrites en hyperfréquences seront présentés en fonction de leur état d’aimantation.

III.1 - Résonance gyromagnétique

En supposant maintenant qu’un champ magnétique hyperfréquence ($\vec{h}e^{j\omega t}$) est associé au champ statique interne $\vec{H}_i$, son énergie électromagnétique tend à s’opposer aux pertes magnétiques existant dans la structure et le mouvement de précession est

conservé. Pour que cela se produise, deux conditions doivent être respectées: d’une part, le champ hyperfréquence $\vec{h}$ doit évoluer dans le même sens que la précession gyromagnétique, en étant perpendiculaire au champ statique interne, et d’autre part son amplitude doit être très faible par rapport à celui-ci ($\vec{h} \ll \vec{H}_i$). Quand $\omega = \omega_r$ (I.8), l’amplitude du mouvement de précession augmente et s’accompagne par l’apparition de pertes importantes. Ceci est appelé le phénomène de résonance gyromagnétique [I.19] et présente une propriété fondamentale des matériaux ferrimagnétiques. Nous étudierons la modélisation analytique de ce phénomène dans ce qui suit.

III.2 - Modèles de tenseur de perméabilité

Rappelons que la perméabilité statique des ferrites est définie par la courbe $B(H)$ qui est décrite dans le cycle d’hystérésis du matériau, dans le cas où ce dernier n’est soumis qu’à une polarisation magnétique statique. Lorsqu’un champ hyperfréquence, tel qu’il vient d’être décrit, lui est associé, la perméabilité des ferrites est définie dans la littérature sous une forme tensorielle. La signification physique d’un tenseur de perméabilité est le fait que les vecteurs des champs hyperfréquences $\vec{B}$ et $\vec{H}$ pointent dans différentes directions dans l’espace. Ce caractère tensoriel de la perméabilité des ferrites traduit à l’échelle macroscopique les phénomènes provoqués par le mouvement des moments magnétiques. Ceux-ci sont facilement modélisés quand le matériau est saturé, mais c’est beaucoup plus complexe pour un milieu non saturé.

III.2.1 - Cas de ferrite saturé: Tenseur de Polder

a) Tenseur de Polder

Nous avons vu dans les sections précédentes que l’état saturé d’un matériau ferrite se traduit par l’alignement de tous les moments magnétiques selon la direction du champ magnétique appliqué, conduisant à la suppression des domaines de Weiss. Reprenons l’équation mécanique du mouvement de $\vec{M}$ autour de $\vec{H}$ (I.9), en supposant maintenant qu’un champ hyperfréquence $\vec{h}$ est superposé perpendiculairement au champ statique $\vec{H}_i$, tel que $\vec{h} \ll \vec{H}_i$.

$$\vec{H}(t) = \vec{H}_i + \vec{h}e^{j\omega t} \quad (I.10)$$

$$\vec{M}(t) = \vec{M}_s + \vec{m}e^{j\omega t} \quad (I.11)$$

En remplaçant (I.10) et (I.11) dans l’équation de Gilbert (I.9), la dérivée de celle-ci donne :

$$j\omega\vec{m} = 2\pi\gamma M_s \vec{h} + (\omega_r + j\omega\alpha)\vec{m} \quad (I.12)$$

Cette dérivée peut être décomposée dans l’espace cartésien telle que:

$$\begin{cases} j\omega m_x = -(\omega_r + j\omega\alpha)m_y - 2\pi\gamma M_s h_y \\ j\omega m_y = 2\pi\gamma M_s h_x + (\omega_r + j\omega\alpha)m_x \\ j\omega m_z = 0 \end{cases} \quad (I.13)$$

En résolvant m_x et m_y , nous obtenons :

$$m_x = -\frac{(\omega_r + j\omega\alpha)2\pi\gamma M_s}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} h_x - \frac{j\omega 2\pi\gamma M_s}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} h_y \quad (I.14)$$

$$m_y = \frac{j\omega 2\pi\gamma M_s}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} h_x - \frac{(\omega_r + j\omega\alpha)2\pi\gamma M_s}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} h_y \quad (I.15)$$

La simplification de (I.14) et (I.15) mène à :

$$\begin{cases} \chi = -\frac{(\omega_r + j\omega\alpha)2\pi\gamma M_s}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \\ \kappa = \frac{\omega 2\pi\gamma M_s}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \end{cases} \quad (I.16)$$

Nous remplaçons les expressions de χ et κ dans (I.14) et (I.15) :

$$\begin{cases} m_x = \chi \cdot h_x - j\kappa h_y \\ m_y = j\kappa h_x + \chi h_y \\ m_z = 0 \end{cases} \quad (I.17)$$

Ces équations peuvent être écrites sous forme matricielle telles que :

$$\begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{bmatrix} \quad (I.18)$$

Rappelons que la susceptibilité du matériau ferrite est définie par χ (I.3). Elle devient donc tensorielle en hyperfréquences.

$$\bar{\bar{\chi}} = \begin{bmatrix} \chi & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (I.19)$$

Enfin, comme la perméabilité du matériau est définie en fonction de sa susceptibilité ($\mu = 1 + \chi$), la perméabilité tensorielle de Polder [I.20] est donnée par :

$$\bar{\bar{\mu}}_r = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (I.20)$$

Les éléments diagonaux et non-diagonaux du tenseur de Polder évoluent en fonction de la fréquence du signal propagé ω , de la fréquence de Larmor ω_r (I.8) et de la fréquence gyroscopique ($\omega_m = 2\pi \cdot \gamma M_s$) proportionnelle à l’aimantation à saturation M_s . Ils décrivent le phénomène de résonance gyromagnétique mentionné dans le paragraphe précédent.

$$\mu = 1 + \frac{(\omega_r + j\omega\alpha)\omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2}; \kappa = \frac{\omega \cdot \omega_m}{(\omega_r + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (I.21)$$

Le tenseur de Polder permet ainsi d’écrire la distribution spatiale de $\vec{B}$ dans un milieu ferrimagnétique, en fonction de $\vec{H}$, dans le repère cartésien tel que :

$$\begin{cases} B_x = \mu_0(\mu H_x - j\kappa H_y) \\ B_y = \mu_0(j\kappa H_x + \mu H_y) \\ m_z = \mu_0 H_z \end{cases} \quad (I.22)$$

Les éléments du tenseur de Polder sont en effet complexes:

$$\begin{cases} \mu = \mu' - j\mu'' \\ \kappa = \kappa' - j\kappa'' \end{cases} \quad (I.23)$$

$$\text{Avec:} \quad \left\{ \begin{array}{l} \mu' = 1 + \frac{\omega_r \omega_m (\omega_r^2 - \omega^2 (1 - \alpha^2))}{(\omega_r^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2))^2 + 4\alpha^2 \omega_r^2 \omega^2} \\ \mu'' = \frac{\alpha \omega \omega_m (\omega_r^2 + \omega^2 (1 - \alpha^2))}{(\omega_r^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2))^2 + 4\alpha^2 \omega_r^2 \omega^2} \\ \kappa' = \frac{\omega \omega_m (\omega_r^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2))}{(\omega_r^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2))^2 + 4\alpha^2 \omega_r^2 \omega^2} \\ \kappa'' = \frac{2\alpha \omega^2 \omega_r \omega_m}{(\omega_r^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2))^2 + 4\alpha^2 \omega_r^2 \omega^2} \end{array} \right. \quad (I.24)$$

L'évolution de μ et κ avec la fréquence, d'après le tenseur de Polder, est présentée dans la Figure. I.11, pour un exemple de matériau donné Y39 [I.6]: $4\pi M_s = 800$ G, et un champ interne donné : $H_i = 800$ Oe. La fréquence de résonance gyromagnétique (f_r) qui en résulte est obtenue à 2240 MHz.

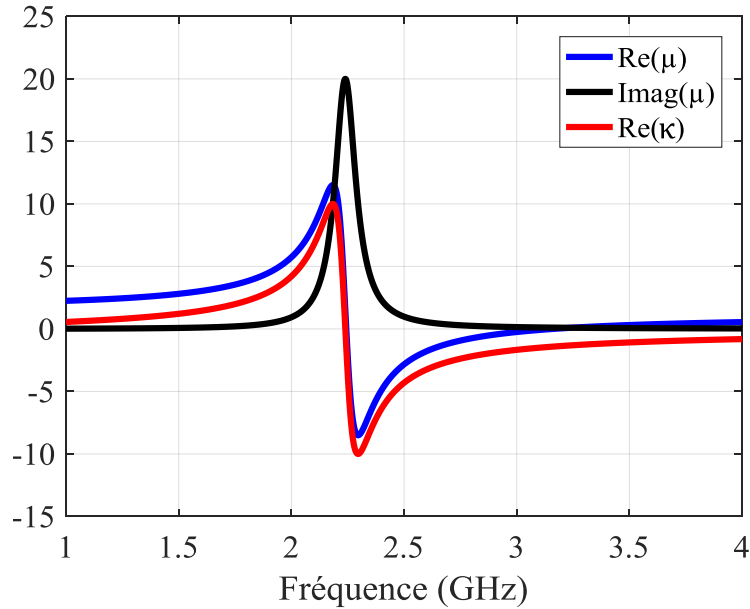


Figure. I.11 : Evolution des éléments diagonaux et non diagonaux du tenseur de Polder [I.20] en fonction de la fréquence. $H_i = 800$ Oe, $4\pi M_s = 800$ G

b) Définition de ΔH et ΔH_{eff}

La largeur de raie ΔH est par définition la largeur d'une Lorentzienne qui « fit » l'évolution expérimentale de $\mu'' = f(H_i)$ autour de la gyrorésonance. Elle permet donc de quantifier l'évolution dynamique des pertes magnétiques du matériau et définit leur localisation autour de la zone de résonance gyromagnétique.

Le facteur d’amortissement α que l’on retrouve dans l’équation (I.9) ainsi que dans le tenseur de Polder (I.21), est lié à cette largeur à mi-hauteur de la raie de résonance gyromagnétique et est donné par l’expression suivante :

$$\alpha = \frac{\gamma \Delta H}{2.f} \quad (I.25)$$

Cependant, selon la fréquence de fonctionnement du dispositif à ferrite, le choix entre ΔH et ΔH_{eff} a été discuté dans la littérature pour mieux caractériser ces pertes [I.21], [I.22] (Figure. I.12). ΔH_{eff} est la largeur à mi-hauteur de la raie d’une Lorentzienne obtenue expérimentalement lorsque les mesures des pertes sont faites en dehors de la gyrorésonance. De ce fait, ΔH_{eff} permet de mieux modéliser les pertes des dispositifs fonctionnant loin de la résonance gyromagnétique, et sera donc prise en compte dans la modélisation de nos circulateurs dans toute la suite. En effet, les circulateurs à ferrite que nous étudierons fonctionnent en dehors de la zone de résonance gyromagnétique. Ce principe sera étudié en détail dans le second chapitre.

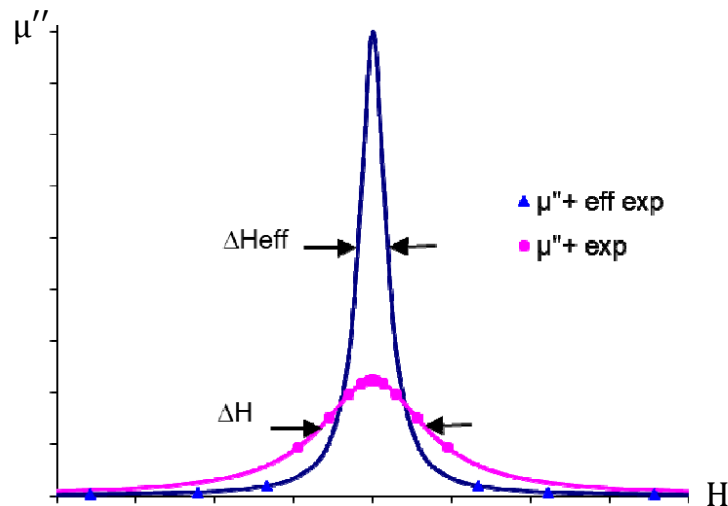


Figure. I.12 : Mesures expérimentales [I.6] des pertes magnétiques dans les ferrites : Largeurs à mi-hauteur ΔH et ΔH_{eff}

III.2.2 - Cas de ferrite non saturé

La résolution de l’équation mécanique (I.9) conduisant au tenseur de Polder présente un modèle analytique solide pour calculer la perméabilité des ferrites à leur état de saturation. Il s’agit du modèle souvent utilisé pour concevoir les circulateurs à ferrite. Cependant, il existe de nos jours des dispositifs microondes qui nécessitent de

travailler avec une aimantation partielle (voire rémanente) comme par exemple les déphaseurs à ferrite [I.23]. Rappelons qu’une telle aimantation n’arrive pas à orienter complètement les moments magnétiques selon une seule direction, et la distribution aléatoire des domaines de Weiss demeure dans certaines régions. Leur modélisation devient alors difficile à estimer, vue la complexité de leurs caractéristiques géométriques (forme, taille, orientation). De nombreux travaux se sont enchaînés dans la littérature pour décrire au mieux la perméabilité tensorielle des matériaux non saturés. Nous citons les plus connus dans la suite de ce paragraphe.

a) Modèle de Schlömann

Schlömann [I.24] a étudié l’interaction entre les domaines ayant des aimantations antiparallèles, dans un état complètement désaimanté. Une perméabilité scalaire a été obtenue en prenant en compte l’orientation aléatoire des domaines, et en faisant la moyenne des trois éléments diagonaux du tenseur de perméabilité locale, sans considérer les pertes magnétiques. Il a abouti à l’expression (I.26) pour le matériau ferrite désaimanté.

$$\mu_{\text{démag}} = \frac{2}{3} \left(\frac{(\omega/\gamma)^2 - (H_a + 4\pi M_s)^2}{(\omega/\gamma)^2 - H_a} \right)^{1/2} + \frac{1}{3} \quad (\text{I.26})$$

Schlömann a considéré que le champ appliqué était complètement compensé par les champs démagnétisants statiques.

b) Modèle de Green and Sandy

Green et Sandy [I.25] ont obtenu leur modèle de tenseur à partir de mesures expérimentales de la perméabilité du matériau, en fonction de son état d’aimantation. Ils en ont déduit de façon empirique les termes tensoriels de leur modèle de perméabilité en interpolant les courbes expérimentales obtenues.

$$\overline{\mu}_{G.S} = \begin{bmatrix} \mu' & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu' & 0 \\ 0 & 0 & \mu'_z \end{bmatrix} \quad (\text{I.27})$$

$$\text{Avec: } \begin{cases} \mu' = \mu_{\text{démag}} + (1 - \mu_{\text{démag}}) \cdot \left(\frac{M}{M_s}\right)^{3/2} \\ \mu'_z = (1 - \mu_{\text{démag}}) \cdot \left(\frac{M}{M_s}\right)^{5/2} \end{cases} \quad (\text{I.28})$$

$\mu_{\text{démag}}$ est la perméabilité scalaire définie par Schlömann [I.24] et M présente l’aimantation intermédiaire qui est considérée dans le modèle du matériau. Le terme κ interpolé par Green et Sandy est cohérent avec celui proposé dans le modèle de Rado [I.26]. Cependant, les termes imaginaires (pertes) ne sont pas pris en compte dans le tenseur et ce dernier ne converge pas avec le modèle de Polder dans le cas saturé.

c) Modèle d’Igarashi et Naïto

Dans leur publication [I.27], Igarashi et Naïto proposent une expression du terme diagonal longitudinal de la perméabilité tensorielle μ_{diag} . Le terme longitudinal signifie que l’aimantation se fait parallèlement à la direction de propagation de l’onde.

$$\mu_{\text{diag}} = 1 + (\chi) \left(1 - \frac{M}{M_s}\right)^2 \quad (\text{I.29})$$

$$\text{Avec: } \chi = \frac{\omega_m(\omega_e + j\omega\alpha)}{(\omega_e + j\omega\alpha)^2 - \omega^2} \quad (\text{I.30})$$

$\omega_e = 2\pi\gamma H_e$: Fréquence effective de résonance gyromagnétique

d) Modèle de Gelin: « Generalized Permeability Tensor »

Le modèle de Gelin [I.28], élaboré au sein du Laboratoire des Sciences et Techniques de l’Information, de la Communication et de la Connaissance (LABSTICC), offre une étude plus rigoureuse des interactions entre les moments magnétiques. En effet, ce modèle prend en compte l’interaction entre deux domaines adjacents, en considérant l’effet de Polder-Smit [I.19]. En partant du même principe que le modèle de Schlömann à l’état désaimanté, les domaines adjacents du ferrite sont considérés orientés dans deux sens antiparallèles dans la direction de l’axe de facile aimantation

(Figure. I.13). Pour chaque couple de domaines voisins, l’équation du mouvement de l’aimantation (I.9) devient un système à deux équations de Gilbert couplées :

$$\begin{cases} \frac{d\vec{M}_1}{dt} = -\gamma\vec{M}_1 \wedge ((\vec{H}_1 + \vec{h}) - n(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)) + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M}_1 \wedge \frac{d\vec{M}_1}{dt} \\ \frac{d\vec{M}_2}{dt} = -\gamma\vec{M}_2 \wedge ((\vec{H}_2 + \vec{h}) - n(\vec{m}_2 - \vec{m}_1)) + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M}_2 \wedge \frac{d\vec{M}_2}{dt} \end{cases} \quad (I.31)$$

Où n présente le coefficient démagnétisant relatif à la forme du domaine, $\vec{h}$ est le champ magnétique hyperfréquence, $\vec{H}_{1(2)}$ est le champ statique évalué au niveau du domaine 1(2). $\vec{M}_{1(2)}$ l’aimantation microscopique du domaine 1(2), $\vec{m}_{1(2)}$ est sa partie dynamique induite par $\vec{h}$. $n(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)$ est le champ démagnétisant dynamique du domaine 1 issu de l’effet Polder-Smit. La résolution de (I.31) implique la connaissance des champs magnétiques internes, issu du champ appliqué global, dans chaque domaine en fonction de M/M_s .

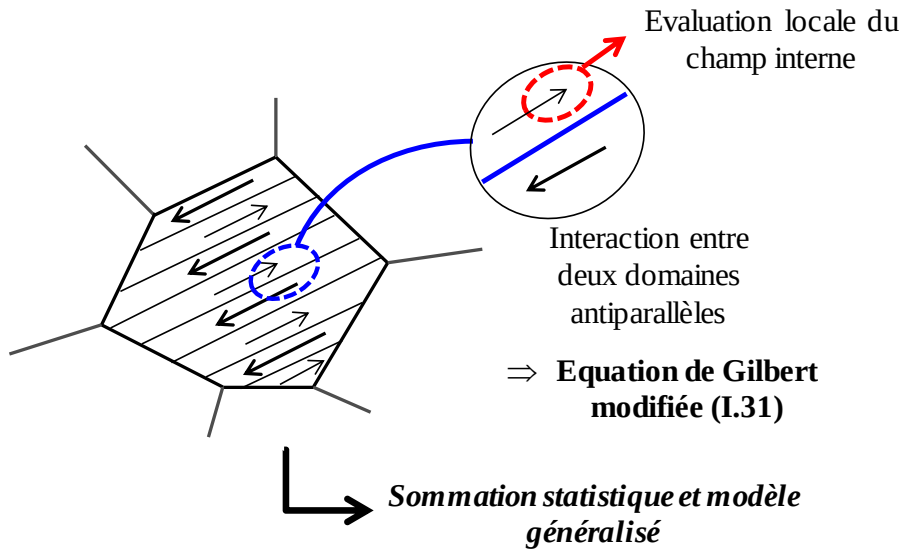


Figure. I.13 : Schéma de principe du modèle généralisé de Gelin : Tenseur de ferrite non saturé

Cette étude peut être considérée comme étant la plus complète de la littérature, puisqu’elle permet de prendre en compte tous les états d’aimantation du matériau, ainsi que l’étalement des pertes magnétiques en fonction de la fréquence. Des améliorations

ont été ensuite appliquées sur ce modèle, par la prise en compte des formes de grains, leur répartition statistique, ainsi que le cycle d’hystérésis extrinsèque du matériau [I.29], [I.30].

La présentation des principales caractéristiques et propriétés des ferrites étant faite, nous allons maintenant faire un bref état de l’art des circulateurs à ferrite.

IV - Circulateurs à ferrite

L’explosion du marché des ferrites touche très largement le domaine des hyperfréquences. De nos jours, ces matériaux deviennent omniprésents dans divers dispositifs hyperfréquences passifs (Figure. I.14), comme les dispositifs non-réciproques (circulateurs, isolateurs), les antennes, les déphaseurs, les filtres accordables etc.

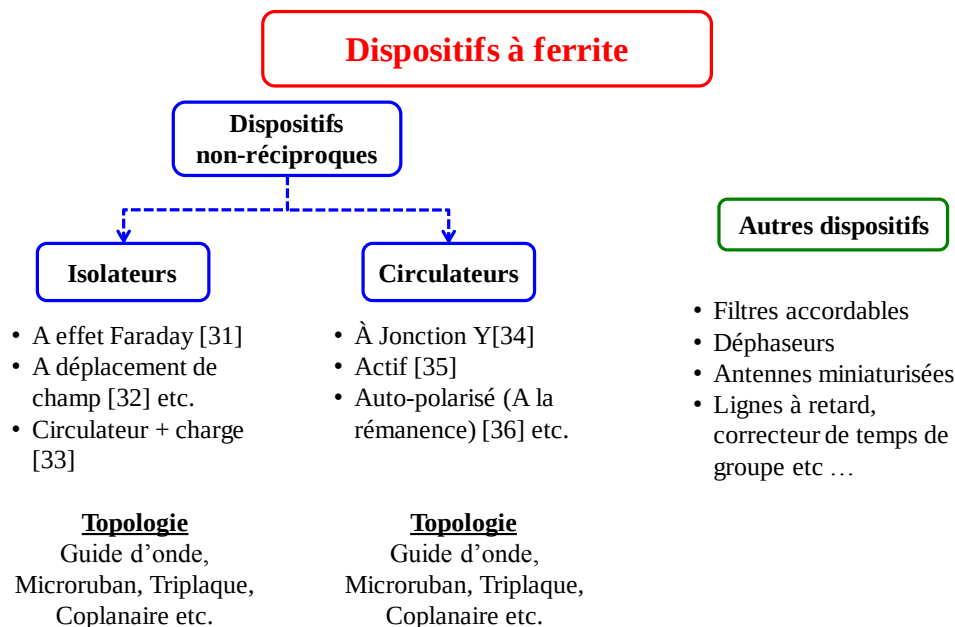


Figure. I.14 : Différentes classes de dispositifs hyperfréquences à ferrite

Le fonctionnement des différents dispositifs mentionnés dans la figure ci-dessus se base sur les propriétés singulières de la propagation de l’onde EM dans un milieu ferrite. Il peut se reposer sur l’un, voire plusieurs des effets suivants : l’effet Faraday [I.31], le déplacement de champ [I.32], le phénomène de résonance gyromagnétique [I.37], la variation de la perméabilité des ferrites en fonction du champ magnétique de polarisation (dispositifs accordables) [I.38] etc.

Les besoins de ces travaux de thèse ainsi que leur contexte ne permettent pas de donner une description exhaustive de toutes ces applications. Nous citons tout de même quelques travaux qui les illustrent (Figure. I.14). Dans cette section, l’objectif est de se focaliser sur les circulateurs passifs à ferrite, en présentant leurs rôles dans les chaînes de communication radiofréquence, en citant leurs différentes topologies et en dressant enfin une étude comparative sur leurs différentes performances. Ceci nous permettra de nous situer dans l’état de l’art, de relever les limitations des différents modèles, avant de pouvoir proposer de nouvelles solutions et améliorations.

IV.1 - Applications

Les circulateurs passifs sont des dispositifs non-réciproques dont le fonctionnement s’appuie sur les propriétés magnétiques des matériaux ferrite. Ils jouent un rôle primordial et multiple dans diverses applications de télécommunications sans fil, telles que la téléphonie mobile, les radars, ou encore les liaisons satellitaires. Ils sont généralement employés lorsqu’une seule antenne est utilisée pour la transmission-réception simultanée d’un signal, à des fréquences élevées où les commutateurs électroniques ou mécaniques perdent leur avantage (Figure. I.15). Ils permettent donc d’aiguiller l’onde électromagnétique selon sa provenance, en supprimant la diaphonie entre les chemins d’émission-réception dans les réseaux d’alimentation d’antenne.

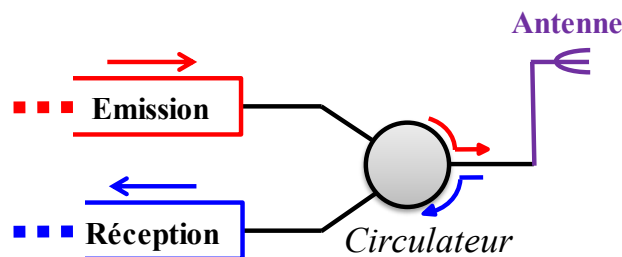


Figure. I.15 : Rôle d’un circulateur dans les modules de communications radiofréquence

D’autre part, dans des domaines où de fortes puissances sont en jeu, les circulateurs peuvent être également montés comme des isolateurs, en connectant le troisième port à une charge adaptée, afin de protéger les générateurs radiofréquences de toute énergie réfléchie qui risquerait de les endommager (Figure. I.16).

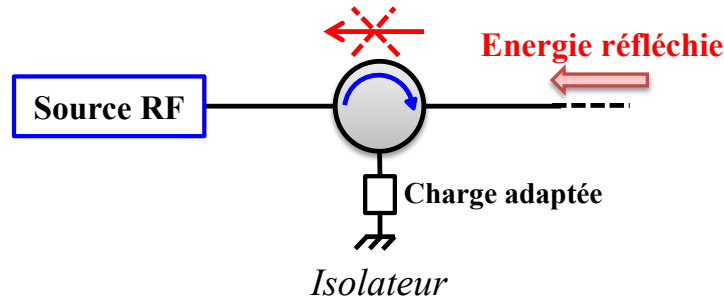


Figure. I.16 : Rôle d'un circulateur monté en isolateur pour éviter les puissances réfléchies

IV.2 - Description générale et principe de fonctionnement

Un circulateur est par définition un hexapôle constitué de trois accès orientés à 120° les uns des autres (Figure. I.17). L'onde électromagnétique émise de la voie 1 est orientée vers la voie 2, et de la voie 2 vers la voie 3 et ainsi de suite. De ce fait, la matrice de répartition relative à ce dispositif est constituée de 9 paramètres S , qui permettent d'exprimer les ondes émises en fonction des ondes réfléchies (I.32).

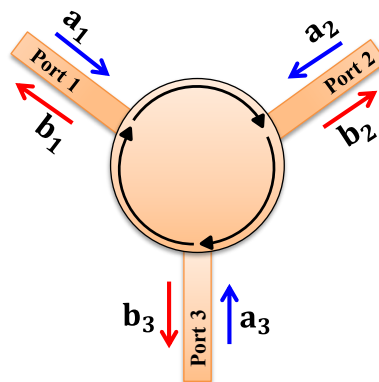


Figure. I.17 : Ondes émises et réfléchies dans un circulateur à trois accès

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} \quad (I.32)$$

Les coefficients S_{11} , S_{22} et S_{33} sont les coefficients de réflexion respectivement au niveau des ports 1, 2 et 3. Ils caractérisent l'adaptation du dispositif, qui est

généralement considérée idéale en dessous de -20 dB. Les pertes d’insertions sont caractérisées par les coefficients de transmission S_{21} , S_{32} et S_{13} , qui doivent être les plus faibles possible (>-1 dB). Quant à l’isolation entre les ports, elle est définie par les coefficients de transmission inverses (isolation), S_{12} , S_{23} et S_{31} qui, dans le cas idéal, sont similaires à l’adaptation dans la bande (<-20 dB).

IV.3 - Topologies et modèles

Les circulateurs hyperfréquences à ferrite sont connus sous quatre grandes familles :

- Les circulateurs à effet Faraday [I.39].
- Les circulateurs à éléments localisés [I.40].
- Les circulateurs à éléments distribués : triplaques [I.41], microrubans [I.42], coplanaires [I.43], en guide d’onde [I.44] etc.
- Les circulateurs à la rémanence (auto-polarisés) [I.36].

Une multitude de publications se sont enchaînées depuis les années cinquante sur ces classes de circulateurs (sauf la classe des circulateurs auto-polarisés qui est apparue bien après), toujours dans le but d’apporter de meilleures performances. Nous allons présenter le principe de base de chaque type de circulateur ainsi que les principaux travaux qui lui sont relatifs.

IV.3.1 - Circulateurs à effet Faraday

Le principe de ce circulateur porte le nom du physicien Michael Faraday qui a découvert l’effet Faraday en 1845. Ce phénomène physique décrit l’interaction entre une onde électromagnétique et un champ magnétique appliqué dans un matériau [I.39]. Le circulateur est constitué de deux accès en guide d’onde rectangulaire, reliés à un guide d’onde circulaire dans lequel un cylindre de ferrite est aimanté selon son axe (parallèlement à la direction de propagation) (Figure. I.18). Une onde entrant de l’accès 1, initialement polarisée verticalement, subit une rotation dans le guide cylindrique sous l’effet de la polarisation magnétique longitudinale du ferrite. La longueur du cylindre de ferrite est choisie en fonction de la fréquence de telle sorte que l’onde subisse une rotation de 45° et sorte à l’accès 2 qui est, lui aussi, en rotation de 45° par rapport à l’accès 1. Le même phénomène se reproduit dans le sens inverse (du port 2 vers le port 1) et l’onde électromagnétique se trouve avec une polarisation orthogonale au guide

d’onde rectangulaire de l’accès 1. La puissance est donc absorbée à l’accès 1 et est transmise à l’accès 3, et ainsi de suite... (Figure. I.18). Cette topologie permet d’obtenir de faibles pertes d’insertion (>-0.5 dB), mais son encombrement reste contraignant particulièrement aux basses fréquences. Cette technique est très répandue plutôt dans le domaine optique [I.45], [I.46].

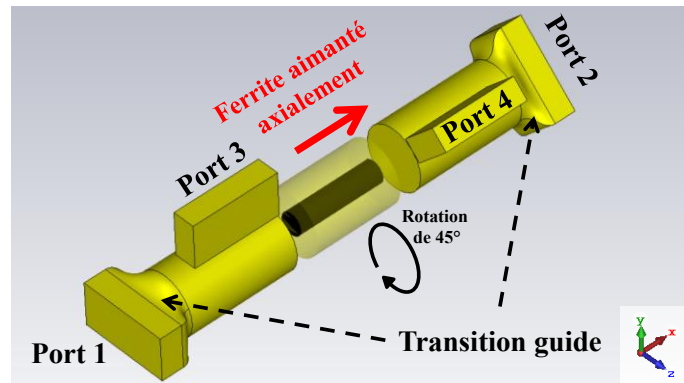


Figure. I.18 : Circulateur à effet Faraday : Rotation de la polarisation de l’onde électromagnétique sous l’effet du ferrite aimanté longitudinalement

IV.3.2 - Circulateurs à éléments localisés

La conception des circulateurs à éléments localisés se base sur l’implantation d’inductances sur un disque de ferrite aimanté, et qui sont entrelacées et orientées à 120° les unes des autres (Figure. I.19). Le phénomène de résonance est ainsi obtenu en rajoutant des capacités en série ou en parallèle.

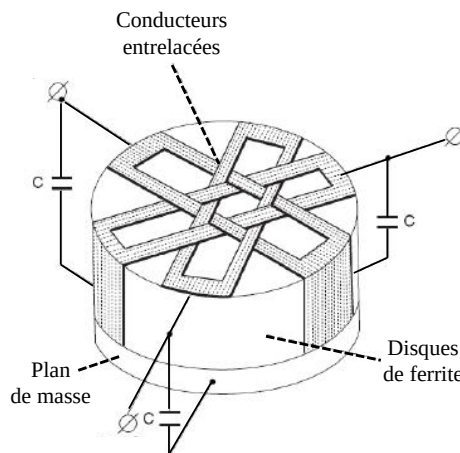


Figure. I.19 : Exemple typique de circulateur à éléments localisés [I.47]

L’avantage majeur de ce type de circulateur se manifeste dans sa taille réduite, étant donné que la longueur des inductances est très inférieure à la longueur d’onde. Konishi et Hoshino [I.40] ont publié leur premier modèle de circulateur à éléments localisés en 1965. Ils ont ensuite travaillé, à élargir la bande passante du circulateur [I.48]. L’élargissement de la bande passante est un défi qui continue à exister de nos jours. Nous le retrouvons dans des travaux plus récents, comme dans la référence [I.49], où un phénomène de circulation est obtenu dans la bande [180 MHz – 400 MHz] avec des faibles pertes d’insertion et une isolation en dessous de -15 dB (Figure. I.20).

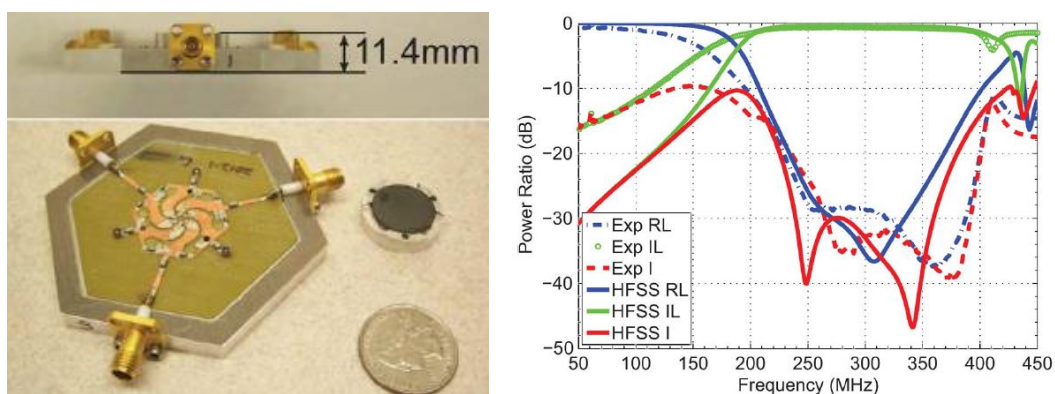


Figure. I.20 : Performances réalisées [I.49] d’un circulateur à éléments localisés

Aujourd’hui, la solution de circulateurs à éléments localisés est considérée très intéressante pour les basses fréquences notamment dans les bandes VHF et UHF, car elle permet la miniaturisation du dispositif en gardant des performances élevées. Cependant, les pertes d’insertion deviennent rapidement importantes à des fréquences plus élevées (> 3 GHz), d’où le recours aux circulateurs à éléments distribués.

IV.3.3 - Circulateurs à éléments distribués

Parallèlement aux travaux présentés dans le paragraphe précédent, une évolution exponentielle des circulateurs à jonction Y a marqué la deuxième moitié du vingtième siècle. Ils possèdent divers avantages, tels que la montée en fréquence, le faible coût et une fabrication relativement simple. Plusieurs technologies et techniques sont connues, nous allons citer les plus répandues.

a) Topologie triplaque

Il s’agit de la topologie la plus utilisée dans l’industrie des circulateurs, vue la simplicité de son design (Figure. I.21). La théorie relative à cette topologie est assez développée dans la littérature.

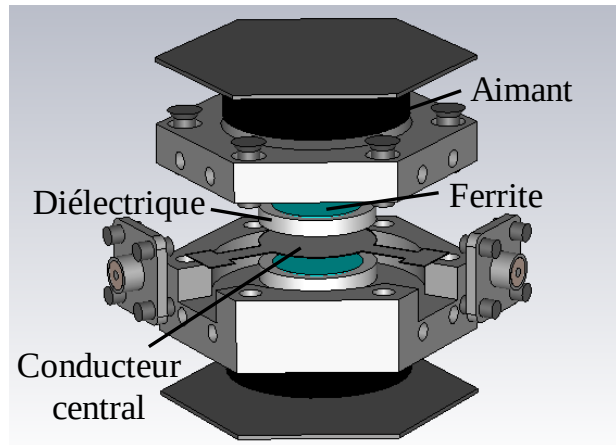


Figure. I.21 : Structure de base d'un circulateur triplaque à ferrite

Au cœur de la jonction triplaque, les trois accès à 120° sont autour de deux résonateurs centraux à base de ferrite qui sont placés de part et d'autre du conducteur central. Le tout est imbriqué dans un boîtier métallique qui joue à la fois le rôle de plans de masse haut et bas, et de supports pour les aimants permanents, destinés à polariser le matériau ferrite.

Des améliorations sur les circulateurs triplaques ne cessent d'apparaître et ils peuvent atteindre des fréquences assez élevées (>30 GHz) [I.51]. Grâce à cette topologie, il est possible d'atteindre des performances élevées, avec des faibles pertes d'insertion (>-0.5 dB) et des niveaux d'isolation et d'adaptation en-dessous de -20 dB, sur un intervalle fréquentiel pouvant atteindre une octave [I.52]. Cependant, les circulateurs triplaques ne peuvent pas être utilisés à des niveaux de puissances très élevés.

Nous donnerons une étude plus détaillée sur les différentes approches analytiques relatives à la structure triplaque dans le second chapitre.

b) Topologie microruban

La structure des circulateurs microrubans est semblable à la classe des triplaques sauf qu'un seul disque de ferrite est utilisé, au-dessus duquel est déposé le conducteur

central lié aux trois lignes d’accès qui transportent un mode quasi TEM (QTEM) (Figure. I.22).

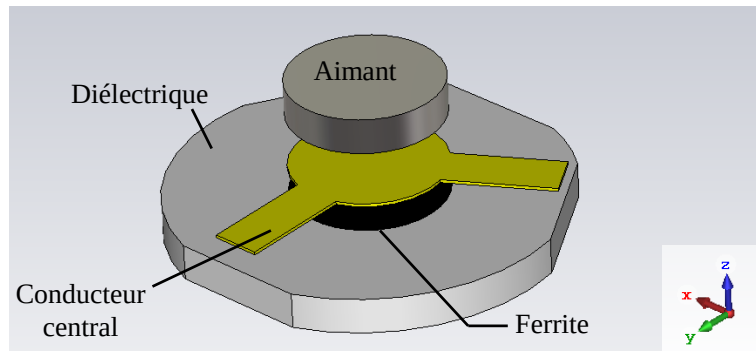


Figure. I.22 : Structure de base d’un circulateur microruban

Face à l’évolution des technologies planaires et des composants MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuit) durant ces dernières décennies, les circulateurs microrubans ont également connu un essor considérable, et sont devenus de vrais concurrents des technologies volumiques, tels que les circulateurs triplaques « connectorisés », ou les circulateurs en guide d’onde. En effet, les technologies volumiques souffrent d’un encombrement non-négligeable, d’un poids trop important, ou encore d’une intégration limitée. D’autre part, les circulateurs planaires sont très intéressants pour une production massive à faible coût et pour la miniaturisation des composants RF. Ces qualités ont un prix qui se paye généralement par des pertes d’insertion relativement élevées par rapport aux autres classes de circulateurs. Celles-ci dépendent de la technologie utilisée pour déposer le conducteur central sur le résonateur à ferrite. La limitation en termes de pertes d’insertion se manifeste, à titre d’exemple, dans les travaux de How et Oliver [I.53], [I.54] (Figure. I.23). Un circulateur microruban en bande X a été conçu avec une couche de ferrite de type YIG de 100 μm et une métallisation à base de cuivre de 2 μm . Leur étude analytique se base sur les travaux de Bosma [I.55] et de Wu et Rosenbaum [I.56] pour calculer les champs électromagnétiques dans le ferrite ainsi que les paramètres S. Elle a été validée en mesures et a abouti à une fonction de circulation centrée sur 9 GHz et avec une bande passante de 1 GHz (11%). Les pertes d’insertion obtenues sont de 1.34 dB et l’isolation est de -20 dB (Figure. I.23).

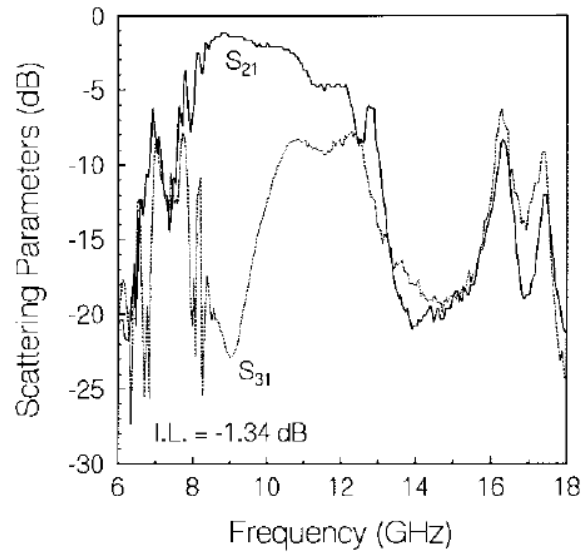


Figure. I.23 Performances du circulateur microruban obtenues dans les travaux d'Oliver [I.53]

Nous retrouvons la notion de pertes dans les travaux de Neidert et Phillips également [I.57], qui se sont basés aussi sur les études proposées dans [I.55], [I.56] pour donner une étude prenant en compte les différentes origines des pertes dans la structure: à savoir les pertes magnétiques du ferrite, les pertes métalliques présentes dans le conducteur central ainsi que les pertes diélectriques des matériaux ferrite et diélectrique. Leur contribution mène à une valeur totale des pertes qui s'élève à 1 dB à une fréquence égale à 7 GHz. Dans des travaux récents [I.58], un circulateur microruban a été réalisé en technologie LTCC (Low Temperature Co-fired Ceramic), par le biais d'une analyse électromagnétique couplée au modèle de tenseur généralisé (GPT) [I.28] et d'un logiciel magnétostatique élaboré en interne. Un phénomène de circulation couvrant toute la bande X [8 GHz–12 GHz] est obtenu avec une transmission faible perte (-0.5 dB) et un bon niveau d'isolation et d'adaptation (<-20 dB).

c) Topologie en guide d'onde

La théorie relative aux circulateurs en guide d'onde (Figure. I.24) est aussi ancienne. Elle remonte aux années 1950, notamment dans les travaux d'Auld [I.59] et de Yoshida [I.60]. Depuis, l'importance de ce type de circulateur a pris de l'ampleur surtout pour des applications où de fortes puissances sont mises en jeu [I.61], [I.62]. En effet, les

circulateurs en guide d’onde sont connus par leur avantage de tenir la puissance, par rapport aux circulateurs planaires.

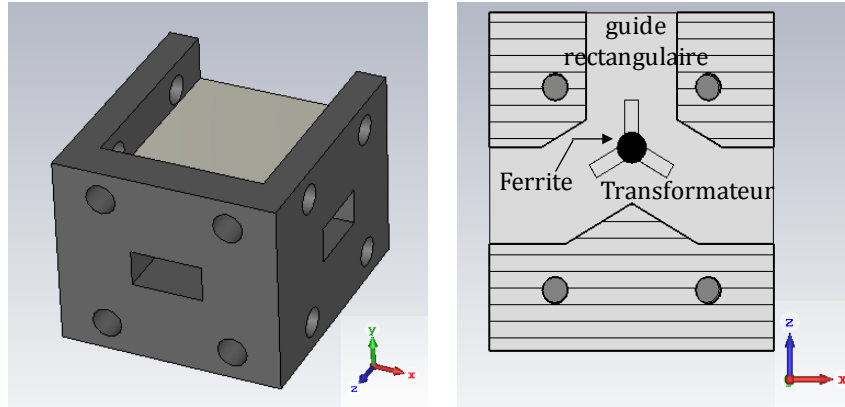


Figure. I.24 Exemple de circulateur en guide d’onde

La configuration la plus simple des circulateurs en guide d’onde est présentée, à titre d’exemple, dans [I.63], où la hauteur du disque de ferrite est égale à celle du guide d’accès (Figure. I.25 (a)). Par ailleurs, d’autres travaux ont démontré de nouvelles topologies, où l’épaisseur du ferrite est réduite et où les zones libres sont compensées par des transformateurs d’impédances pour améliorer les performances et élargir la bande passante (Figure. I.25 (b)) [I.64],[I.65]. En effet, Helszajn s’est beaucoup intéressé à ce sujet et ses nombreux travaux ont pu démontrer analytiquement comment concevoir et dimensionner la jonction en guide pour un couplage idéal des résonateurs à ferrite et pour l’obtention d’une réponse de circulation large bande [I.66] (Figure. I.26).

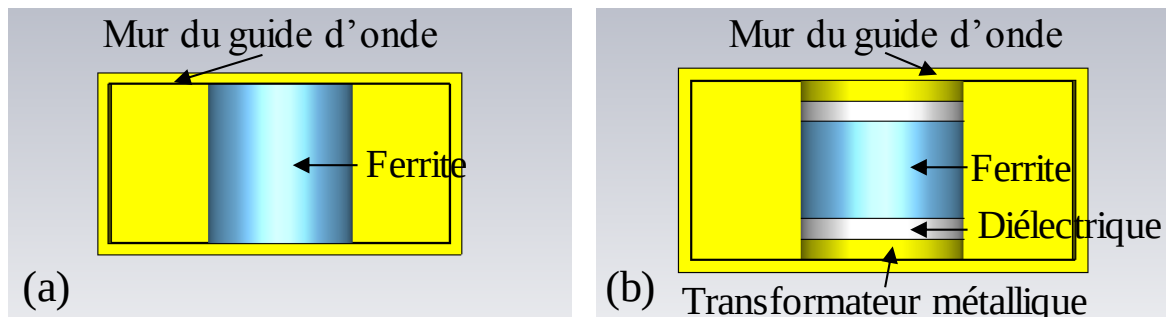


Figure. I.25 : Différentes configurations de circulateurs en guide d’onde

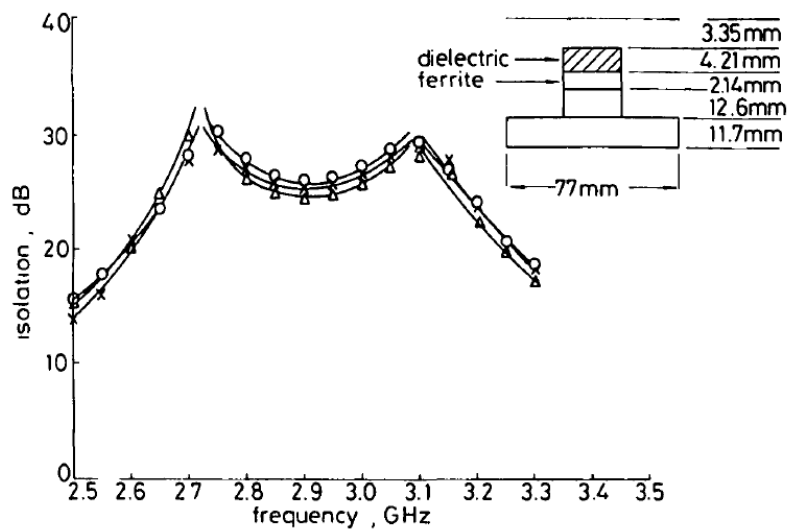


Figure. I.26 : Coefficient d'isolation d'un circulateur en guide d'onde ayant 27% de bande passante [I.65]

Bien que les circulateurs en guide d'onde procurent des performances élevées en termes d'isolation et pertes d'insertion, leur fonctionnement est directement lié aux fréquences de coupures des guides d'onde conventionnels utilisés, ce qui les limite en bande passante. De plus, la précision de leur réalisation devient problématique pour des fréquences élevées, étant donné que leurs dimensions sont directement proportionnelles à la longueur d'onde.

IV.4 - Comparaison des performances des différents types de circulateurs

Après avoir détaillé les caractéristiques des différentes topologies de circulateurs à ferrite, nous proposons le tableau récapitulatif ci-dessous (Tableau I.3) pour résumer les performances, les avantages et les verrous de chaque type de circulateur. Ceci nous permettra de nous situer dans l'état de l'art et nous servira comme référence pour les différents travaux que nous allons mener dans les prochains chapitres.

Topologie	Avantages	Limitations
Circulateurs à effet Faraday	- Faibles pertes d’insertion (> -0.5 dB). - Bandes de fréquences millimétriques (optiques).	- Faible bande passante. - Structure encombrante en basses fréquences
Circulateurs à éléments localisés	- Performances élevées en basses fréquences (< 3 GHz) : faibles pertes, large bande passante, isolation < -20 dB. - Miniaturisation dans les basses fréquences.	- Limitation de montée en fréquence (Dégradation des résultats) - Réalisation plus complexe que la technologie microruban / triplaque. - Faible tenue en puissance.
Circulateurs triplaques	- Approche analytique simple. - Performances élevées (Faibles pertes d’insertion / forte isolation). - Bandes passantes obtenues très large ($> 60\%$).	- Hypothèses simplificatrices considérables dans les approches analytiques proposées. - Montage manuel engendrant des imprécisions dans le centrage des composants. - Faibles puissances supportées.
Circulateurs microrubans	- Approche analytique semblable à celle des circulateurs triplaques. - Miniaturisation, et fabrication massive à faible coût. - Meilleure intégration et compacité dans les chaînes RF.	- Pertes d’insertion élevées (< -1 dB). - Faible tenue en puissance.
Circulateurs en guide d’onde	- Faibles pertes d’insertion (> -0.5 dB). - Tenue en puissance.	- Réalisation complexe pour des bandes fréquentielles élevées. - Bande passante limitée par les fréquences de coupure des guides d’onde.

Tableau I.3 : *Tableau comparatif des différentes topologies des circulateurs : Avantages et inconvénients.*

V - Conclusion du chapitre I – Démarche de l’étude

A travers ce premier chapitre, nous avons pu mettre l’accent sur le contexte de ces travaux et avons dressé un état de l’art sur les différentes notions clés, relatives à la conception de circulateurs hyperfréquences à ferrite. Dans une première partie, le matériau ferrite a été défini et décrit. Pour cela, nous avons eu recours à la littérature pour rappeler quelques généralités sur le magnétisme et les différentes propriétés magnétiques des ferrites qui permettent de les distinguer des autres classes de matériaux magnétiques. Ensuite, il était aussi fondamental d’étudier les caractéristiques de ce matériau en hyperfréquences afin d’en déduire son apport pour concevoir des dispositifs RF tel que les circulateurs. L’étude hyperfréquence des ferrites se base sur la modélisation de leur perméabilité qui est donnée dans l’état de l’art par une expression tensorielle. Le cas le plus simple et répandu a été défini par Polder pour modéliser les ferrites à leur saturation. Par ailleurs, d’autres études ont pu démontrer la complexité de cette modélisation dans le cas où les ferrites sont partiellement saturés: Cette saturation constituera pour nous une première contrainte que nous essaierons de satisfaire lors des modélisations présentées dans ce manuscrit.

Cette première partie a été suivie d’une présentation générale du circulateur passif à ferrite qui fera l’objet des prochaines études. Ses caractéristiques ont été définies et un rapide tour d’horizon des différentes topologies a permis de faire ressortir les atouts et les inconvénients de chacune d’elles.

Les travaux les plus marquants ont été mentionnés et seront fréquemment rappelés et pris en compte dans les démonstrations qui seront données dans toute la suite. Dans ce contexte, nous ferons toujours l’analogie avec ce qui a été démontré auparavant, notamment en ce qui concerne les limitations des approches analytiques que nous avons évoquées. Les hypothèses simplificatrices qui y sont faites seront aussi considérées dans la suite des études.

Dans les chapitres suivants, nous nous baserons sur les notions théoriques évoquées dans ce chapitre pour mettre au point des méthodes de conceptions de circulateurs dont l’objectif majeur est d’apporter plus de fiabilité et de meilleures performances. De ce fait, il sera nécessaire de proposer des simulations rigoureuses et fines, des deux aspects magnétostatiques et hyperfréquences, qui devront conduire à la

réalisation de dispositifs immédiatement opérationnels, avec des performances optimisées.

VI - Bibliographie du chapitre I

- [I.1] Waldron R. A., *“Ferrites: An introduction for Microwave Engineers”*, London: Van Nostrand, 1962.
- [I.2] C. Guillaud, *“Propriétés magnétiques des ferrites”*, J. Phys. Radium, 1951, 12(3), pp. 239, 248.
- [I.3] M. Prévot et D. Dunlop, *“Louis Néel: Quarante ans de magnétisme”*. Physics of the Earth and Planetary Interiors, Elsevier, 2001, 126, pp.7-10.
- [I.4] F. Bertaut et F. Forrat, *“Structure of ferromagnetic ferrites on rare earths”*, Compt.rend., vol. 242, p.382, 1956.
- [I.5] F. Bertaut, *“Etude de la nature des ferrites spinelles”*, compt.rend. vol. 230, vol. 22, p1506, 1950.
- [I.6] Exxelia Temex, *“Microwave Ferrite and FDA”*, www.exxelia.com/uploads/PDF/d-series-v1.pdf
- [I.7] A. Goldman, *“Modern Ferrite Technology”*, 2nd Ed., New York: Springer Science + Business Media, 2006, p. 217.
- [I.8] C. A. Wert et R. M. Thomson, *“Physics of solids”*, New York, McGraw-Hill, 1970.
- [I.9] P. W. Anderson, *“Generalizations of the Weiss Molecular Field Theory of Ferrimagnetism”*, Phys. Rev. vol. 79, p.705, 1950.
- [I.10] R. Becker, *“La Dynamique de la paroi de Bloch et la perméabilité en haute fréquence”*, J. phys. Radium, vol.12, p.332, 1951.
- [I.11] B. Lax et K.J. Button, *“Microwave Ferrites and Ferrimagnetics”*, McGraw-Hill, N.Y., 1962.
- [I.12] C. Kittel, *“Introduction to Solid State Physics”* (6th ed.). John Wiley & Sons. ISBN 0-471-87474-4.
- [I.13] J. S. Smart, *“The Néel Theory of Ferrimagnetism”*, Am. J. Phys. Vol. 23, p. 356, 1955.

- [I.14] L. Thourel, *“Dispositifs à Ferrites pour Micro-ondes”*, Masson et C^{ie}, 1969.
- [I.15] J. Helszajn, *“A method of determining the effective axial demagnetizing factor of an irregular hexagonal magnetic insulator”*, IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2005 - ieeexplore.ieee.org.
- [I.16] 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.17] L. Landau et E. Lifshitz, *“On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetics Bodies”*, Phys. Z Sowjetunion, vol. 8, pp 153-169, 1935.
- [I.18] D. J. Angelakos, *“Transverse Electric Field Distributions in Ferrite Loaded Waveguides”*, IRE Trans. On Microwave Theory and Techniques, vol. 7, p.390, 1959.
- [I.19] D. Polder et J. Smit, *“Resonance phenomena in ferrites”*, Rev. Mod. Phys., vol. 25, no 1, pp 89-90, Jan. 1953.
- [I.20] D. Polder, *“On the theory of ferromagnetic resonance”*, Philos. Mag., vol. 40, 1949, p. 99-115.
- [I.21] J. Nicolas, *“Microwave ferrites, Ferromagnetic materials”*, Vol. 2, Edited by E.P. Wohlfarth, North-Holland, Publishing Company, pp. 251-253, 1980.
- [I.22] T. Monédière, *“Caractérisation fréquentielle des pertes magnétiques hors gyrrésonance (ΔH_{eff}) des ferrites. Etude comparative de trois structures résonantes”*. Thèse de doctorat à l’Université de Limoges, 1990.
- [I.23] A. Farhan et A. Shamim, *“A partially Magnetized Ferrite LTCC-Based SIW Phase Shifter for Phased Array Applciations”*, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 51, No. 6 June 2015.
- [I.24] E. Schlömann, *“Microwave behavior of partially magnetized ferrites”*, Journal of Applied Physics, Vol.41, N°1, pp. 204-214, Jan. 1970.
- [I.25] J.J. Green et F. Sandy, *“Microwave characterization of partially magnetized ferrites”*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 22, N°6, pp. 641-645, June 1974.

- [I.26] G. T. Rado, “*Theory of the Microwave Permeability Tensor and Faraday Effect in Nonsaturated Ferromagnetic Materials*”, Phys. Rev., vol. 89, 1953, p. 529.
- [I.27] M. Igarashi et Y. Naito, “*Parallel Component μ_z of Partially Magnetized Microwave Ferrites*”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-29, Jun. 1981, p. 568-571.P.
- [I.28] P.Gelin et K. Berthou-Pichavant, “*New consistent model for ferrite permeability tensor with arbitrary magnetization state*”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 45, Aoû. 1997, p. 1185-1192.
- [I.29] P. Gelin, P. Queffelec, et F. Le Pennec, “*Effect of domain and grain shapes on the dynamical behavior of polycrystalline ferrites: Application to the initial permeability*”, Journal of Applied Physics, vol. 98, Sep. 2005, p. 053906 - 053906-6.
- [I.30] P. Gelin et P. Queffelec, “*Generalized Permeability Tensor Model: Application to Barium Hexaferrite in a Remanent State for Self-Biased Circulators*”, IEEE Trans. Magnetics, vol. 44, Jan. 2008, p. 24-31.
- [I.31] E.A. Khazanov et al. “*Faraday isolators for high average power: State of the art*”, Lasers and Electro-Optics, 2008 and 2008 Conference on Quantum Electronics and Laser Science. CLEO/QELS 2008.
- [I.32] C.E. Fay et R.L. Comstock, “*Operation of the Field Displacement Isolator in Rectangular Waveguide*”, IEEE Trans. on MTT, Vol.: 8, Issue: 6, November 1960.
- [I.33] Nova Microwave, <http://www.novamicro.com/isolatorsmafemale.php>
- [I.34] B. Peng et al. “*Design of microstrip Y-junction circulator based on ferrite thin films*”, Microwave Conference Proceedings (CJMW), China-Japan Joint, 2011.
- [I.35] S. Wang et al. “*Fully Integrated 10-GHz Active Circulator and Quasi-Circulator Using Bridged-T Networks in Standard CMOS*”, IEEE Transactions on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, Vol. 24, Iss.10 pp 30184 – 3192, 2016.
- [I.36] B.K. O’Neil et J.L. Young “*Experimental Investigation of a Self-Biased Microstrip Circulator*”, IEEE on MTTs, Vol.: 57, Issue: 7, pp 1669 – 1674, July 2009.

- [I.37] T. Noguchi, Y. Akaiwa et H. Katoh, “*New edge-guided mode isolator using ferromagnetic-resonance absorption*,” *Electronics Letters*, Vol. 10, Issue: 23, November 1974.
- [I.38] R. W. de Grasse, “*Low-loss gyromagnetic coupling through single crystal garnets*,” *J. Appl. Phys.*, vol. 30, no. 4, p. 155S, 1959.
- [I.39] A.L. Morris, “*The 45° Faraday-rotation ferrite isolator*”, Proceeding at IEE – Part B Radio and Electronic Engineering, 1957.
- [I.40] Y. Konishi, “*Lumped Element Y Circulator*,” *Microwave Theory and Techniques*, IEEE Transactions, vol. 13, Nov. 1965, p. 852 - 864.
- [I.41] J. Helszajn, “*The Stripline Circulator: Theory and Practice*”. John Wiley and Sons, Inc, 2008.
- [I.42] Y. S. Wu et F. J. Rosenbaum, “*Wide-band operation of microstrip circulators*”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques., vol. MTT-22, no. 10, pp. 849–856, Oct. 1974.
- [I.43] O. Zahwe, “*Conception et Réalisation d'un Circulateur Coplanaire à Couche Magnétique de YIG en Bande X pour des Applications en Télécommunications*”, Thèse de doctorat à l’Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2009.
- [I.44] B.A. Auld, “*The Synthesis of Symmetrical Waveguide Circulators*,” IRE Transactions on MTTs April 1959, pp 238-246.
- [I.45] J.M. Roth, R.E. Bland et S.I. Libby “*Large-aperture wide field of view optical circulators*,” IEEE Photonics Technology Letters, 2005, Vol.17, pp. 2128 – 2130.
- [I.46] Yung Hsu *et al.* “*Four-port optical circulator with a narrow waist of faraday rotator window*,” 2013 18th Opto-Electronics and Communications Conference held jointly with 2013 International Conference on Photonics in Switching (OECC/PS), 2013, pp1-2.
- [I.47] L.G. Maloratsky, “*Passive RF & Microwave integrated circuits*”, Passive Components and Control Devices, 2004.

- [I.48] Y. Konishi, “*New Theoretical Concept for Wide Band Gyromagnetic Devices*”, IEEE Trans. on Magnetics, pp. 505-508, Sept. 1972.
- [I.49] H. Dong et al. “*A Wide-Band, High Isolation UHF Lumped-Element Ferrite Circulator*”, IEEE Microwave And Wireless Components Letters, Vol. 23, No. 6, June 2013.
- [I.50] C.E. Fay et R.L. Comstock, “*Operation of the Ferrite Circulator*”, IEEE Trans.MTT-13, Jan 1965, pp 15-27.
- [I.51] M.T. Hickson, “*Computer-Aided Design and Optimisation of Broadband Stripline Circulators For 18-30 GHz and 18-40 GHz*”, 1991 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest.
- [I.52] J.G. de Koning et al. “*Full-Band Low-Loss Continuous Tracking Circulation in K Band*”, IEEE Trans. MTT, pp. 152-154, February 1977.
- [I.53] S. A. Oliver *et al.* “*A monolithic single crystal yttrium–iron–garnet/silicon X-band circulator,*” IEEE Microwave Guided Wave Lett., vol. 4, pp. 239–241, Aug. 1997
- [I.54] H.How, S.A. Oliver, “*Theory and Experiment of Thin-Film Junction Circulator*”, IEEE on MTTs, VOL. 46, NO. 11, pp 1646, 1563, Novembre 1998.
- [I.55] H. Bosma, “*On the principle of stripline circulation*”, The Institution of Electrical Engineers, Jan. 1962, pp. 137-146.
- [I.56] Y. S. Wu and F. J. Rosenbaum, “*Wide-band operation of microstrip circulators*”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques., vol. MTT-22, no. 10, pp. 849–856, Oct. 1974.
- [I.57] R. E. Neidert et P. M. Philips, “*Losses in Y-junction stripline and microstrip ferrite circulators,*” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 41, pp. 1081–1086, June/July 1993.
- [I.58] V. V K Thalakkatukulathil et al. “*Electromagnetic modeling of anisotropic ferrite— Application to microstrip Y-junction circulator design* », Journal of Applied Physics, 123, 234503 (2018).

- [I.59] B.A. Auld, “*The Synthesis of Symmetrical Waveguide Circulators*,” IRE Transactions on MTTs April 1959, pp 238-246.
- [I.60] S. Yoshida, “*E-Type X-Circulator*”, Proceedings of the Institute of Radio Engineers (Lett), 1959, 47, p. 2017.
- [I.61] F. Okada, K.Ohwi, M.Mori et M.Yasuda, “*A 100 kW Waveguide Y junction circulator for Microwave Power Systems at 915 MHz*”, Journal of Microwave and Power Electromagnetic Energy, Vol. 12, No.3, 1977, pp. 201-208.
- [I.62] H. M. G. Enagadapa *et al.* “*Design of high power Ka band waveguide latching circulator*”, 2013 International Conference on Emerging Trends in VLSI, Embedded System, Nano Electronics and Telecommunication System (ICEVENT), Year: 2013.
- [I.63] M. E. El-Shandwily *et al.* “*General Field Theory Treatment of E-Plane Waveguide Junction Circulators – Part 1: Full-Height Ferrite Configuration*,” IEEE Trans. on MTT, Vol.25, No 9, September 1977.
- [I.64] J. Helszajn, “*Design of Waveguide Circulators with Chebyshev Characteristics Using Partial-Height Ferrite Resonators*,” IEEE Trans. on MTT, vol.32, No 8, Aug. 1984.
- [I.65] J. Helszajn, “*High-power waveguide circulators using quarter-wave long composite ferrite/dielectric resonators*”, Microwaves, Optics and Antennas, IEE Proceedings H, Year: 1981, Volume: 128, Issue: 5, Pages: 268 – 273.
- [I.66] J. Helszajn, “*Waveguide Junction Circulators: Theory and Practice 1st Edition*,” 1st edition, Wiley (November 9, 1998).

Chapitre II

CONCEPTION ET REALISATION DE CIRCULATEURS TRIPLAQUES MONO BANDE

I - INTRODUCTION.....	52
II - DESCRIPTION GENERALE ET ANALYSE MODALE DES RESONATEURS A FERRITE	53
<i>II.1 - Etude de la zone de fonctionnement : Circulateurs en champ fort / champ faible.....</i>	<i>53</i>
<i>II.2 - Description générale de la structure</i>	<i>55</i>
<i>II.3 - Etude modale de la structure résonante triplaque à ferrite</i>	<i>57</i>
II.3.1 - Analyse modale de Bosma : Etude des modes TM	57
II.3.2 - Analyse modale rigoureuse : Etude des modes Hybrides	63
a) Résultats analytiques de l'étude modale	64
b) Résultats numériques de l'étude modale	66
III - COUPLAGE DES DEUX MODES FONDAMENTAUX : OBTENTION DU PHENOMENE DE CIRCULATION	69
<i>III.1 - Etude en champ fort : Conditions de circulation de Bosma</i>	<i>69</i>
<i>III.2 - Etude d'un circulateur en champ faible.....</i>	<i>71</i>
IV - ETUDE MAGNETOSTATIQUE DU CIRCULATEUR.....	76
<i>IV.1 - Etude des aimants permanents : Détermination du champ appliqué.....</i>	<i>77</i>
<i>IV.2 - Intégration des disques de ferrite : Détermination du champ interne</i>	<i>80</i>
IV.2.1 - Définition du champ démagnétisant non-uniforme	80
IV.2.2 - Calcul du champ interne non-uniforme.....	82
<i>IV.3 - Prise en compte de la non-uniformité du champ interne.....</i>	<i>83</i>
V - REALISATION DU PROTOTYPE : PERFORMANCES MESUREES	85
VI - CONCLUSION DU CHAPITRE II	88
VII - BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II	89

I - Introduction

Le premier chapitre a permis de mettre en évidence les éléments clés de la théorie relative aux circulateurs hyperfréquences à ferrite. Nous avons également évoqué la principale problématique liée à ce sujet : mettre au point une méthodologie fiable de ces dispositifs, associant une prise en compte rigoureuse des aspects hyperfréquences et magnétostatiques qui leur sont liés et une compréhension précise des phénomènes physiques en jeu. Ceci devrait aboutir à des dispositifs immédiatement opérationnels, afin de minimiser voire supprimer l'étape de post-réglage longue et fastidieuse qui présente de nos jours une vraie problématique industrielle.

En se basant sur ce principe, et sur les différentes notions abordées précédemment, ce chapitre a pour but d'établir une démonstration détaillée de la conception d'un circulateur triplaque à ferrite. Pour ce faire, les études analytiques présentées dans la littérature seront d'abord explorées. Ceci permettra de mieux appréhender le fonctionnement des circulateurs, mais aussi de mettre l'accent sur les principales limitations liées à ces modèles analytiques. Ensuite, une étude numérique complète basée sur un logiciel commercial (CST Studio Suite) sera élaborée afin de décrire la méthodologie proposée. Celle-ci partira d'une étude modale numérique des résonateurs ferrite, pour arriver à l'obtention du phénomène de circulation par l'application des bonnes conditions d'impédance, tout en prenant en compte les phénomènes magnétostatiques impliqués. Afin de valider notre démarche, un premier prototype de circulateur triplaque mono bande sera conçu et fabriqué. Ses résultats expérimentaux seront commentés et comparés à ceux issus de nos simulations numériques.

II - Description générale et analyse modale des résonateurs à ferrite

II.1 - Etude de la zone de fonctionnement : Circulateurs en champ fort / champ faible

Le premier chapitre a mis en évidence que l'une des principales caractéristiques des ferrites en hyperfréquences est la résonance gyromagnétique. Elle a lieu lorsque le champ magnétique dynamique est propagé à une fréquence égale à la fréquence de précession gyroscopique, appelée la fréquence de Larmor f_r (Chapitre I. II.4). Les circulateurs à ferrite fonctionnent généralement en dehors de cette zone de résonance, en raison des pertes magnétiques élevées qu'elle présente [II.1]. Nous distinguons donc deux zones de fonctionnement différentes et par conséquent, deux appellations distinctes de circulateurs :

- **Circulateurs en champ fort** : C'est le cas où la fréquence de résonance gyromagnétique est au-dessus de la bande de fonctionnement du circulateur (Figure. II.1). Le champ interne des ferrites doit être suffisamment élevé pour atteindre cette condition, étant donné qu'il est directement lié à la fréquence de Larmor, d'où la notation « champ fort » [II.2]. Dans la littérature, une condition analytique a été imposée sur le champ interne en fonction de la fréquence d'opération du circulateur, pour le bon fonctionnement de ce dernier. En effet, Bosma [II.3] a estimé que le champ interne requis doit être quatre fois plus élevé que le champ requis pour la fréquence de fonctionnement du circulateur (équation (II.1)).

$$\left| \begin{array}{l} f_r = 4 \cdot f_{\text{circ}} \\ H_i = \frac{4 \cdot f_{\text{circ}}(\text{MHz})}{\gamma(\text{MHz/Oe})} \approx (1,4 \cdot f_{\text{circ}})\text{Oe} \end{array} \right. \quad (\text{II.1})$$

Nous en déduisons donc que ce type de circulateur est plus favorable à des applications basses fréquences ($< 3\text{GHz}$), au vue de la limitation apportée par le champ interne qui est directement liée à la force de l'aimant permanent.

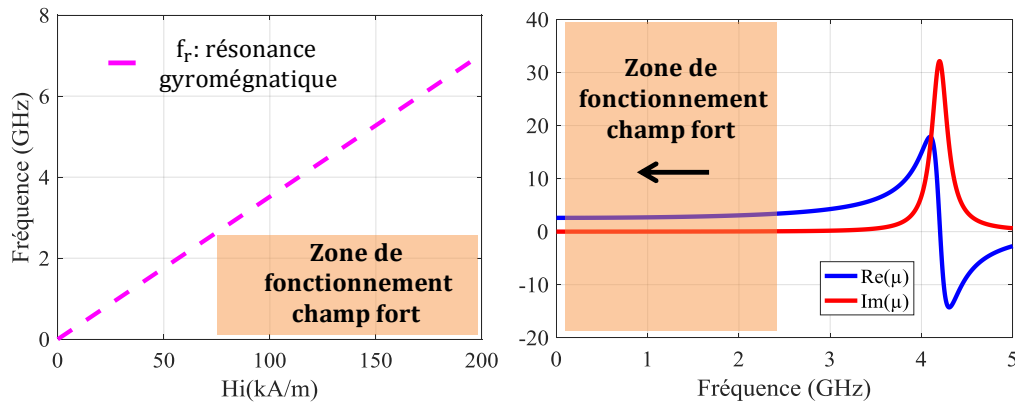


Figure. II.1 : Circulateur « en champ fort » : zone de fonctionnement en-dessous de la résonance gyromagnétique

- **Circulateurs en champ faible** : Contrairement au cas précédent, les circulateurs en champ faible fonctionnent au-dessus de la zone de résonance du matériau ferrite (Figure. II.2). Une condition analytique a également été fixée pour définir le rapport qu'il doit y avoir entre le champ interne et la fréquence de travail du circulateur [II.2], elle est donnée par l'équation (II.2).

$$\left| \begin{array}{l} f_{\text{circ}} > f_m + f_r \\ f_m = 2,8.4\pi M_s(G), \text{ MHz} / f_r = 2,8. H_i(\text{Oe}), \text{ MHz} \end{array} \right. \quad (\text{II.2})$$

Comme illustré sur la Figure. II.2, les circulateurs en champ faible ont l'avantage de pouvoir fonctionner sur des gammes de fréquences plus hautes, étant donné qu'ils travaillent à des fréquences supérieures à la résonance gyromagnétique.

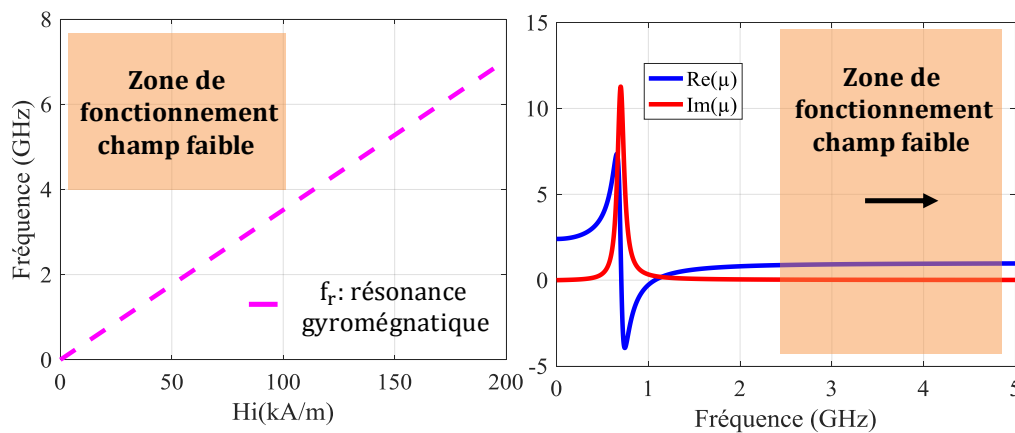


Figure. II.2 : Circulateur « en champ faible » : zone de fonctionnement au-dessus de la résonance gyromagnétique

Ces différentes conditions de circulation impliquent que les paramètres physiques respectifs des deux types de circulateurs sont déterminés de manières différentes [II.2], [II.4]. De ce fait, les deux conceptions des circulateurs en champ fort et champ faible sont distinctes et seront élaborées séparément.

II.2 - Description générale de la structure

Avant de détailler la phase de conception, nous allons donner une description plus détaillée des circulateurs triplaques et expliquer leur principe général de fonctionnement. Ceci permettra de définir les principales caractéristiques à étudier par la suite.

La Figure. II.3 illustre les différents éléments qui constituent la jonction à ferrite étudiée : les disques de ferrite, entourés d'un milieu diélectrique (qui peut être de l'air) et fermés de part et d'autre par deux plans de masse, sont considérés comme des structures résonantes.

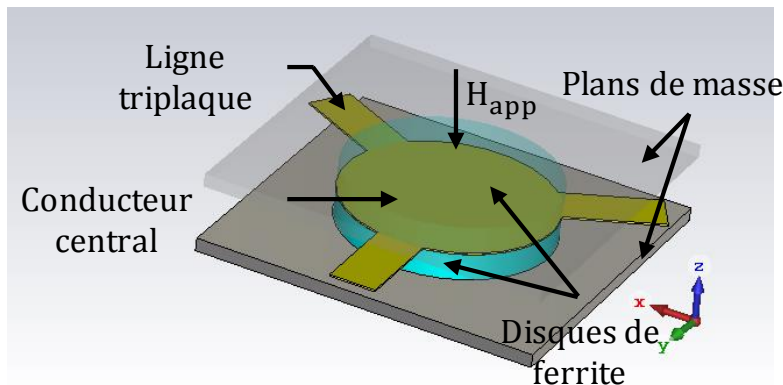


Figure. II.3 : Description générale de la structure triplaque à ferrite

En l'absence de champ magnétique statique externe, le phénomène de précession gyromagnétique est absent. Le matériau a donc tendance à se comporter comme un simple diélectrique. En effet, une onde qui est générée au port d'entrée est divisée au niveau des disques de ferrite en deux modes qui se propagent à la même fréquence. De ce fait, l'onde stationnaire qui en résulte est divisée d'une façon symétrique au niveau des ports 2 et 3 (Figure. II.4). Par conséquent, les deux puissances récupérées à ces ports sont égales ($S_{21} = S_{31}$) [II.5].

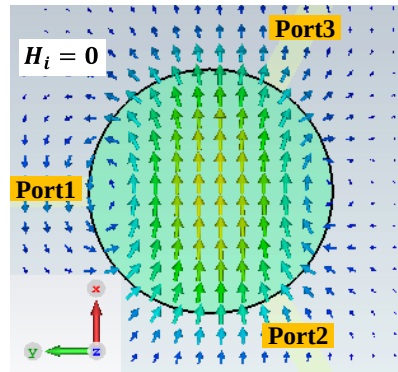


Figure. II.4 : Onde stationnaire dans un disque de ferrite désaimanté : Absence de phénomène de circulation

Sous l'effet d'un champ magnétique appliqué dans l'axe des disques (axe z), l'anisotropie des ferrites implique que les deux modes générées ne se propagent plus à la même fréquence. En effet, des modes propres à polarisation azimutale inverse ($e^{\pm jn\phi}$, avec $n=1$) viennent s'installer. Lorsqu'une condition d'impédance parfaite est assurée entre les lignes d'excitation et les résonateurs, ces deux modes interfèrent et l'onde stationnaire qui en résulte subit une rotation de telle sorte qu'elle soit transmise vers un port et isolée vers l'autre [II.5]. Dans le cas de la Figure. II.5, l'onde est transmise du port 1 vers le port 2 et le port 3 est isolé.

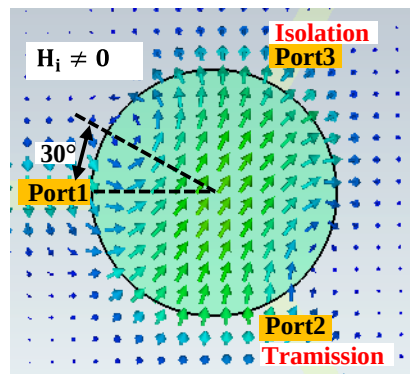


Figure. II.5 : Onde stationnaire dans un disque de ferrite aimanté : Rotation de l'onde stationnaire et obtention du phénomène de circulation

Ces explications qualitatives, abordées ici à titre illustratif, seront détaillées et développées analytiquement au cours de l'analyse modale donnée dans le paragraphe suivant.

II.3 - Etude modale de la structure résonante triplaque à ferrite

A partir des années 1960, plusieurs travaux ont été menés sur l'analyse électromagnétique des circulateurs à ferrite afin de démontrer leur fonctionnement [II.3]-[II.9]. Ces auteurs se sont intéressés à la structure triplaque qui permet de calculer les expressions des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ dans les disques de ferrite. Pour cela, ils se sont basés sur quelques hypothèses simplificatrices (Figure. II.6) avant d'établir leur calcul :

- Les disques de ferrite sont considérés aimantés à saturation et le tenseur de Polder est utilisé pour modéliser la perméabilité en hyperfréquence.
- Les disques de ferrite sont considérés limités par une condition de mur magnétique parfait (CCM) sur leur périphérie, sauf au niveau des lignes d'accès. Le champ électromagnétique décroît brusquement en dehors de cette limite.
- Les lignes d'accès triplaques transportent des modes purement TEM.
- Les modes résonants dans les disques sont indépendants de la hauteur des disques (composante selon (Oz)), ce qui donne des modes TM pures.

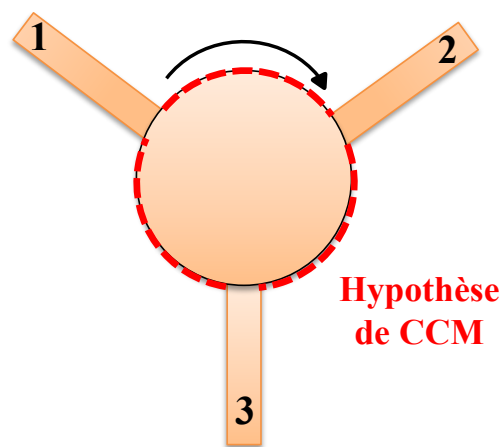


Figure. II.6 : Hypothèse de CCM imposée dans l'étude de Bosma [II.3] : génération de modes TM indépendants de z .

II.3.1 - Analyse modale de Bosma : Etude des modes TM

Cette analyse se base sur la résolution des équations de Maxwell dans un milieu anisotrope en prenant en compte les conditions aux limites évoquées précédemment et en employant l'approche de la fonction de Green [II.3]. Cette dernière permet d'exprimer

le champ $\vec{E}$ en fonction du champ $\vec{H}$ à l'intérieur des disques de ferrite. En partant des équations de Maxwell en régime harmonique ($e^{j\omega t}$), elles s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{\text{rot}}\vec{E} = -j\omega\mu_0\bar{\mu}\vec{H} \text{ (i)} \\ \vec{\text{rot}}\vec{H} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_f\vec{E} \text{ (ii)} \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

Avec ε_f la permittivité relative du matériau ferrite et $\bar{\mu}$ sa perméabilité tensorielle.

Suite aux hypothèses évoquées au début du paragraphe, les composantes H_z , E_r et E_ϕ sont nulles et la hauteur du disque de ferrite est considérée suffisamment faible pour supposer que les champs sont invariants selon z . Dans ce cas, l'équation de Maxwell (Equation II.3 (i)) est définie dans le milieu ferrite telle que :

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} = -j\omega\mu_0(\mu H_r - j\kappa H_\phi) \\ \frac{\partial E_z}{\partial r} = j\omega\mu_0(j\kappa H_r + \mu H_\phi) \\ 0 = \mu_0 H_z \rightarrow H_z = 0 \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

H_z étant nulle, il est possible d'écrire H_ϕ et H_r en fonction de E_z comme suit :

$$\begin{cases} H_\phi = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_{\text{eff}}} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} + j \frac{\kappa}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right] \\ H_r = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_{\text{eff}}} \left[-\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + j \frac{\kappa}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

$\mu_{\text{eff}} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}$ est la perméabilité effective du matériau ferrite. Elle est définie en fonction des composantes μ et κ du tenseur de perméabilité.

De plus, l'équation II.3 (ii) peut être également développée afin d'exprimer les premiers modes de circulation de type TM ($H_z = 0$). Les composantes non nulles sont toujours E_z , H_ϕ et H_r .

$$\frac{1}{r} H_\phi + \frac{\partial H_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \phi} = j\omega\varepsilon E_z \quad (\text{II.6})$$

En remplaçant l'équation (II.5) dans (II.6), il est possible de démontrer que la composante $E_z(\phi, r)$ vérifie l'équation d'Helmholtz, telle que :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + k^2 \right] E_z(r, \phi) = 0 \quad (II.7)$$

Avec k est le nombre d'onde, tel que $k^2 = \omega^2 \cdot \epsilon_0 \epsilon_f \cdot \mu_0 \mu_{eff}$

Bosma a ensuite démontré qu'il est possible d'exprimer la composante E_z en fonction de H_ϕ en employant la fonction de Green :

$$E_z(r, \phi) = \int_{-\pi}^{\pi} G(r, \phi, R, \phi') H_\phi(R, \phi') d\phi' \quad (II.8)$$

Cette fonction dépend des caractéristiques du matériau utilisé, de la fréquence de travail du circulateur et des conditions aux limites considérées. Elle est donnée par l'expression suivante :

$$G(r, \phi; R, \phi') = -\frac{jZ_{eff}J_0(kr)}{2\pi J'_0(kR)} + \frac{Z_{eff}}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\frac{\kappa n J_n(kR)}{\mu} \sin(\phi - \phi') - j J'_n(kR) \cos n(\phi - \phi')}{[J'_n(kR)]^2 - \left[\frac{\kappa n J_n(kR)}{\mu} \right]^2} \cdot J_n(kR) \quad (II.9)$$

Avec :

- $J_n(x)$: la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n .
- $J'_n(x)$: sa dérivée d'ordre 1
- R : le rayon des disques de ferrite.
- ϕ' : la position du port d'entrée et ϕ la position du port considéré (port de sortie).
- Z_{eff} : impédance d'onde intrinsèque du matériau ferrite $Z_{eff} = \sqrt{\mu_0 \mu_{eff} / \epsilon_0 \epsilon_f}$.

Toujours dans l'hypothèse d'un mur magnétique parfait (CCM) sur la périphérie des disques des ferrites, la composante tangentielle H_ϕ doit être nulle en $r=R$. Quant à la

composante E_z , elle est forcément non nulle, ce qui implique que la fonction de Green doit tendre vers l'infini quand $r=R$. Pour que cela soit vrai, il faut que le dénominateur de la somme tende vers 0, les autres éléments présents dans l'expression ayant des valeurs finies. Par conséquent, la résolution de cette équation mène à une équation de résonance (II.10) qui, selon Bosma, permet de déterminer les fréquences de résonance des modes TM d'ordre n en fonction du facteur d'anisotropie $\frac{\kappa}{\mu}$.

$$\begin{aligned} [J'_n(kR)]^2 - \left[\frac{\kappa}{\mu} \frac{n J_n(kR)}{kR} \right]^2 &= 0 \\ \rightarrow \begin{cases} J'_n(kR) - \frac{\kappa}{\mu} \frac{n J_n(kR)}{kR} = 0 \\ J'_n(kR) + \frac{\kappa}{\mu} \frac{n J_n(kR)}{kR} = 0 \end{cases} & \quad (II.10) \end{aligned}$$

L'évolution des fréquences de ces modes en fonction du facteur d'anisotropie est donnée par Bosma [II.3] dans la Figure. II.7 Le signe (+) désigne le mode à polarisation azimuthale droite, tandis que le signe (-) désigne une polarisation gauche. Le premier chiffre exprime l'ordre de la fonction de Bessel, ce qui correspond aussi à l'ordre des modes TM en ϕ ($n=1$ indique les modes fondamentaux, $n=2$ indique les premiers modes supérieurs etc.).

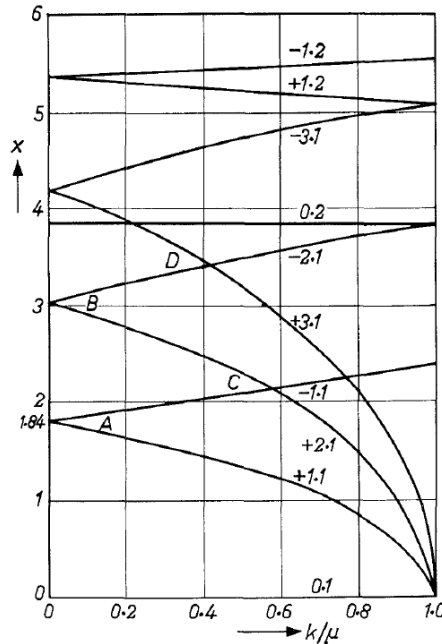


Figure. II.7 : Evolution des modes de résonance TM ($x=kR$) en fonction du facteur d'anisotropie κ/μ du ferrite selon Bosma [II.3]

Nous observons que les modes à polarisation inverse, de même ordre, deviennent dégénérés lorsque κ/μ tend vers 0.

D'après l'équation (II.10), Bosma a montré qu'il est possible de dimensionner le rayon du disque de ferrite en fonction de la fréquence de travail fixée :

$$\left\{ \begin{array}{l} J'_n(kR) = 0 ; kR = 1.84 \text{ (i)} \\ k = \omega \sqrt{\mu_0 \cdot \epsilon_0 \sqrt{\epsilon_f \mu_{\text{eff}}}} ; \omega \sqrt{\mu_0 \cdot \epsilon_0} = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ (ii)} \\ R = \frac{1,84\lambda}{2\pi \sqrt{\epsilon_f \mu_{\text{eff}}}} \text{ (iii)} \end{array} \right. \quad (\text{II.11})$$

La résolution de l'équation (II.10) proposée par Bosma conduit à l'évolution des fréquences de résonance des modes $\text{TM}_{\pm 11}$ en fonction du champ statique présenté (Figure. II.8). On voit clairement apparaître les modes « champ fort » et les modes « champ faible ».

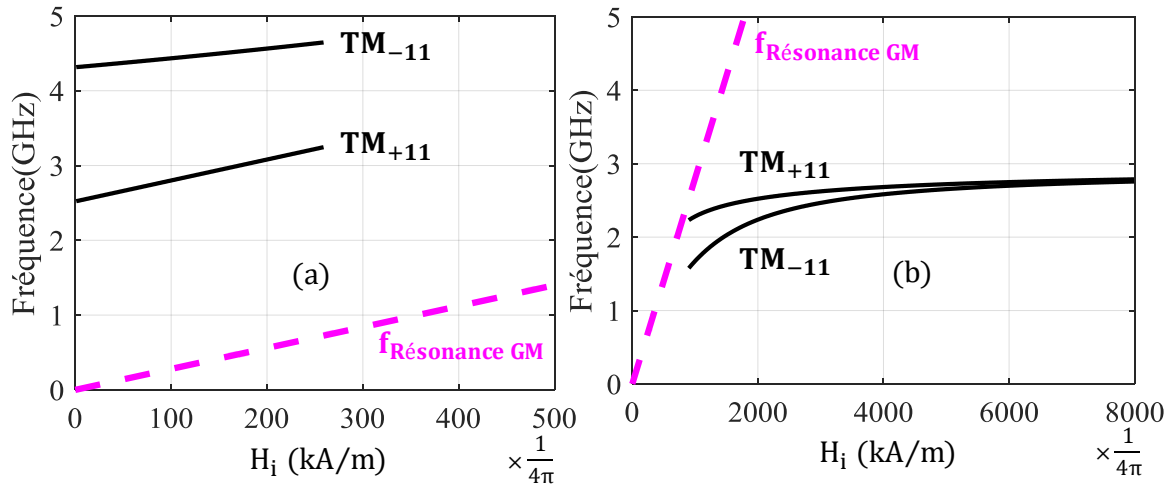


Figure. II.8 : Evolution des fréquences des modes fondamentaux TM, en fonction du champ interne, (a) en champ faible et (b) en champ fort, pour un exemple d'échantillon de ferrite donné : $R = 8\text{mm}$; $4\pi M_s = 900 \text{ G}$; $\epsilon_f = 14$

La Figure. II.8 permet de relever quelques différences entre les deux zones de fonctionnement. En effet, pour les mêmes dimensions des disques de ferrite, les modes de résonance en champ faible sont générés à des fréquences plus élevées que celles des modes générés en champ fort. Ceci est directement lié à la perméabilité effective μ_{eff} du

matériau qui varie d'une zone de fonctionnement à une autre : dans le cas du champ fort, $\mu_{\text{eff}} \geq 1$, tandis qu'en champ faible $0 < \mu_{\text{eff}} < 1$. Etant donné que μ_{eff} est inversement proportionnelle à la fréquence pour un rayon fixe (Equation II.11 (iii)), il en résulte cette variation au niveau des fréquences de résonance, comme l'illustre la Figure. II.8.

De plus, l'écart fréquentiel entre les deux modes fondamentaux semble être plus élevé en champ faible (Figure. II.8 (a)) qu'en champ fort (Figure. II.8 (b)). Ceci est directement lié au facteur d'anisotropie du matériau duquel dépend la largeur de la bande passante du circulateur [II.3] (Equation II.12). La valeur de ce facteur est connue pour être généralement élevée en champ faible (>0.5) et basse en champ fort (<0.5).

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 2.9 \frac{\kappa}{\mu} \rho \quad (\text{II.12})$$

Avec Δf la bande passante du circulateur, f_0 sa fréquence centrale et ρ le coefficient de réflexion du dispositif lié à son Rapport d'Onde Stationnaire (ROS), tel que : $\text{ROS} = \frac{1+\rho}{1-\rho}$.

Ceci nous mène à dire que les circulateurs en champ faible sont capables d'atteindre des largeurs de bande plus importantes que ceux en champ fort. Par ailleurs, la Figure. II.8 (b) montre aussi que les deux modes à polarisation inverse tendent à se superposer pour un champ interne qui tend vers l'infini. Dans ce cas, le matériau ferrite se comporte comme un diélectrique. Il est à noter que le calcul analytique de Bosma ne montre pas que c'est également le cas en l'absence de champ interne ($H_i = 0$), partant du fait que son calcul est basé sur les expressions du tenseur de Polder, qui ne sont plus valables pour $H_i = 0$. Nous verrons dans le paragraphe suivant que la détermination expérimentale des fréquences de résonance des modes propres permet de mettre en évidence la superposition des modes à polarisation inverse aussi quand $H_i = 0$. Un comportement diélectrique sera également observé.

L'analyse électromagnétique de Bosma permet d'avoir une approche très intéressante du principe de fonctionnement des circulateurs à jonction triplaque à ferrite, et toutes les études qui ont suivi ont fait majoritairement référence à ces travaux. Cependant, il est primordial de prendre en compte les différentes hypothèses considérées dans cette étude et qui pourraient masquer un certain nombre de réalités

physiques dont dépend le vrai fonctionnement du dispositif. D'abord, le modèle de Polder employé dans le développement des équations de Maxwell est seulement valable pour les ferrites à leur état de saturation. Ceci n'est pas toujours le cas, surtout pour des dispositifs fonctionnant à la rémanence par exemple. De plus, le champ interne considéré dans le modèle de tenseur est constant. Cette homogénéité est difficile à obtenir en réalité, en raison de la non-uniformité du champ appliqué par les aimants permanents. Ce phénomène sera développé davantage dans le paragraphe consacré à l'étude magnétostatique du dispositif. D'autre part, la condition de mur magnétique sur la périphérie des disques de ferrite ne reste qu'une approche et les fréquences de résonance théorique des modes TM, obtenues avec cette hypothèse peuvent différer des fréquences réelles des modes générés dans la structure.

Dans un premier temps, nous allons nous focaliser sur cette dernière hypothèse pour pouvoir supprimer la condition du mur magnétique et être capable de déterminer rigoureusement les modes propres de la structure à ferrite. Ceci fera l'objet du paragraphe suivant.

II.3.2 - Analyse modale rigoureuse : Etude des modes Hybrides

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'approche menée par Bosma permet d'étudier les modes indépendants de z et utilise l'hypothèse de mur magnétique. Pour rendre l'analyse électromagnétique des résonateurs à ferrite plus rigoureuse, une succession de travaux [II.10]-[II.12] a été effectuée à l'institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes (IRCOM : ancienne appellation de l'institut de recherche XLIM d'aujourd'hui). Le but majeur de ces études était la mise au point d'une méthode de calcul exacte des composantes des modes susceptibles d'être excités dans la structure résonante triplaque. Pour ce faire, un développement modal a été élaboré dans les deux milieux ferrite/diélectrique occupant la cavité comme le présente la Figure. II.9. Ce calcul ne s'appuie donc pas sur l'hypothèse de mur magnétique au niveau la périphérie des ferrites mais sur le raccordement des champs entre le ferrite et le diélectrique qui l'entoure, et donc la détermination rigoureuse des composantes de champ EM dans le ferrite et le diélectrique. Les conditions de continuité que doit satisfaire le champ électromagnétique à l'interface des deux milieux et les conditions aux

limites métalliques imposées par la structure triplaque, conduisent à un système d'équations homogènes.

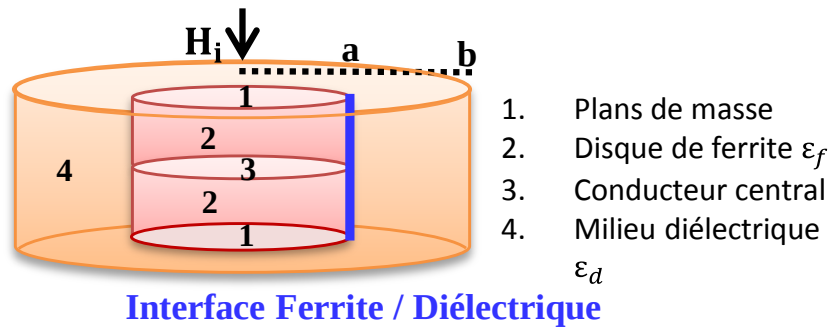


Figure. II.9 : Structure résonante considérée dans l'analyse modale rigoureuse [II.11].
Prise en compte du raccordement des champs à l'interface ferrite-diélectrique

La résolution de ce système permet de déterminer non seulement les fréquences de résonance des modes TM mais aussi les modes hybrides HE. Ces fréquences varient en fonction du champ interne H_i . Dans ce qui suit, nous allons reprendre quelques résultats obtenus à l'issue de ces travaux, et nous allons ensuite proposer une méthode numérique capable de les retrouver et d'identifier la polarisation, l'ordre et la fréquence de résonance de chaque mode.

a) Résultats analytiques de l'étude modale

Des travaux ont été publiés [II.13] pour mettre en évidence la différence entre l'approche modale de Bosma et l'approche modale rigoureuse décrite précédemment, en les comparant avec des mesures expérimentales. Les résultats de ces travaux ont été développés pour un échantillon de ferrite de caractéristiques et de dimensions fixes. Le matériau ferrite considéré est un grenat à base d'Yttrium Y209 [II.14] connu pour ses faibles pertes magnétiques hors gyrorésonance ($\Delta H_{\text{eff}} = 2 \text{ Oe}$). Il se caractérise par une permittivité aux alentours de 14, une aimantation à saturation $4\pi M_s = 900 \text{ Gauss}$ et une tangente de perte diélectrique de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$. Le rayon de l'échantillon étudié est de 8mm, tandis que sa hauteur fait 2.6 mm. Les abaques donnés dans ces travaux présentent l'évolution des modes en champ fort comme en champ faible et sont comparés aux mesures (Figure. II.10). Ces mêmes mesures sont également comparées aux résultats analytiques de Bosma (Figure. II.11).

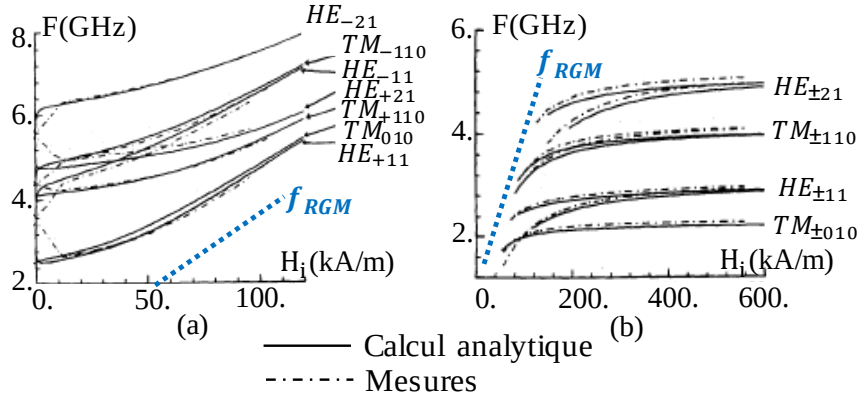


Figure. II.10 : Evolution des modes de résonance TM et HE en fonction du champ interne, (a) en champ faible (b) en champ fort, selon l'analyse modale rigoureuse [II.13] ; $R=8\text{mm}$, $H=2.6\text{mm}$, Ferrite Y209

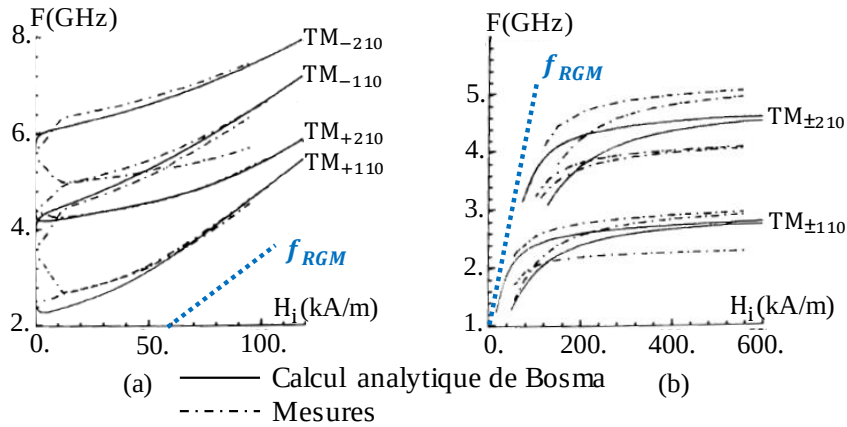


Figure. II.11 : Evolution des modes de résonance TM de Bosma [II.3] en fonction du champ interne, (a) en champ faible (b) en champ fort, selon l'analyse modale rigoureuse [II.13], $R=8\text{mm}$, $H=2.6\text{mm}$, Ferrite Y209

Les résultats présentés dans la Figure. II.10 montrent une très bonne cohérence entre les fréquences analytiques et expérimentales des modes de résonance, ce qui prouve la bonne précision de la méthode proposée. Quant aux résultats issus du modèle de Bosma (Figure. II.11), ils montrent une différence non négligeable par rapport aux mesures. Cette influence est due au changement des conditions aux limites prises en compte dans les deux approches. Par ailleurs, en champ faible, quand le ferrite est considéré non aimanté ($H_i = 0$) les deux modes de même ordre résonnent à la même fréquence et donc se superposent (Courbes expérimentales des Figure. II.10 (a) et Figure. II.11 (a)), ce qui n'est pas mis en évidence dans le calcul de Bosma. En effet,

comme il a été indiqué précédemment, le matériau ferrite est considéré comme un diélectrique dans deux cas : lorsque H_i est nul et lorsqu'il tend vers l'infini.

b) Résultats numériques de l'étude modale

L'analyse modale rigoureuse a montré qu'il existe aussi des modes hybrides HE susceptibles d'être générés dans la structure triplaque à ferrite. Une étape fondamentale dans la conception de circulateurs « mono-bande » était de retrouver ces modes par des simulations électromagnétiques. Etant donné que ce chapitre porte sur la conception de circulateurs « mono bande », dans tout ce qui va suivre, nous nous intéressons uniquement à l'étude des modes fondamentaux ($n = \pm 1$).

Le logiciel de simulation utilisé dans ces travaux de thèse est CST Studio Suite [II.15]. Il contient désormais un package de solveurs visant différents domaines (électromagnétique, « eigenmode » (modes propres), électrostatique, magnétostatique, thermique, etc.). Quant à l'étude électromagnétique (EM), elle est assurée par deux solveurs différents : temporel et fréquentiel. Nos modélisations EM seront réalisées sur le solveur fréquentiel, qui permet d'étudier des structures hyperfréquences volumiques (3D) en résolvant les équations de Maxwell en régime harmonique, par la méthode des éléments finis. Par conséquent, le maillage appliqué à ces structures est aussi volumique (tétraédrique ou hexaédrique) et est généralement adaptatif. Cela consiste à concentrer le nombre de mailles dans les zones où le champ EM est concentré pour avoir plus de précision sur les réponses obtenues, ce qui favorise un temps de calcul plus économique que de mailler la totalité de la structure de la même façon.

Plus particulièrement, le solveur électromagnétique fréquentiel de CST permet également d'étudier des matériaux anisotropes et dispersifs, tels que les ferrites. Il utilise par défaut le modèle de Polder pour définir leur perméabilité tensorielle, mais offre aussi à l'utilisateur le moyen d'introduire un autre tenseur, pour prendre en compte un état de saturation partielle par exemple. Cependant, il n'est toujours pas possible d'étudier des structures résonnantes à ferrite en oscillation libre et leurs modes propres ne peuvent pas être déterminés par le solveur « eigenmode ». De ce fait, une étude numérique en oscillation forcées a été développée afin de pouvoir réaliser cette tâche, et aussi comparer les résultats de simulations avec les résultats analytiques présentés précédemment. Cette étude numérique consiste à reproduire numériquement

et le plus fidèlement possible les conditions de mesure réelles, où la structure résonante est excitée par des sondes magnétiques coaxiales en entrée/sortie dans un volume fermé. Elle est polarisée par un champ magnétique vertical (Figure. II.12).

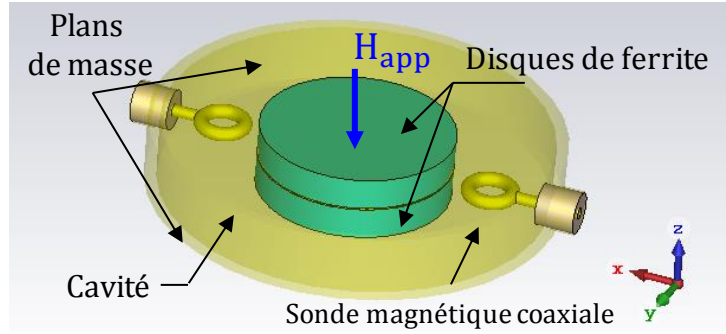


Figure. II.12 : Structure numérique utilisée pour étudier les modes propres des cavités à ferrite

Le même échantillon de ferrite que celui utilisé dans le paragraphe précédent est considéré afin de pouvoir comparer les deux résultats. La structure simulée présentée en Figure. II.12 a permis de coupler faiblement les disques de ferrites et de faire apparaître des pics de transmission de faible niveau qui correspondent aux différents modes de la structure (Figure. II.13 et Figure. II.14). Un champ interne H_i a été fixé à 20 kA/m (≈ 250 Oe) pour le cas du champ faible (Figure. II.13) et à 180 kA/m (≈ 2260 Oe) en champ fort (Figure. II.14).

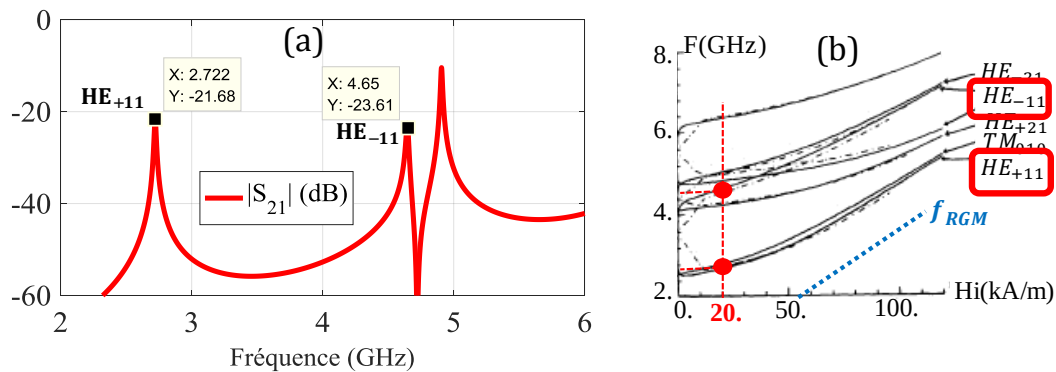


Figure. II.13 : Calcul et comparaison des fréquences de résonance (a) numériques (b) analytiques en champ faible. Ferrite Y209, $4\pi M_s = 900$ G, $\epsilon_f = 14$, $\epsilon_d = 1$, $H_i = 20$ kA/m

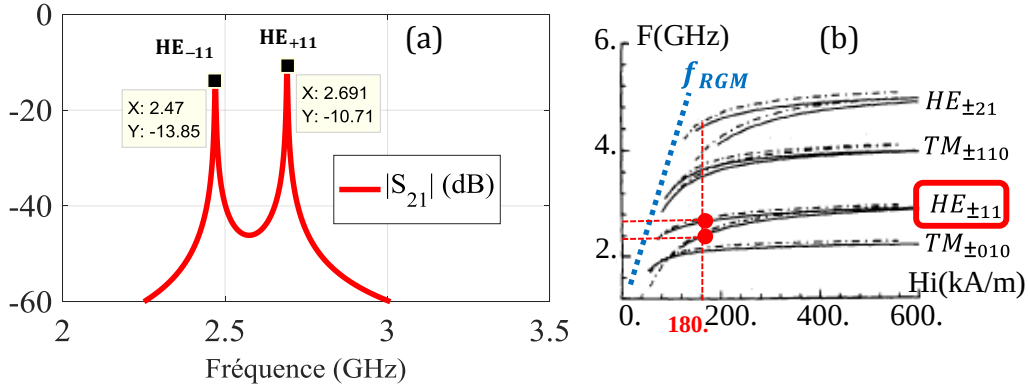


Figure. II.14 : Calcul et comparaison des fréquences de résonance (a) numériques (b) analytiques en champ fort. Ferrite Y209, $4\pi M_s = 900$ G, $\epsilon_f = 14$, $\epsilon_d = 1$, $H_i = 180$ kA/m

Ici, nous nous sommes focalisés sur les modes fondamentaux ($n=1$) pour l'obtention d'un phénomène de circulation mono bande par la suite. Les fréquences de résonance des modes hybrides HE obtenues numériquement sont en très bon accord avec celles données par le calcul analytique ce qui valide l'approche menée, aussi bien en champ fort qu'en champ faible. Les cartographies du champ $\vec{H}$ de chaque mode ont été relevées, dans le cas du champ fort, pour étudier les différentes variations en coordonnées cylindriques (r , ϕ et z) (Figure. II.15).

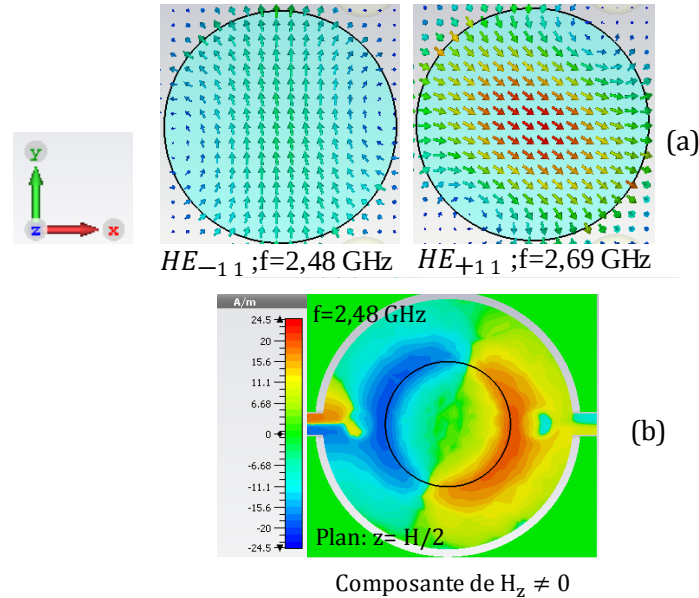


Figure. II.15 : (a) Tracé de la composante azimutale H_ϕ pour chaque mode de résonance en champ fort (b) Tracé du module de la composante longitudinale $H_z (\neq 0)$ du mode hybride

Les cartographies du champ $\vec{H}$ illustrées dans la Figure. II.15 permettent d'identifier les modes hybrides HE qui présentent une variation azimutale similaire à celle des modes TM mais une composante selon l'axe (Oz) qui est non nulle (Figure. II.15). Pour la conception d'un circulateur à ferrite, il sera donc fondamental de considérer cette étude numérique des modes de résonance, qui se basera dans toute la suite sur les modes fondamentaux hybrides ($HE_{\pm 11}$). Une fois que ces derniers sont déterminés, l'étape suivante consiste à trouver les bonnes conditions d'impédance entre les résonateurs ferrite et les lignes d'accès pour obtenir le phénomène de circulation. Ceci sera l'objet de la section suivante.

III - Couplage des deux modes fondamentaux : Obtention du phénomène de circulation

Il a déjà été mentionné que le phénomène de circulation se base sur le couplage des deux modes fondamentaux à polarisation azimutale inverse ($e^{\pm jn\phi}$, $n = 1$), de telle sorte que l'onde stationnaire résultante soit transmise vers un port ($\phi = 120^\circ$) et isolée vers l'autre ($\phi = -120^\circ$). Pour que ce fonctionnement se produise, il est nécessaire de déterminer la condition d'impédance idéale entre le plan d'entrée des résonateurs à ferrite et les lignes d'accès. Ici, nous continuons à travailler sur la structure triplaque pour étudier ce phénomène (Figure. II.16).

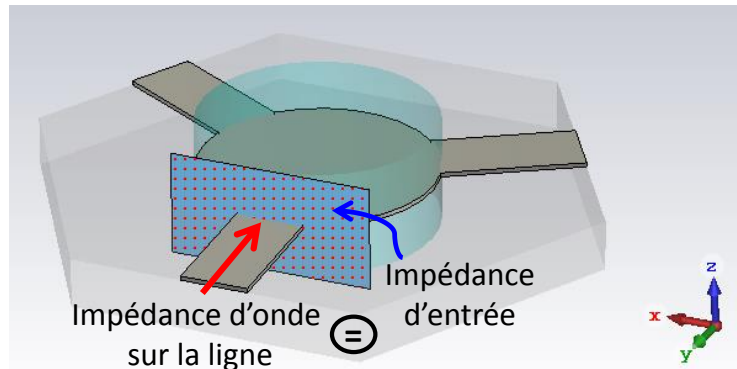


Figure. II.16 : Condition d'impédance nécessaire pour l'obtention du phénomène de circulation

III.1 - Etude en champ fort : Conditions de circulation de Bosma

Bosma [II.3] a établi une équation analytique permettant de déterminer approximativement la bonne largeur de la ligne d'accès qui permet d'avoir un maximum de transfert d'énergie du port d'entrée vers les disques de ferrite.

$$\left| \begin{array}{l} \sin(\psi) = \frac{\pi}{1.84\sqrt{3}} \frac{\sqrt{\epsilon_f} \kappa}{\sqrt{\mu_{eff}} \mu} \\ W = 2R\sin(\psi) \end{array} \right. \quad (II.13)$$

Avec ψ la demi-ouverture angulaire fixée entre le centre des disques de ferrite et la ligne d'accès et W la largeur de la ligne d'accès (Figure. II.17).

Cette expression analytique a été démontrée à partir de la simplification de la fonction de Green pour $n=1$ [II.3].

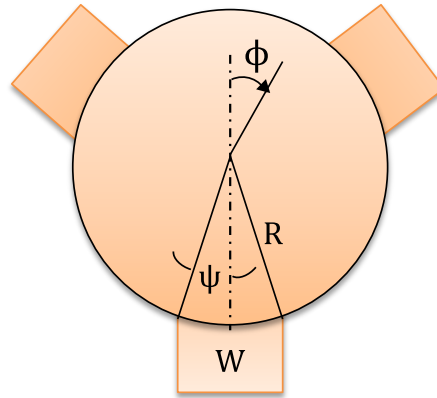


Figure. II.17 : Définition des paramètres géométrique pour le couplage des disques de ferrite

Par ailleurs, Fay et Comstock [II.5] ont défini l'expression de l'admittance d'entrée des disques de ferrite à partir des expressions des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ établies précédemment. Cette admittance est appelée G_r et est exprimée en fonction des propriétés intrinsèques du matériau ferrite et de l'ouverture angulaire ψ .

$$G_r = \frac{H_\phi}{E_z / -\psi < \phi < \psi} = \frac{Y_{eff} \cdot \frac{\kappa}{\mu}}{\sin \psi} \quad (II.14)$$

$$\text{Avec : } Y_{eff} = \sqrt{\frac{\epsilon_f \epsilon_0}{\mu_0 \mu_{eff}}}$$

Afin de vérifier que la condition de Bosma (II.13) converge vers le principe d'adaptation d'impédance illustré dans la Figure. II.16, l'angle ψ est déterminé en supposant que la conductance d'entrée G_r définie dans [II.5] doit être égale à l'admittance d'onde Y_0 au niveau des lignes d'accès. Pour se mettre dans les mêmes

conditions que Bosma, le milieu diélectrique entourant les disques de ferrite est considéré comme de l'air.

$$\left| \begin{aligned} G_r = Y_0 \rightarrow \frac{Y_{\text{eff}} \cdot \frac{\kappa}{\mu}}{\sin \psi} &= \frac{\sqrt{\epsilon_0}}{\sqrt{\mu_0}} \\ \sin(\psi) = \frac{\sqrt{\epsilon_f} \cdot \frac{\kappa}{\mu}}{\sqrt{\mu_{\text{eff}}}} &\approx \left(\frac{\pi}{1.84\sqrt{3}} \frac{\sqrt{\epsilon_f} \cdot \frac{\kappa}{\mu}}{\sqrt{\mu_{\text{eff}}}} \right)_{\text{Bosma}} \quad \text{avec } \frac{\pi}{1.84\sqrt{3}} \approx 1 \end{aligned} \right. \quad (\text{II.15})$$

Les deux équations (II.13) et (II.15) convergent vers la même solution. Il est donc possible d'appliquer cette règle pour l'obtention du phénomène de circulation.

Cependant, cette méthodologie connaît des limites puisque l'expression de l'admittance d'entrée G_r n'est vraie que pour un conducteur central de forme cylindrique [II.5]. De plus, toute la théorie de Bosma n'est valable que dans le cas des circulateurs en champ fort (fonctionnant avant la résonance gyromagnétique), puisque les équations de résonance ont été établies dans l'hypothèse de κ/μ proche de 0 et de $\mu_{\text{eff}} > 1$. En effet, l'équation (II.13) n'a pas de solution ($\sin(\psi) \geq 1$) lorsque le facteur d'anisotropie est élevé (>0.5) et lorsque $0 < \mu_{\text{eff}} < 1$ (cas du champ faible). Ceci sera mis en évidence par un exemple concret, étudié dans le paragraphe suivant.

Il s'avère que l'étude des circulateurs en champ faible demeure indispensable pour pouvoir couvrir des plages fréquentielles assez élevées ($>3\text{GHz}$). Il est donc indispensable de maîtriser leur principe de fonctionnement.

III.2 - Etude d'un circulateur en champ faible

Dans ce paragraphe, nous allons nous focaliser sur l'obtention du phénomène de circulation en champ faible. Pour ce faire, nous allons appliquer les différentes problématiques étudiées précédemment sur un exemple de circulateur concret, qui sera par la suite l'objet d'une conception détaillée menant à un premier prototype de validation.

Une fréquence de travail a été fixée à 6.25 GHz, centrée sur une bande passante de 500 MHz (6 GHz – 6.5 GHz). Le ferrite utilisé pour cette application est un grenat d'Yttrium-Aluminium (Y39), de faibles pertes magnétiques hors-gyrorésonance ($\Delta H_{\text{eff}} = 2 \text{ Oe}$) et d'aimantation à saturation $4\pi M_s = 800\text{G}$.

Une première étude modale a mené à l'identification des deux modes de résonances en champ faible, autour de la fréquence de circulation fixée (Figure. II.18).

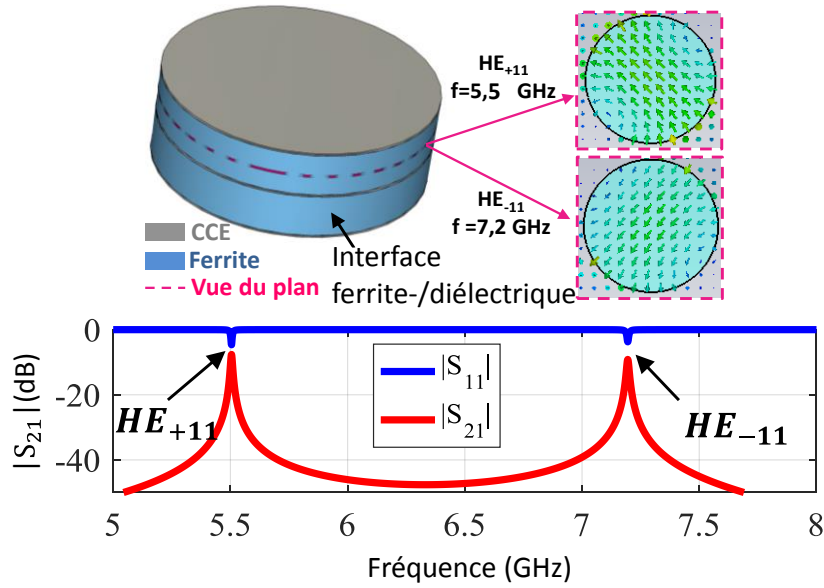


Figure. II.18 : Étude modale des deux disques de ferrite pour une fonction de circulation autour de 6.25 GHz ; Ferrite Y39, $H_i=20$ kA/m, $R=4$ mm.

Une première tentative pour coupler ces modes en champ faible par l'utilisation du modèle de Bosma a montré que la condition de circulation impliquée par le dimensionnement des lignes d'accès (II.13) ne peut pas être réalisée avec un conducteur central cylindrique entouré par de l'air.

$$\left| \begin{array}{l} \sin(\psi) = \frac{\pi}{1.84\sqrt{3}} \frac{\sqrt{\epsilon_f} \kappa}{\sqrt{\mu_{eff}} \mu} \\ \text{A. N:} \\ \text{Pour } f = 6.25 \text{ GHz: } \sin(\psi) = 1.54 \end{array} \right. \quad (\text{II.16})$$

L'équation (II.16) montre que le dimensionnement des lignes d'accès, en utilisant l'approximation de Bosma, n'est pas approprié en champ faible. Nous avons vérifié cela numériquement (Figure. II.19) en simulant le circulateur dans les conditions décrites ci-dessus avec $R=4$ mm. Le phénomène de circulation n'est pas apparu même pour une largeur de ligne d'accès proche du diamètre des disques de ferrite (6 mm).

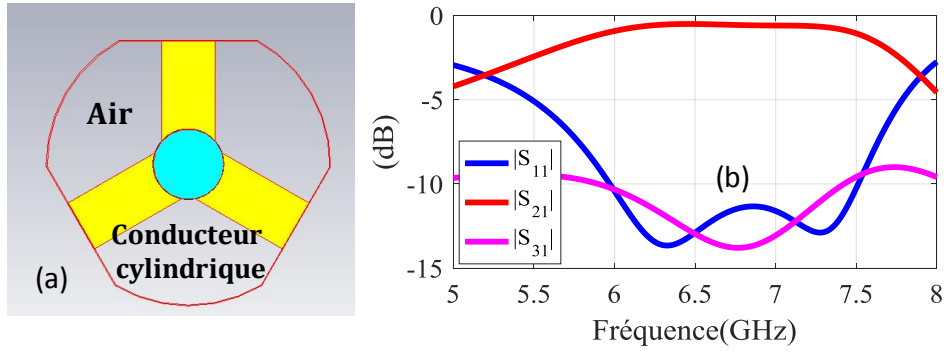


Figure. II.19 : (a) Modèle numérique de Bosma : Conducteur cylindrique entouré par de l'air (b) Paramètres S simulés: Impossible de coupler les modes fondamentaux, Ferrite Y39, $H_i=20$ kA/m, $R=4$ mm, $W=6$ mm.

Afin de remédier à cette problématique, une des solutions étudiées était de changer la forme cylindrique du conducteur central. En effet, plusieurs géométries ont été étudiées dans la littérature (triangle, hexagone, étoile etc.) [II.7]. Ces études ont montré que l'impédance d'entrée de la jonction change d'une forme à une autre.

Une étude numérique a été réalisée pour étudier l'influence de la forme du conducteur central sur les conditions d'impédance d'entrée du circulateur. En effet, il a été constaté d'après les cartographies du champ $\vec{H}$ (Figure. II.18) que les fréquences des modes fondamentaux sont susceptibles d'être perturbées en modifiant les conditions aux limites entre les deux disques de ferrite. Pour valider cette hypothèse, nous avons eu recours à la forme d'étoile constituée de trois lignes sous forme « Y » [II.7], de largeur appelée W_e (Figure. II.20). Les résonateurs sont découplés de la même façon que précédemment afin d'étudier l'évolution des fréquences des modes fondamentaux.

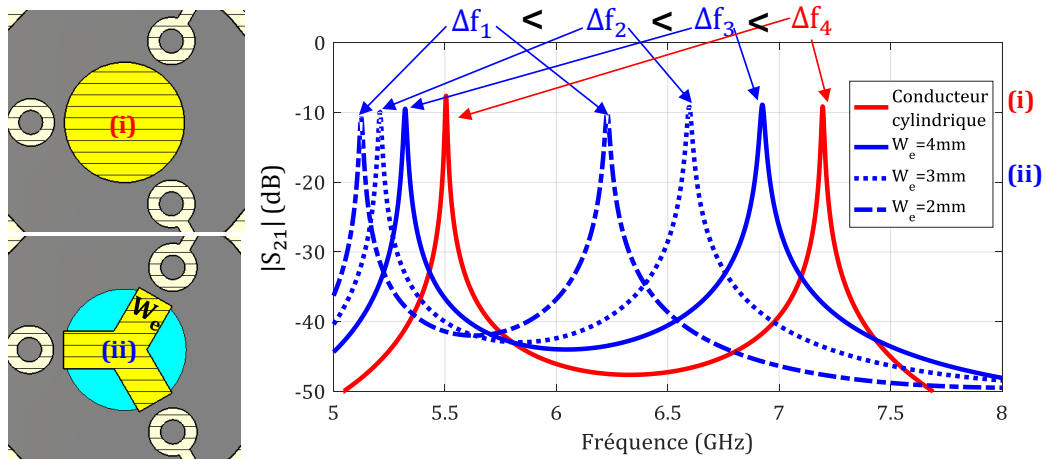


Figure. II.20 : Etude de l'évolution des modes fondamentaux à polarisation inverse en fonction de la forme du conducteur central

L'étude numérique menée ci-dessus (Figure. II.20) montre que la nouvelle forme du conducteur central contribue à changer les conditions aux limites entre les deux disques de ferrite et donc à perturber les fréquences des modes. Afin d'étudier l'influence de ce comportement sur la réponse du circulateur, la structure découplée est maintenant remplacée par des lignes d'accès triplaques 50Ω , de largeur de 4 mm, qui sont prolongées jusqu'au centre des disques (Figure. II.21). Une étude paramétrique sur la largeur des lignes internes W_e de l'étoile considérée a montré qu'effectivement, il est possible de coupler facilement les modes fondamentaux en modifiant les paramètres d'impédance d'entrée.

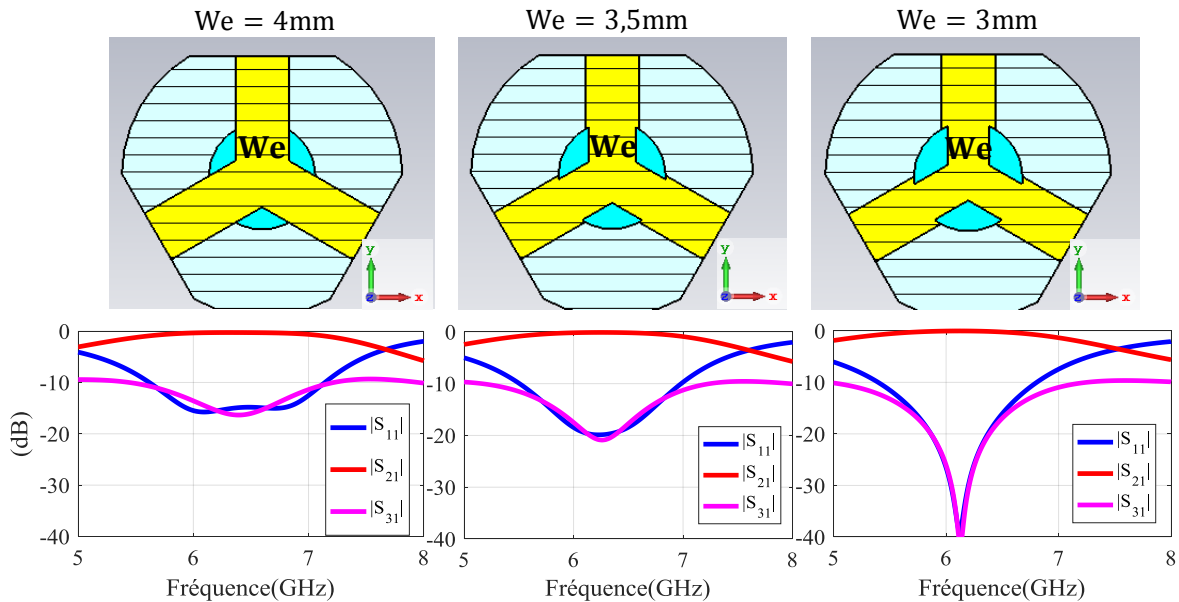


Figure. II.21 : Adaptation d'impédance des disques de ferrite en champ faible par l'étude d'une étoile au lieu d'un conducteur cylindrique

La solution étudiée dans la Figure. II.21 présente un moyen numérique simple et rapide pour l'obtention du phénomène de circulation en champ faible. Par ailleurs, il est également possible de rajouter des stubs en parallèle au niveau de l'étoile afin d'améliorer la réponse du circulateur et élargir davantage la bande passante [II.16] (Figure. II.22).

Un conducteur central ayant la forme d'étoile avec des stubs parallèle est ainsi considéré dans la conception du circulateur en champ faible, et ses dimensions ont été optimisées numériquement pour une réponse autour de $f=6.25$ GHz (Figure. II.22).

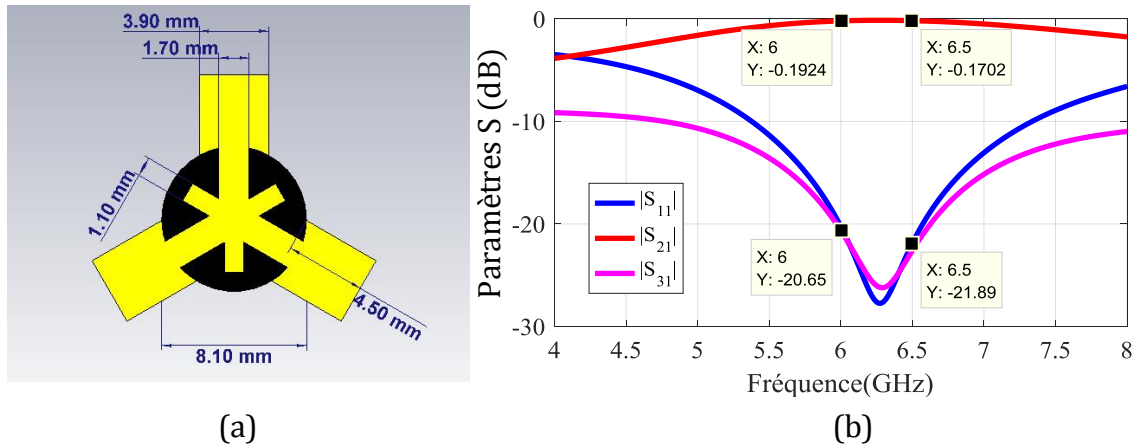


Figure. II.22 : Optimisation du conducteur central par le rajout de stubs parallèles ; élargissement de la bande passante

Dans le but de proposer un modèle complet, le plus fidèle possible à la réalité, la jonction modélisée dans la Figure. II.22 est maintenant imbriquée dans un boîtier métallique. La structure complète est inspirée des circulateurs triplaques commercialisés par la société Inoveos. Les conditions aux limites métalliques (CCE) sont maintenant remplacées par des vrais plans de masse définis par les deux supports d'aimants haut et bas. La configuration des lignes d'accès à 120° est adaptée à un accès perpendiculaire (Figure. II.23) pour avoir un boîtier métallique rectangulaire. Les lignes triplaques sont connectées à des connecteurs SMA, d'extrémité plate pour une meilleure transition d'impédance entre les deux interfaces (triplaques/coaxial), et éviter le gap d'air qu'il peut y avoir entre la ligne triplaque et l'âme cylindrique à fente (Figure. II.24).

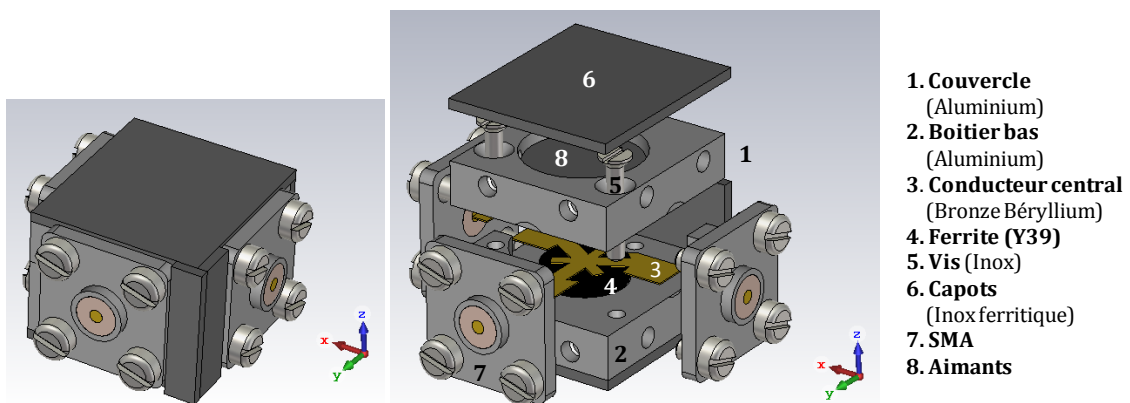


Figure. II.23 : Conception de la structure complète du circulateur triplaque mono bande

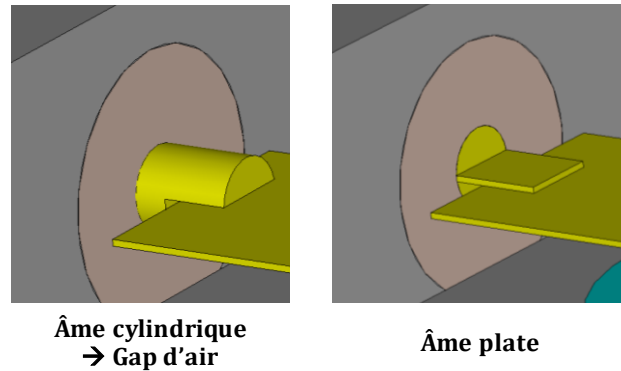


Figure. II.24 : Comparaison de deux types d'âmes centrales par rapport à la ligne triplaque : Gap d'air engendré par l'âme à fente

Toujours dans le but de proposer une méthodologie fiable, il est nécessaire dans notre démarche de déterminer les aimants permanents adéquats pour la fonction de circulation obtenue par l'étude électromagnétique. Rappelons que dans toutes les simulations EM présentées en champ faible, H_i a été supposé homogène et fixé à 20 kA/m. Il faut maintenant faire une étude magnétostatique de la structure afin de choisir les aimants qui permettront de se rapprocher le mieux possible du cas simulé ci-dessus. Il faudra essayer de générer dans le ferrite un champ statique interne « le plus homogène possible » et aussi proche que possible des 20 kA/m utilisés dans les simulations hyperfréquences.

IV - Etude magnétostatique du circulateur

Comme il a déjà été évoqué, le principe de circulation n'a lieu que lorsque la jonction à ferrite est aimantée par un champ magnétique statique transverse à la direction de l'onde électromagnétique. Les aimants sont considérés comme la solution la plus simple à intégrer et la moins chère pour polariser la jonction à ferrite. Ils sont souvent utilisés sous forme cylindrique. Cependant, leur principal défaut est la non-uniformité du champ magnétique qu'ils produisent. Ce phénomène est principalement dû aux effets de bords qui sont non-négligeables dans ce genre de pièce [II.17]. Malgré l'utilisation de compensateurs magnétiques de type Inox ferritique pour homogénéiser davantage le champ appliqué, cette non-uniformité demeure inévitable, et doit être minimisée. Les études magnétostatiques réalisées dans ce manuscrit sont faites à l'aide du solveur MS de CST Studio Suite [II.15]. La Figure. II.25 présente un exemple d'une

étude magnétostatique dans le cas où seuls des aimants se faisant face sont simulés (sans ferrite). Dans ce cas, la non uniformité du champ magnétique dans l'entrefer est visible aussi bien dans le plan (xOy) que dans le plan (xOz).

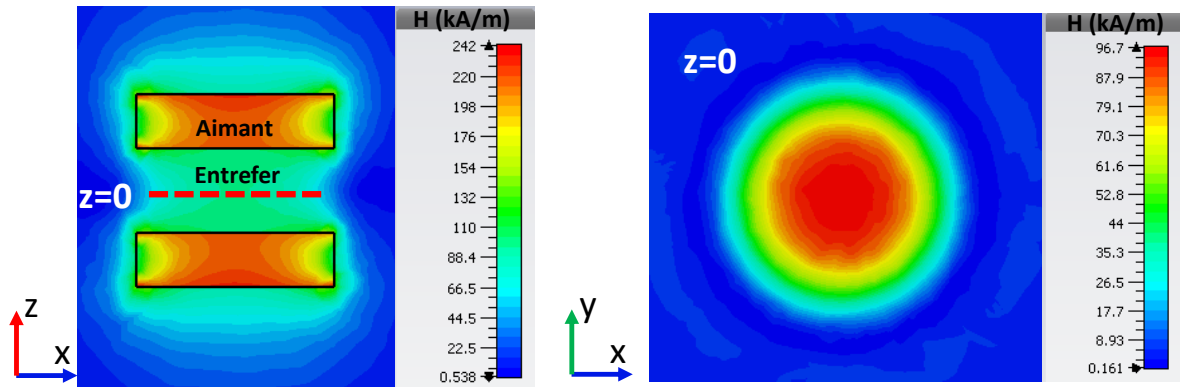


Figure. II.25 : Etude magnétostatique pour illustrer la non-uniformité du champ magnétique produit par les aimants permanents

L'objectif de cette partie est de définir les aimants adéquats ainsi que leurs paramètres géométriques idéaux afin d'obtenir une distribution volumique la plus homogène et la plus proche possible de la valeur fixée dans l'étude électromagnétique (20 kA/m). Cela peut être résumé en deux parties : dans un premier temps, les aimants permanents sont modélisés indépendamment des ferrites pour simuler le champ appliqué dans l'entrefer. Ensuite, un calcul analytique est établi pour prendre en compte l'effet démagnétisant à l'intérieur des disques de ferrite et en déduire le champ interne. Ceci doit se faire de manière itérative, en optimisant les paramètres des aimants, jusqu'à l'obtention d'une distribution de champ interne qui converge vers la valeur souhaitée : 20 kA/m.

IV.1 - Etude des aimants permanents : Détermination du champ appliqué

Nous retrouvons les aimants permanents insérés dans le modèle de la structure complète présentée dans la Figure. II.23. Dans un premier temps, les disques de ferrite et le conducteur central ne sont pas définis dans la structure. La cavité est donc pour le moment remplie d'air (entrefer) (Figure. II.26). Nous cherchons ainsi à déterminer le champ appliqué grâce aux aimants choisis.

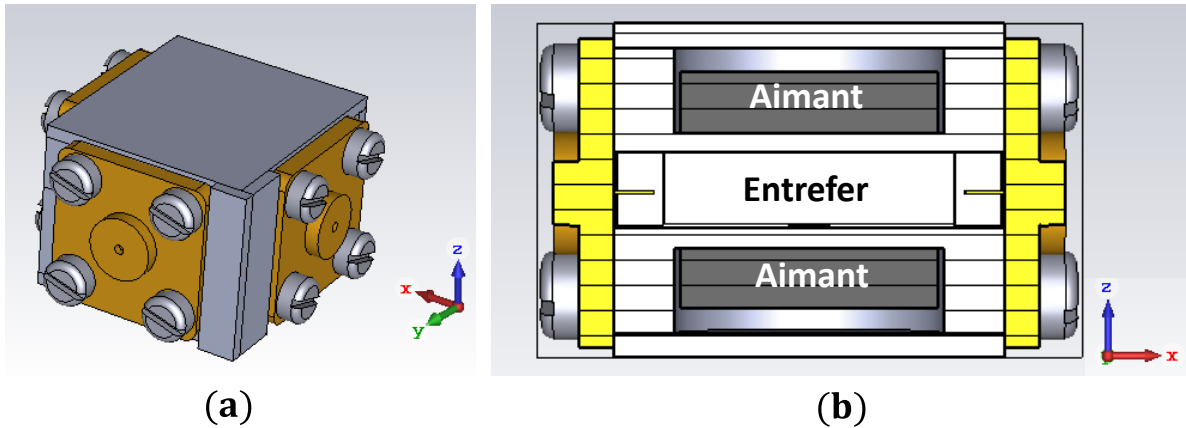


Figure. II.26 : (a) Modèle 3D final de la structure triplaque, (b) Vue latérale de la structure : Disques de ferrite enlevés pour la détermination du champ appliqué

Un aimant permanent est généralement caractérisé par ses deux points de fonctionnement indiqués sur son cycle d'hystérésis : le champ rémanent B_r et le champ coercitif H_c . Plus ces deux paramètres sont élevés, plus la force magnétique générée est forte. Il existe principalement quatre familles d'aimants permanents dans l'industrie [II.17] :

Aimant Ferrite : Les aimants de type ferrite dur (souvent Baryum) sont les moins chers du marché. Ils se caractérisent par une faible rémanence (≤ 0.4 T) et une température de Curie de l'ordre de 300° .

Aimant Alnico : Ils présentent une rémanence plus élevée que les aimants ferrites mais ils se désaimantent plus facilement (champ coercitif faible). Ceci implique une désaimantation fortement non-linéaire qui peut rendre la modélisation de ce type d'aimants assez complexe en magnéto-statique.

Aimant Samarium Cobalt : Ils se caractérisent par une courbe de désaimantation quasi-linéaire (facile à modéliser) reliant B_r et H_c qui sont presque du même ordre. Ces aimants peuvent atteindre un champ magnétique assez élevé mais ils demeurent chers à cause du Cobalt.

Aimant Néodyme (NdFeB) : Ils sont les plus puissants de l'industrie. Leur champ rémanent peut atteindre 1.35 T. Mais leur prix est toujours en hausse.

Pour atteindre l'ordre de grandeur relativement faible du champ interne fixé dans l'analyse EM (20 kA/m), le choix des aimants a été fixé sur la famille de ferrite, de faible rémanence.

Dans ses travaux de thèse, A. Farhat [II.18] a montré que pour un fonctionnement optimal d'un circulateur à ferrite, un certain nombre de conditions doivent être prises en compte dans l'étude des aimants permanents :

- L'accroissement de la hauteur des aimants contribue à l'augmentation du champ appliqué au niveau de l'entrefer, mais un compromis doit être fait pour ne pas engendrer un encombrement important de la structure.

- Le diamètre des aimants ne doit pas être inférieur à celui des ferrites pour ne pas avoir un champ statique fortement inhomogène. Cette inhomogénéité radiale entraîne une décroissance du champ sur les bords des disques. Par conséquent, il risque d'y avoir des cas où le ferrite est saturé dans certaines zones et pas dans d'autres. Pour remédier à cela, les aimants doivent être plus larges que les disques de ferrite, mais encore une fois un compromis doit être trouvé pour ne pas avoir les mêmes problèmes d'encombrement.

- La hauteur de l'entrefer a une influence supplémentaire sur la distribution spatiale du champ magnétique, et donne un degré de liberté supplémentaire pour accroître ou abaisser le champ au niveau de l'entrefer, mais encore une fois sans dépasser les limites d'encombrement.

En prenant en compte toutes ces considérations, le modèle de circulateur de la Figure. II.26 a été polarisé par des aimants permanents de type ferrite, ayant une rémanence de 0.23 T, un diamètre de 11 mm et de hauteur égale à 2.5 mm. La distribution spatiale de leur champ magnétique appliqué est illustrée dans la Figure. II.27.

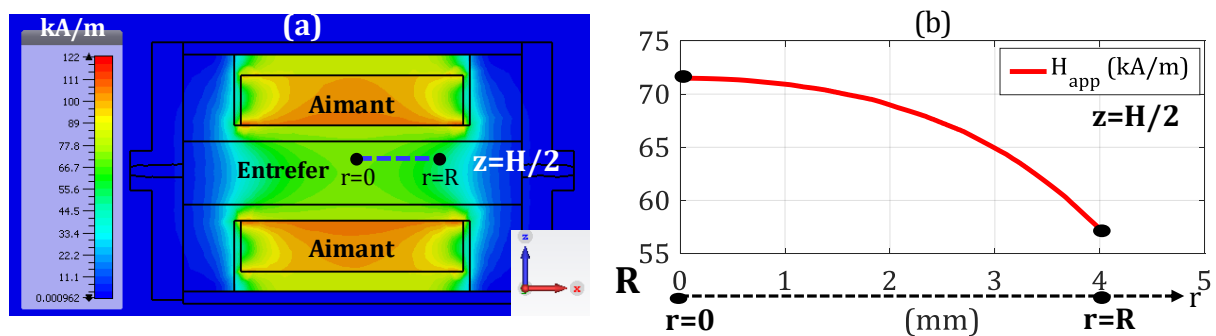


Figure. II.27 : (a) Distribution inhomogène du champ magnétique appliqué dans l'entrefer dans le plan (xOz) , (b) Variation radiale du champ appliqué dans le plan (xOy) en $z=H/2$

Le champ appliqué présenté dans la Figure. II.27 (b) atteint son maximum au centre de l'entrefer à 71 kA/m et décroît radialement jusqu'à une amplitude de 57 kA/m pour un rayon R correspondant au rayon du disque de ferrite à insérer. Ceci illustre encore une fois la non-uniformité radiale due aux effets de bord.

IV.2 - Intégration des disques de ferrite : Détermination du champ interne

IV.2.1 - Définition du champ démagnétisant non-uniforme

Pour l'instant, seul le champ magnétique appliqué a été étudié. Une fois qu'il est déterminé, l'étape suivante consiste à intégrer les disques de ferrite afin de prendre en compte l'effet démagnétisant et en déduire ainsi le vrai champ vu par les moments magnétiques à l'intérieur du matériau ferrite. C'est ce champ qui sera considéré par la suite dans l'étude électromagnétique. La question qui se pose maintenant est de savoir si ce champ interne présente lui aussi une non-uniformité.

Nous avons vu que dans la littérature, une expression simplifiée (qui ne prend pas en compte le champ d'anisotropie des ferrites qui est négligeable pour les grenats) a été démontrée [II.18] pour déduire le champ interne après démagnétisation des ferrites.

$$\vec{H}_i = \vec{H}_{app} + \vec{H}_d \quad (II.17)$$

Avec $\vec{H}_d$ le champ démagnétisant défini dans le cas saturé par : $\vec{H}_d = -N \cdot \vec{M}_s$.

N est le facteur démagnétisant qui est directement lié à la forme de l'échantillon.

En réalité, ce champ démagnétisant est lui aussi non-uniforme, et ceci est directement lié au facteur de forme N qui varie selon la géométrie de l'échantillon de ferrite considéré. Nous avons vu dans le chapitre I que dans le cas d'un disque plat ($2.R \gg H$), ce facteur N a une seule composante (N_z) qui est estimée à 1. Or, ceci n'est qu'une approximation. Afin d'obtenir une approche plus précise, la non-uniformité radiale du facteur N a été modélisée dans la littérature [II.7] par deux équations distinctes qui décrivent la variation de N respectivement dans la partie centrale du disque de ferrite et à ses bords. Nous les noterons respectivement $N_{z/centre}$ et $N_{z/bord}$.

$$N_{z/\text{centre}}(r, 0) = 1 - \frac{(H/2R)}{[1 + ((H/2R)^2)]^{1/2}} - \left[\frac{3(H/2.R)}{[1 + ((H/2R)^2)]^{3/2}} - \frac{3(H/2.R)^3}{[1 + ((H/2R)^2)]^{5/2}} \right] \left(\frac{r}{2R} \right)^2 \quad (\text{II.18})$$

$$N_{z/\text{bord}}(r, 0) = \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{\pi} \right) \tan^{-1} \left[\left(\frac{2R}{H} \right) - \left(\frac{2r}{H} \right) \right] \quad (\text{II.19})$$

Par ailleurs, les travaux de Joseph et Schlöemann [II.19] ont permis d'interpoler les deux courbes issues de ces deux variations (Equation II.20) pour définir la répartition radiale globale de N_z dans le disque de ferrite (Figure. II.28). Il est à noter que les composantes N_x et N_y sont considérées très faibles pour un disque plat et sont donc négligées.

$$N_{z \text{ global}} = (N_{z/\text{centre}} - N_{z/\text{bord}}) \cdot [1 - (r/R)^4] + N_{z/\text{bord}} \quad (\text{II.20})$$

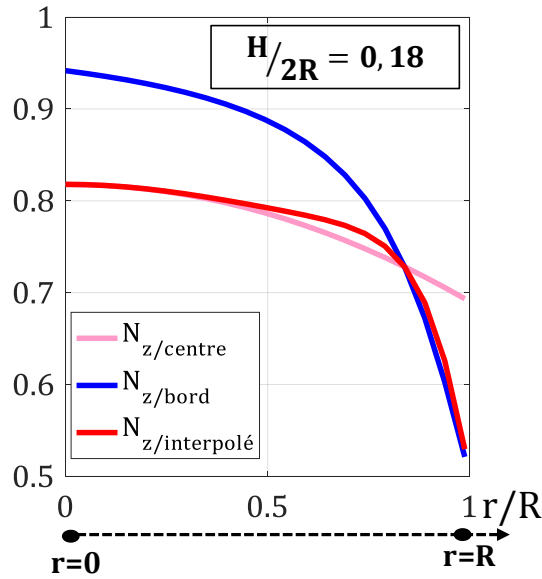


Figure. II.28 : Etude de la variation radiale du facteur démagnétisant N non-uniforme dans le disque de ferrite

La Figure. II.28 montre que la démagnétisation dans le disque de ferrite est maximale au centre, décroît légèrement en se rapprochant du bord et ensuite diminue

considérablement à l'extrémité du disque. Cette étude nous mène ainsi au calcul du champ démagnétisant $|\vec{H}_d| = -N \cdot M_s$ (l'aimantation à saturation est constante et vaut dans notre cas 800 G). Le champ interne est enfin déterminé en appliquant l'équation II.17.

IV.2.2 - Calcul du champ interne non-uniforme

La distribution inhomogène du champ de polarisation présenté dans la Figure. II.27 est maintenant exportée pour être intégrée dans un calcul analytique permettant de déterminer le champ interne tel qu'il a été défini dans le paragraphe précédent. La variation de ce champ est supposée constante selon l'axe (Oz), seule la variation radiale est prise en compte.

$$H_i(r, 0) = H_{app}(r, 0) - N_{z \text{ global}}(r) \cdot M_s \quad (\text{II.21})$$

D'après l'équation II.21, le champ interne inhomogène est ainsi calculé en fonction de r dans la zone délimitée par les disques de ferrite (Figure. II.29).

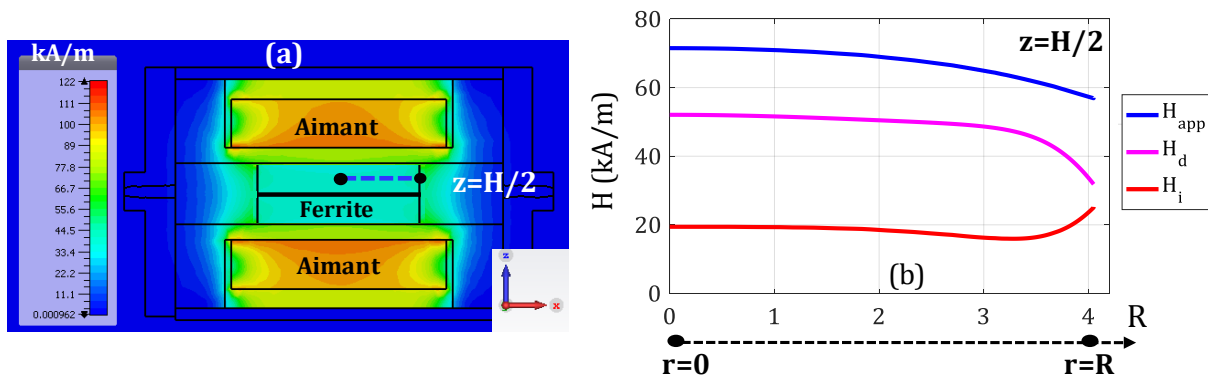


Figure. II.29 : (a) Distribution inhomogène du champ magnétique interne au niveau des disques de ferrite dans le plan (xOz) , (b) Comparaison de la variation radiale entre les champs appliqué, démagnétisant et interne dans le plan (xOy) en $z=H/2$

La Figure. II.29 illustre la différence entre le champ de polarisation, le champ démagnétisant et le champ interne. Les paramètres physiques et géométriques des aimants permanents, optimisés dans le paragraphe précédent, ont permis d'avoir une

évolution du champ interne assez homogène et proche de la valeur fixée dans l'étude électromagnétique (20 kA/m).

Il est à noter que le matériau ferrite Y39, utilisé dans ces simulations, atteint sa saturation à partir de quelques œersteds. Il est donc considéré saturé dans notre cas et sa perméabilité relative statique $\mu_r = 1 + \frac{M_s}{\mu_0 H}$ est voisine de l'unité lorsque H est très élevé. Par conséquent, à la saturation, nous ne prendrons pas en compte les phénomènes d'hystérésis du matériau (courbe de première aimantation).

La dernière étape qui reste à réaliser consiste à prendre en considération cette réponse non-uniforme du champ interne dans le modèle de perméabilité dynamique du ferrite, afin d'obtenir la réponse « réelle » du circulateur.

IV.3 - Prise en compte de la non-uniformité du champ interne

La non-uniformité radiale du champ interne, obtenue dans le paragraphe précédent est maintenant considérée dans l'étude électromagnétique. Pour ce faire, les disques de ferrite sont découpés en plusieurs zones concentriques. Chacune d'elle est définie par un champ interne égal à la moyenne de la variation radiale présentée dans cette zone (Figure. II.30).

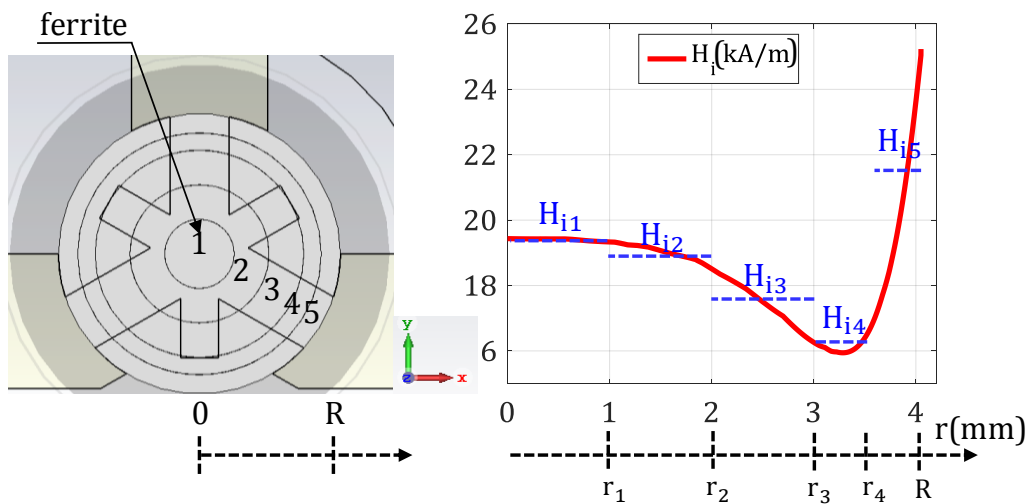


Figure. II.30 : Prise en compte de la non-uniformité du champ interne dans le ferrite, définition de zones concentriques avec différents H_i

Les paramètres S ainsi obtenus sont comparés aux résultats issus de la simulation avec un champ homogène (20 kA/m). (Figure. II.31).

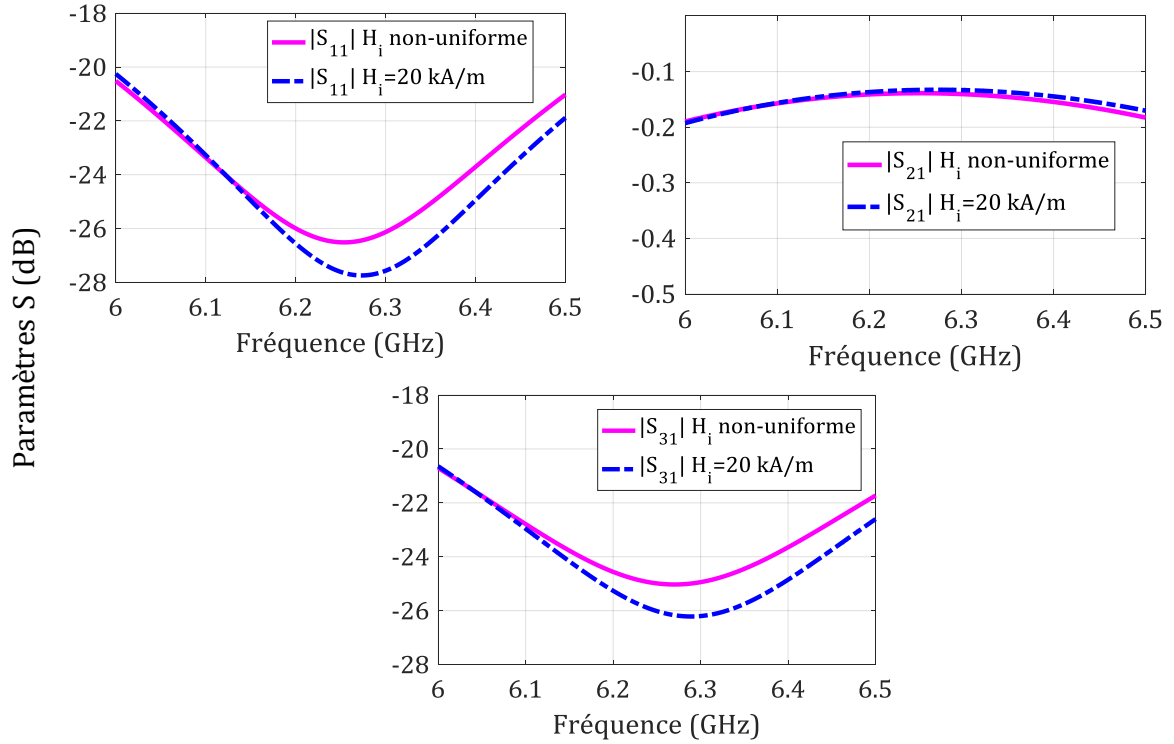


Figure. II.31 : Comparaison des paramètres S du circulateur issus de deux simulations EM réalisées respectivement avec un champ interne constant (20 kA/m) et un champ interne non-uniforme

La prise en compte de la non-uniformité du champ interne a montré que la réponse du circulateur est maintenue, avec une légère réduction de la bande de circulation entre [6 GHz – 6.5 GHz] (Figure. II.31). La diminution du champ interne dans les zones 2 à 4 (Figure. II.30) provoque un léger décalage fréquentiel à $f=6.25$ GHz pour le minimum des S_{11} et S_{31} .

A l'issu de ces résultats, la conception du circulateur est donc achevée. La réponse finale obtenue dans la Figure. II.31 résume les différents phénomènes étudiés tout au long ce chapitre (étude numérique des modes propres, adaptation d'impédance, étude mécanique de la structure globale et prise en compte des effets magnétostatiques). Afin de valider cette première conception de circulateur triplaque mono bande en champ faible, un prototype a été réalisé et ses résultats expérimentaux seront présentés dans le paragraphe suivant.

V - Réalisation du prototype : Performances mesurées

Le modèle numérique de la Figure. II.23 a été réalisé afin de valider les résultats de simulation. Cette réalisation a été faite au sein de la société Inoveos et suivie de très près par M. Christophe Breuil, responsable du bureau d'étude, qui a assuré la réalisation des plans et supervisé le montage manuel des différents composants du dispositif. Le modèle 3D réalisé ainsi que le prototype sont présentés sur la Figure. II.32.

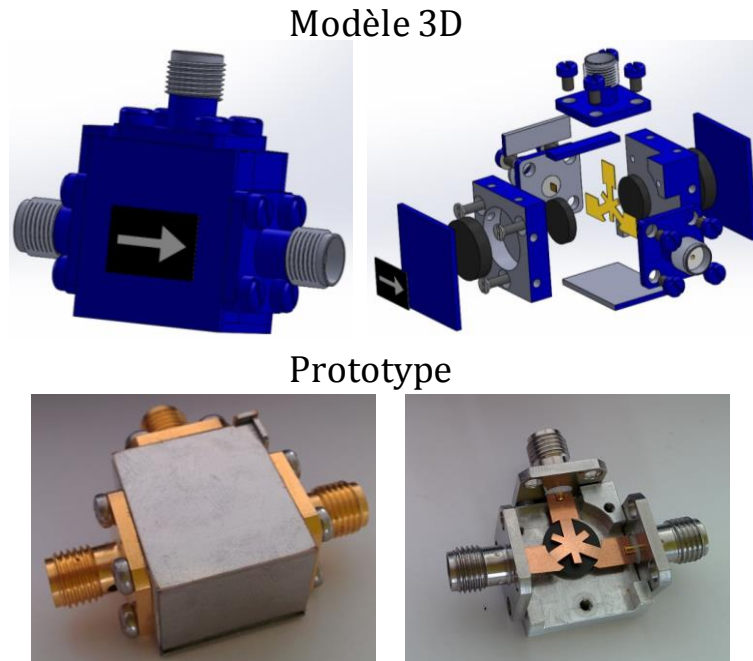


Figure. II.32 : Quelques illustrations de la réalisation du prototype de circulateur triplaque [6 GHz-6.5 GHz]

Le montage du prototype a été fait conformément au modèle 3D développé au cours de la méthodologie. Le conducteur central est adapté à une forme perpendiculaire, au lieu d'une jonction Y (120°) et est soudé aux trois connecteurs SMA. La jonction est insérée et « serrée » entre les deux boîtiers métalliques pour éviter tout gap d'air pouvant dégrader la réponse du circulateur. Deux capots d'inox ferritique haut et bas sont également posés de part et d'autre des boîtiers pour mieux homogénéiser le champ magnétique de polarisation.

Les mesures en paramètre S ont été faites à l'aide de l'analyseur vectoriel de réseau « Agilent Technologies : N5242A PNA-X » couvrant une plage fréquentielle de 10MHz jusqu'à 26 GHz. Nous rappelons qu'à ce stade des études proposées dans ce manuscrit, le but principal que nous tenons à atteindre est de proposer un dispositif

immédiatement opérationnel, conformément à un cahier des charges fixé, afin de supprimer l'étape d'optimisation post-montage qui entraîne une intervention humaine longue et fastidieuse. Les premiers résultats expérimentaux obtenus sont ainsi comparés à la simulation numérique proposée précédemment (Figure. II.33).

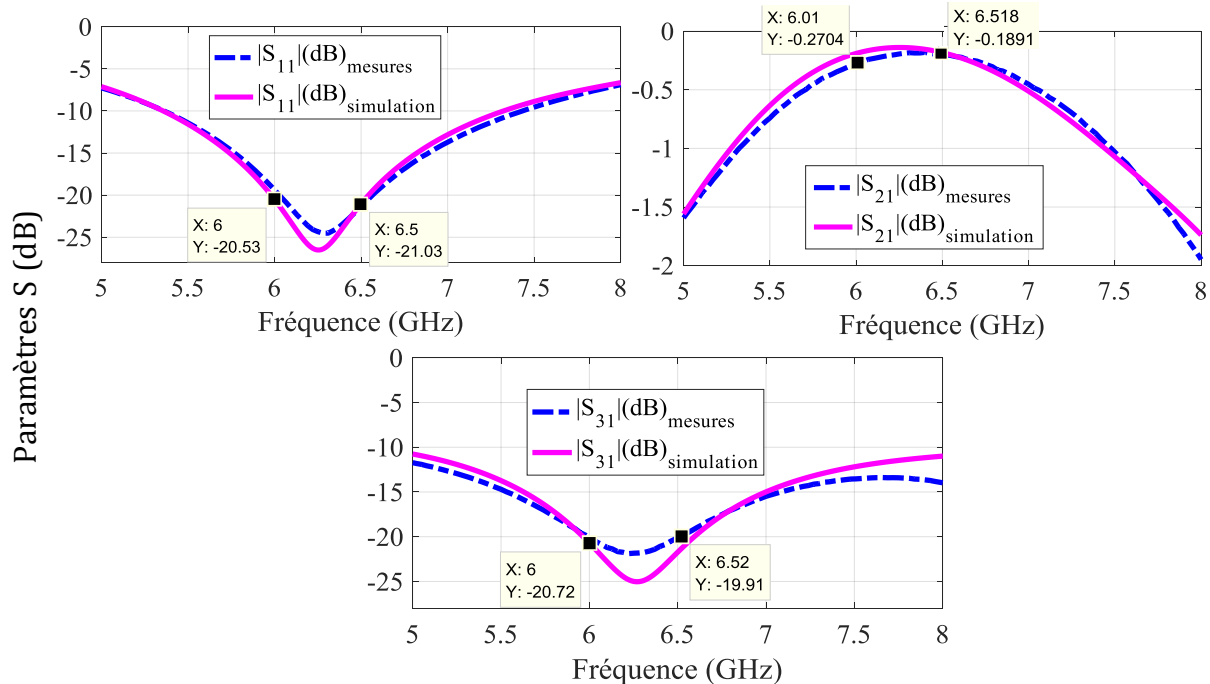


Figure. II.33 : Comparaison des performances du circulateurs numériques et expérimentales en termes d'adaptation dans la bande, transmission et isolation

D'après une première analyse des résultats, une bonne cohérence est clairement observée entre les simulations et la mesure. Le phénomène de circulation est bien observé dans la bande de fonctionnement [6 GHz – 6.5 GHz]. La méthode de conception est donc fidèle à ses objectifs. De plus, de faibles pertes d'insertion sont obtenues (<0.27 dB), ainsi qu'un pic d'adaptation / isolation qui couvre toute la bande en dessous de -20 dB. Cependant, étant donné que le montage des circulateurs triplaques se fait manuellement, le centrage des disques de ferrite ne peut guère être parfait. Cela a eu une légère influence sur la symétrie du dispositif en termes des coefficients de réflexion. Ce paramètre a été pris en compte dans des rétro-simulations et une étude sur le décentrage des disques de ferrite, de 0,1 mm, a donné les résultats présentés sur la Figure. II.34.

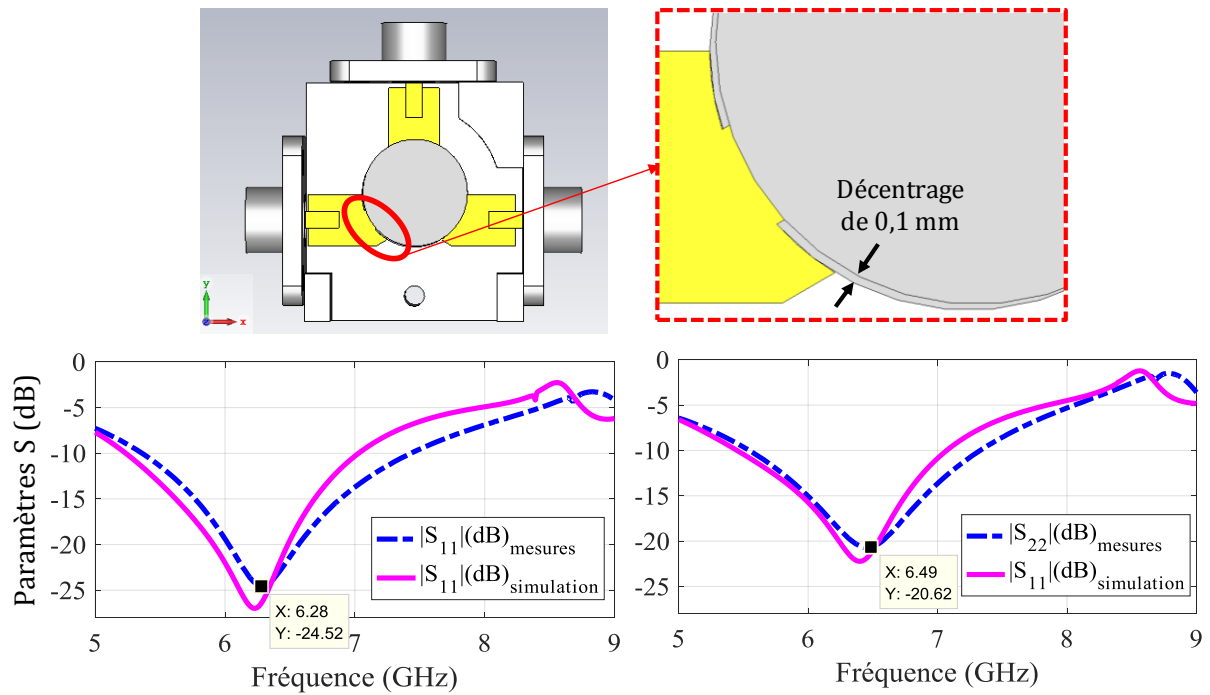


Figure. II.34 : Etude de rétro-simulation prenant en compte le décentrage des ferrites : Décalage fréquentiel entre les paramètres de réflexion S_{ii}

A première vue, le léger décalage de 0,1 mm, effectué entre les deux disques de ferrite était suffisant pour décaler aussi les deux fréquences respectives des coefficients d'adaptation en entrée/sortie ($\Delta f = 200$ MHz) (Figure. II.34). Pour des applications à bandes fréquentielles étroites, où les dispositifs hyperfréquences doivent être très sélectifs, un tel décalage peut être problématique. Pour remédier à cette limitation, un système de centrage mécanique est envisagé pour optimiser le montage manuel des circulateurs triplaques connectés et améliorer donc la symétrie de la réponse de ces derniers.

VI - Conclusion du chapitre II

Lors de ce deuxième chapitre, nous nous sommes focalisés sur la conception des circulateurs triplaques mono bande. L'étude analytique relative à ce dispositif est assez ancienne et propose des approches théoriques pertinentes, qui sont utilisées jusqu'à nos jours dans l'industrie des circulateurs. Cependant, leur théorie a montré qu'un certain nombre de réalités physiques est caché derrière les hypothèses fixées dans ces études, qui pourraient avoir une influence considérable sur la réponse du dispositif.

Nous avons rappelé, dans la limite des besoins de ces travaux, les grandes lignes des modèles électromagnétiques proposés dans la littérature en prenant en compte leurs différentes limitations. D'abord, l'étude modale proposée par Bosma a été investiguée et commentée, et ensuite complétée par une analyse modale plus rigoureuse afin de résoudre ses limitations. Une méthode numérique simple a été ensuite élaborée pour assurer les bonnes conditions d'impédance nécessaires au couplage des modes fondamentaux à polarisation inverse et donc à l'obtention du phénomène de circulation. L'étude électromagnétique a été complétée par la prise en compte des phénomènes magnétostatiques présentés dans les ferrites qui sont principalement dus à la non-uniformité du champ magnétique de polarisation délivré par les aimants permanents. Enfin, la co-simulation complète a été comparée aux résultats expérimentaux obtenus à l'issue d'un premier prototype réalisé. La bonne corrélation obtenue entre la théorie et la pratique est très satisfaisante et valide les objectifs de ces premiers travaux.

A l'issue de ces premiers résultats, et pour apporter plus d'originalité et proposer des nouvelles approches, le deuxième travail réalisé au cours de cette thèse consiste à rechercher une fonction de circulation bi-bande. Les applications visées, la méthodologie proposée et sa validation expérimentale seront l'objet du troisième chapitre.

VII - Bibliographie du chapitre II

- [II.1] J. Nicolas, *"Microwave ferrites, Ferromagnetic materials"*, Vol. 2, Edited by E.P. Wohlfarth, North-Holland, Publishing Company, pp. 251-253, 1980.
- [II.2] S. Ayter et Y. Ayasli, *"The frequency behavior of stripline circulator junctions,"* IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 26, no. 3, 1978H.
- [II.3] H. Bosma, *"On Stripline Y-circulation at UHF"*, IEEE Trans.vol.MTT-12, pp.61-72, Jan 1964.
- [II.4] G.P. Riblet, *"The Extent of the Similarity between Below Resonance and Above Resonance Operation of Standard Circulator Junctions"*, IEEE Transactions on MTT, June 1978.
- [II.5] C.E. Fay et R.L.Comstock, *"Operation of the Ferrite Junction Circulator"*, IEEE Trans. MTT, Vol.13, pp.15-27, January 1965.
- [II.6] H. Bosma, *"On the principle of stripline circulation"*, Proceedings of the IEE - Part B: Electronic and Communication Engineering, 1962, Vol., 109, No. 21.
- [II.7] J. Helszajn, *"The Stripline Circulator: Theory and Practice"*. John Wiley and Sons, Inc, 2008.
- [II.8] J.W. Simon, *"Broadband Strip-Transmission Line Y-Junction Circulators,"* IEEE Trans. On MTT, June 1974, pp. 641-645.
- [II.9] H. Howe, *"Stripline Circuit Design,"* Dedham, MA: Artech House 1974.
- [II.10] P. Le Roux, *"Contribution à l'étude des résonateurs a ferrite. Application à la caractérisation des échantillons gyromagnétiques,"* Thèse de Docteur en Electronique, Univ. de Limoges, France, Nov. 18,1987.

- [II.11] M. Latrach, "*Caractérisation électromagnétique de résonateurs à ferrite : Structure triplaque et multirésonateurs concentriques*," Thèse de Doctorat d'Electronique, soutenue à l'Université de Limoges, le 18 Décembre 1990.
- [II.12] T.Monédière, "*Caractérisation fréquentielle des pertes magnétique hors gyrorésonance des ferrites. Etude comparative de trois structures résonantes*," Thèse de Doctorat d'Electronique, soutenue à l'Université de Limoges, le 17 Janvier 1990.
- [II.13] M. Latrach, T. Monédière et F. Jecko, «*A new design of cylindrical closed triplate ferrite resonators compared with magnetic wall approximation*», IEEE Trans. On magnetics, Vol 26 Sep 1990, pp 2856-2862.
- [II.14] Exxelia Temex, "*Microwave Ferrite and FDA*", www.exxelia.com/uploads/PDF/d-series-v1.pdf
- [II.15] CST Studio Suite, www.cst.com
- [II.16] J. Helszajn et W. T. Nisbet, "*Circulators Using Planar WYE Resonators*", IEEE Transactions on MTT., Volume: 29, Issue: 7, Pages: 689 – 699, 1981.
- [II.17] D. Jiles, "*Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*," 1st edition, 1991, Springer-Science Business Media, B.V.
- [II.18] A. Farhat, "*Extension de la méthode TLM aux milieu anisotropies et dispersifs. Applications à la conception de circulateurs à Jonction-Y miniaturisés en technologie microruban*," Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Télécoms Bretagne, Mars 2011.
- [II.19] R.I. Joseph, E. Schlöemann, "*Demagnetizing field in non-ellipsoidal bodies*", J. Appl. Phys., vol. 36, no 5, pp. 1579-1593, May 1965.

Chapitre III

VALIDATION D'UN NOUVEAU CONCEPT DE CIRCULATEURS TRIPLAQUES BI-BANDES

I - INTRODUCTION.....	92
II - BESOIN ET APPLICATIONS	93
III - ETUDE NUMERIQUE DES MODES SUPERIEURS	95
<i>III.1 - Reprise de la méthode.....</i>	<i>95</i>
III.1.1 - Détermination des fréquences de résonance	95
III.1.2 - Cartographies des champs	96
<i>III.2 - Evolution des modes supérieurs.....</i>	<i>97</i>
III.2.1 - Influence du champ interne sur l'évolution des modes.....	97
III.2.2 - Influence de l'ajout d'un matériau diélectrique autour des disques de ferrite sur l'évolution des modes.....	98
IV - CONDITIONS DE CIRCULATION BI-BANDES	101
<i>IV.1 - Circulation bi-bandes bidirectionnelle</i>	<i>101</i>
<i>IV.2 - Circulation bi-bandes unidirectionnelle.....</i>	<i>103</i>
V - ETUDE MAGNETOSTATIQUE DU CIRCULATEUR	106
<i>V.1 - Etude des aimants permanents : Principe</i>	<i>106</i>
<i>V.1 - Prise en compte du champ démagnétisant : Détermination du champ interne</i>	<i>107</i>
<i>V.2 - Prise en compte de la non-uniformité du champ interne</i>	<i>109</i>
VI - REALISATION DU PROTOTYPE : PERFORMANCES MESUREES	110
<i>VI.1 - Réalisation et caractérisation des prototypes.....</i>	<i>110</i>
a) <i>Interprétations.....</i>	<i>112</i>
b) <i>Perspectives.....</i>	<i>113</i>
VII - CONCLUSION DU CHAPITRE III	115
VIII - BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III	116

I - Introduction

Au cours du deuxième chapitre, nous avons mis au point une méthode de conception d'un circulateur triplaque à ferrite, associant une analyse théorique et une validation expérimentale. Cette méthodologie a d'abord présenté une approche numérique des modes à polarisation inverse dans les disques de ferrite. Ensuite, elle a permis d'établir une étude d'adaptation d'impédance entre les lignes d'accès et la jonction à ferrite, afin de coupler les modes fondamentaux et d'obtenir la fonction de circulation mono bande, aussi bien en champ fort qu'en champ faible. Une étude magnétostatique a été également menée afin de déterminer rigoureusement le système de polarisation adéquat tout en prenant en compte la vraie distribution volumique du champ magnétique interne. Cette étude a ensuite été couplée à la modélisation hyperfréquence, en utilisant le modèle de tenseur de perméabilité considéré dans l'analyse électromagnétique. L'aboutissement fut la réalisation d'un prototype de circulateur triplaque opérant dans une bande fréquentielle de 500 MHz centrée à 6.25 GHz, avec des performances en très bon accord avec les simulations.

Dans le but d'ouvrir de nouvelles perspectives d'amélioration et d'innovation, une des idées développées à la suite de ces premiers travaux est d'aller au-delà du fonctionnement mono bande classique, qui est basé sur le couplage des modes propres fondamentaux. En effet, l'évolution des « Front-end RF » au cours de ces dernières années implique que les dispositifs hyperfréquences doivent désormais fonctionner sur plusieurs bandes de fréquence. Les circulateurs, étant au cœur des chaînes de transmission RF, n'échappent pas à la règle, et un tel fonctionnement non-réciproque et bi-bandes serait susceptible de susciter l'intérêt. Ce sujet demeure absent dans l'état de l'art et aucune méthodologie précise ni validation expérimentale sur les circulateurs bi-bandes n'ont été développées dans la littérature.

Ce chapitre a donc pour but d'élaborer une méthode de conception originale de circulateurs triplaques bi-bandes, dont le fonctionnement se base sur le couplage simultané des modes fondamentaux ($n=1$) et des modes supérieurs ($n=2$). D'abord, nous allons illustrer les applications qui pourraient être dédiées à ce type de dispositifs, afin de mettre l'accent sur l'intérêt de son développement. Ensuite, l'étude numérique des modes propres, présentée dans le chapitre précédent sera étendue pour considérer également les modes supérieurs et étudier la possibilité de les exploiter, ce qui mènera à

la création du phénomène de non-réciprocité sur deux bandes de fréquence distinctes. Afin de prédire de manière précise les résultats de cette étude, nous conservons la même démarche que dans le chapitre précédent : l'approche électromagnétique sera complétée par une étude magnétostatique et la réalisation de deux prototypes validera notre méthodologie de conception.

II - Besoin et applications

La diversité des applications de télécommunications sans fil, qui ne cessent d'augmenter, nécessite souvent d'allouer de multiples canaux fréquentiels. De ce fait, la conception de dispositifs hyperfréquences multi bandes devient désormais un avantage important dans les systèmes de transmission de données. Dans ce contexte, il a par exemple été mentionné dans une publication récente [III.1] que pour certaines applications météo, dédiées particulièrement à la détection de neige [III.2], les radars utilisés doivent opérer sur deux bandes de fréquence séparées. Par conséquent, la transmission-réception simultanée des données à travers une seule antenne doit être assurée en même temps sur ces deux bandes fréquentielles distinctes. Afin de mieux illustrer ce fonctionnement, un schéma de principe a été présenté dans l'article [III.3]. Il explique comment il est possible de connecter deux modules d'émission-réception, fonctionnant respectivement à deux fréquences f_1 et f_2 , à une seule antenne multi bandes (Figure III.1).

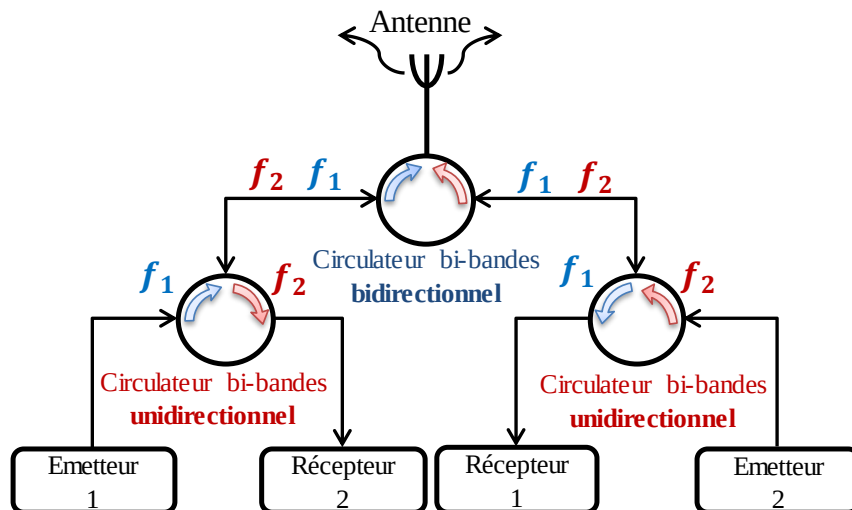


Figure III.1 : Application radar multi-bandes reliant deux circulateurs bi-bandes unidirectionnels avec un circulateur bi-bandes bidirectionnel

Le principe illustré dans la Figure III.1 peut être décrit de la façon suivante : une première onde « 1 » propagée à une fréquence f_1 est émise par l'émetteur « 1 » et est guidée à travers un premier circulateur bi-bandes unidirectionnel connecté à un deuxième circulateur bi-bande bidirectionnel, jusqu'à son arrivée à l'antenne pour émission. Quant à la réception, l'onde « 1 » est orientée symétriquement par rapport à l'émission, jusqu'à atteindre le récepteur « 1 » opérant à f_1 . De même, l'onde « 2 », émise à f_2 suit le même chemin symétrique que l'onde « 1 ». De ce fait, il est possible à travers ce montage, de connecter deux modules d'émission/réception à deux fréquences distinctes via une seule antenne, qui doit être également adaptée à ces deux canaux fréquentiels.

En outre, le circulateur bi-bandes bidirectionnel décrit dans la Figure III.2 peut être aussi utilisé dans un module d'émission bi-bandes, permettant d'aiguiller deux signaux provenant de deux émetteurs distincts vers une seule antenne (Figure III.2).

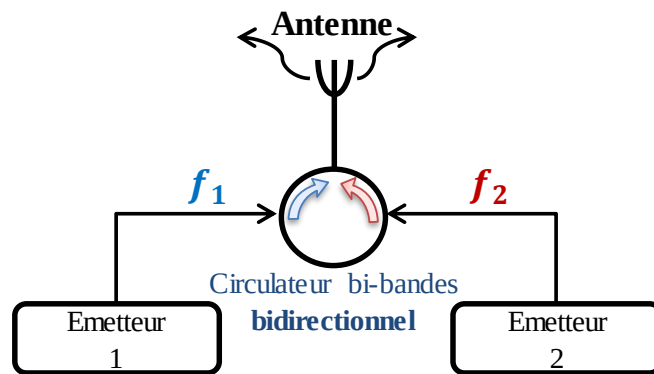


Figure III.2 : Deuxième application multi-bandes reliant deux émetteurs distincts via un circulateur bi-bandes bidirectionnel

Ces deux applications mettent en évidence que les circulateurs bi-bandes peuvent avoir une importance grandissante au cœur des modules de transmission RF. Cependant, ces derniers n'échappent pas à certaines contraintes imposées, qui font que leur conception demeure assez complexe. En effet, pour créer un phénomène de circulateur bi-bandes, il faut une solution pour opérer aussi bien sur les modes fondamentaux de la structure résonante triplaque (par exemple) que sur ses modes supérieurs d'ordre 2, ou même 3. Ce principe s'avère assez complexe pour des structures résonantes à base de matériaux anisotropes de type ferrite.

Dans ce qui suit, nous allons nous baser sur l'étude numérique des modes propres en champ fort, développée dans le chapitre précédent pour étudier la possibilité d'exploiter les modes supérieurs dans les résonateurs à ferrite. Il conviendra d'obtenir une fonction bi-bandes issue à la fois des modes fondamentaux et des modes supérieurs, qui soit unidirectionnelle ou bidirectionnelle, selon le besoin des applications mentionnées ci-dessus.

III - Etude numérique des modes supérieurs

III.1 - Reprise de la méthode

Dans un premier temps, nous avons cherché à identifier numériquement les modes fondamentaux et supérieurs de la structure résonante triplaque, afin de prédire les fréquences de fonctionnement du circulateur. Pour ce faire, nous avons utilisé la méthode numérique déjà exposée au chapitre II, qui se base sur l'excitation de la jonction à ferrite par des sondes magnétiques (Figure III.3).

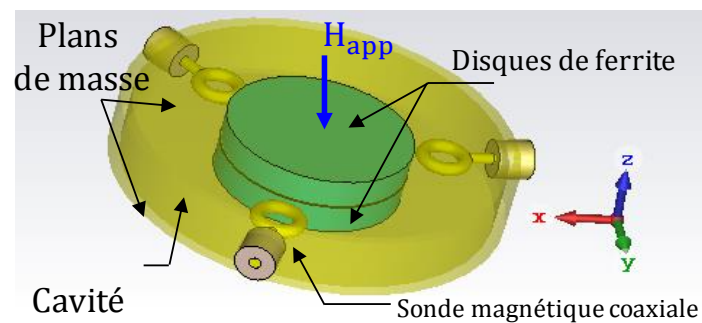


Figure III.3 : *Modèle numérique pour calculer les modes propres de la structure résonante triplaque à ferrite*

III.1.1 - Détermination des fréquences de résonance

Afin de valider l'approche, les simulations ont été faites sur une structure identique à celle calculée et mesurée dans [III.4]. Pour rappel, l'échantillon de ferrite utilisé est un disque de type Y209 ($\epsilon_r=14$) [III.5] de rayon $R=8\text{mm}$ et de hauteur $H=2.6\text{mm}$. Le champ interne est fixé à 180 kA/m ($\approx 2260\text{ Oe}$), ce qui nous permet de nous positionner dans la zone de fonctionnement « champ fort » (avant la résonance gyromagnétique). Nous avons ainsi pu comparer nos résultats numériques à ceux issus de la mesure et de l'approche modale rigoureuse [III.4] (Figure III.4).

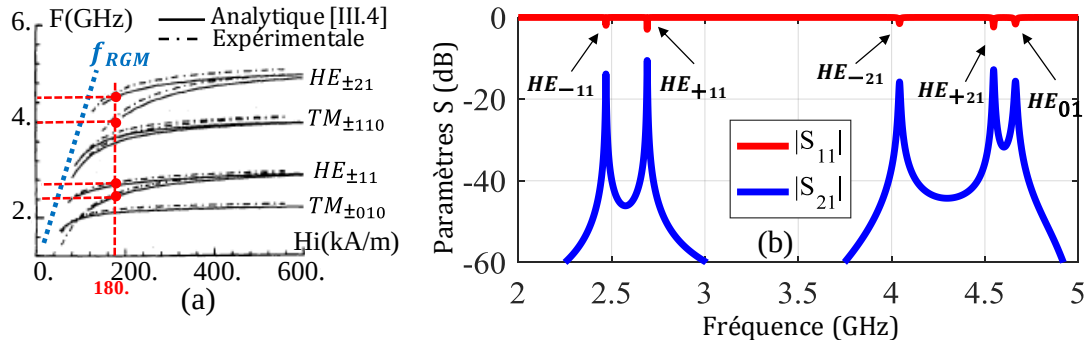


Figure III.4 : Calcul et comparaison des fréquences de résonance (a) analytiques (b) numériques en champ fort : Détermination des modes fondamentaux et supérieurs.
 Ferrite Y209, $4\pi M_s = 900$ G, $\epsilon_f = 14$, $\epsilon_d = 1$, $R = 8$ mm, $H = 2.6$ mm, $H_i = 180$ kA/m

Nous avons vu dans le deuxième chapitre que les boucles magnétiques permettent d'exciter les modes hybrides HE à forte ressemblance TM. Ce sont les vrais modes considérés dans le modèle triplaque à ferrite, qui sont par la suite couplés pour l'obtention du phénomène de circulation.

III.1.2 - Cartographies des champs

En traçant les cartographies des champs $\vec{H}$ hyperfréquences, leurs deux variations azimutale et radiale permettent d'identifier chacun des modes. Notons que pour un mode HE_{np} donné, n est la variation azimutale et p la variation radiale (en coordonnées cylindriques) (Figure III.5).

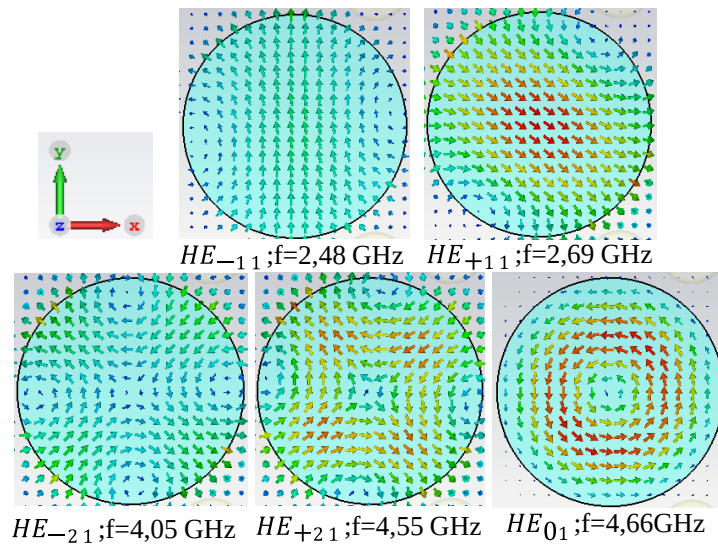


Figure III.5 : Cartographies des champs $\vec{H}$ des résonateurs à ferrite : identification des modes propres fondamentaux et supérieurs à polarisation inverse

A travers les différentes cartographies tracées sur la Figure III.5, il est maintenant possible de distinguer les différents modes régnant dans la structure résonante triplaque à ferrite. Les modes fondamentaux ($HE_{\pm 11}$) se caractérisent par une seule variation en ϕ ($e^{\pm jn\phi}$, avec $n=1$), tandis que les modes qui les succèdent ($HE_{\pm 21}$) sont spécifiés par deux variations. Par ailleurs, nous identifions également un mode invariant selon ϕ . Il s'agit du mode HE_{01} qui a tendance à être généré à une fréquence voisine de celles des deux modes $HE_{\pm 21}$. Dans le paragraphe suivant, une étude paramétrique sur l'évolution des fréquences des modes sera réalisée.

III.2 - Evolution des modes supérieurs

III.2.1 - Influence du champ interne sur l'évolution des modes

La configuration des modes de résonance obtenue dans le paragraphe précédent est issue d'un champ magnétique interne fixe, égal à 180 kA/m (Figure III.4). Dans cette configuration, les modes HE_{-21} , HE_{+21} et HE_{01} sont générés successivement et respectivement aux fréquences de 4.05 GHz, 4.55 GHz et 4.66 GHz. Le mode HE_{01} est toutefois proche des deux modes $HE_{\pm 21}$. Nous allons mener une étude paramétrique afin de déterminer l'influence du champ interne H_i sur « l'ordre » d'apparition de ces modes. Nous cherchons en particulier à déterminer si pour certaines valeurs de H_i , le mode HE_{01} peut s'intercaler entre les modes $HE_{\pm 21}$ et aussi modifier/perturber un éventuel phénomène de circulation. Ainsi, trois valeurs de H_i ont été choisies entre 135 à 175 kA/m, tout en opérant toujours dans la zone de fonctionnement en champ fort.

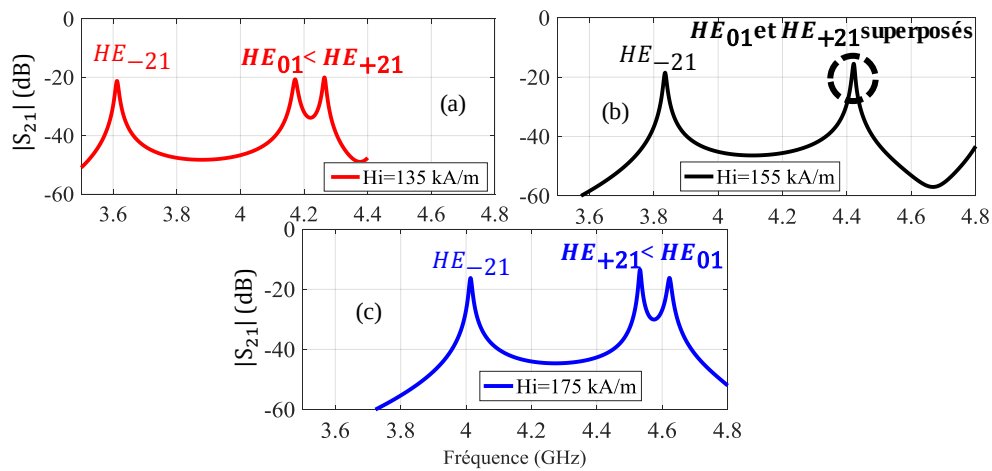


Figure III.6 : Influence du champ interne H_i sur l'évolution de la fréquence de résonance du mode HE_{01} par rapport aux modes $HE_{\pm 21}$

La Figure III.6 décrit l'évolution des pics de résonance relatifs aux modes supérieurs, en fonction du champ interne compris entre 135 et 175 kA/m. Bien que ce dernier soit proportionnel aux fréquences de résonance des modes, cette étude montre que le mode HE_{01} invariant selon ϕ subit un décalage fréquentiel plus important que ceux de ses modes voisins $HE_{\pm 21}$. En effet, nous distinguons deux ordres de modes différents :

- Un intervalle de H_i où le mode HE_{01} est proche au mode HE_{+21} et lui est inférieur (Figure III.6(a)).
- Une valeur particulière de H_i où les deux modes HE_{01} et HE_{+21} sont superposés (Figure III.6(b)).
- Un intervalle de H_i où la fréquence de résonance du mode HE_{01} dépasse celle du mode HE_{+21} (Figure III.6(c)).

Nous étudierons par la suite l'influence de ces différentes positions sur l'obtention du phénomène de circulation bi-bandes. D'ailleurs, cette étude met en évidence la sensibilité des modes supérieurs vis-à-vis la valeur du champ interne choisie. Il sera donc nécessaire de garder à l'esprit l'importance du choix de ce paramètre afin de bien maîtriser l'exploitation des modes supérieurs et donc le phénomène de circulation bi-bandes.

III.2.2 - Influence de l'ajout d'un matériau diélectrique autour des disques de ferrite sur l'évolution des modes

En plus de l'étude du champ interne et de son influence sur l'évolution des modes propres, une investigation supplémentaire a été menée afin d'étudier la perturbation amenée par l'ajout d'un matériau diélectrique autour des disques de ferrite sur les fréquences de résonance. En effet, il a été observé, à travers les cartographies des champs présentés dans la Figure III.5, que les lignes de champ du mode HE_{01} présentent un minimum au niveau de la périphérie des disques de ferrite, contrairement au mode HE_{+21} dont la composante azimutale évolue à une amplitude non-négligeable en $r=R$. Ceci peut être constaté plus clairement en traçant l'amplitude du champ complexe hyperfréquence $\vec{H}$ (Figure III.7). Il sera donc probablement plus sensible à une perturbation « périphérique » Nous avons souhaité connaître l'influence qu'un anneau diélectrique entourant le disque de ferrite pourrait avoir sur les modes supérieurs.

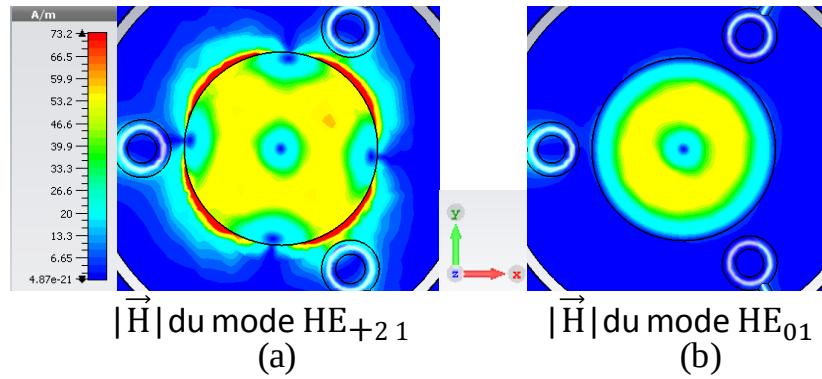


Figure III.7 : Tracé du module du champ $\vec{H}$ pour les deux modes HE_{+21} (a) et HE_{01} (b):
Etude de l'évolution du module de champ à la périphérie des disques de ferrite

Les disques de ferrite utilisés dans le modèle numérique précédent ont été insérés dans un anneau diélectrique de permittivité relative ϵ_d voisine de celle du ferrite ϵ_f . Afin de conserver le diamètre global du résonateur composite, par rapport à la structure précédente, le rayon des ferrites a été légèrement diminué (de 2 mm) et cet écart a été donc compensé par le milieu diélectrique (Figure III.8).

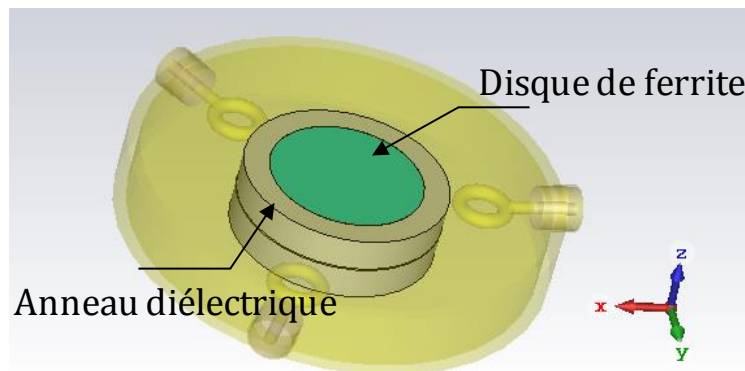


Figure III.8 : Ajout d'un anneau diélectrique autour des disques de ferrite, en conservant le diamètre globale des résonateurs. Ferrite Y209, $4\pi M_s = 900$ G, $\epsilon_f = 14$, $\epsilon_d = 15$, $R = 6$ mm, $H = 2.6$ mm, $R_{\text{anneau diélectrique ext}} = 8$ mm, $H_i = 180$ kA/m

Les résultats issus de cette analyse numérique montre qu'effectivement, le changement du matériau à la périphérie des résonateurs à ferrite a, comme attendu, engendré une perturbation du mode HE_{+21} plus importante que celle du mode HE_{01} (Figure III.9).

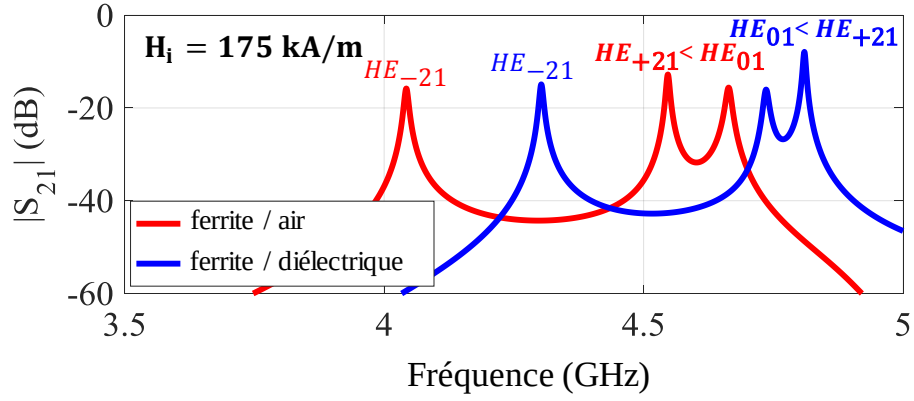


Figure III.9 : Influence du milieu diélectrique ($\epsilon_d=15$) entourant les ferrites sur l'évolution de la fréquence de résonance du mode HE_{01} par rapport aux modes $HE_{\pm 21}$

Une étude paramétrique sur la constante diélectrique de ce dernier montre que ce phénomène est conservé pour différentes valeurs de ϵ_d . Les modes évoluent en fonction de la fréquence qui est inversement proportionnelle à ϵ_d (Figure III.10).

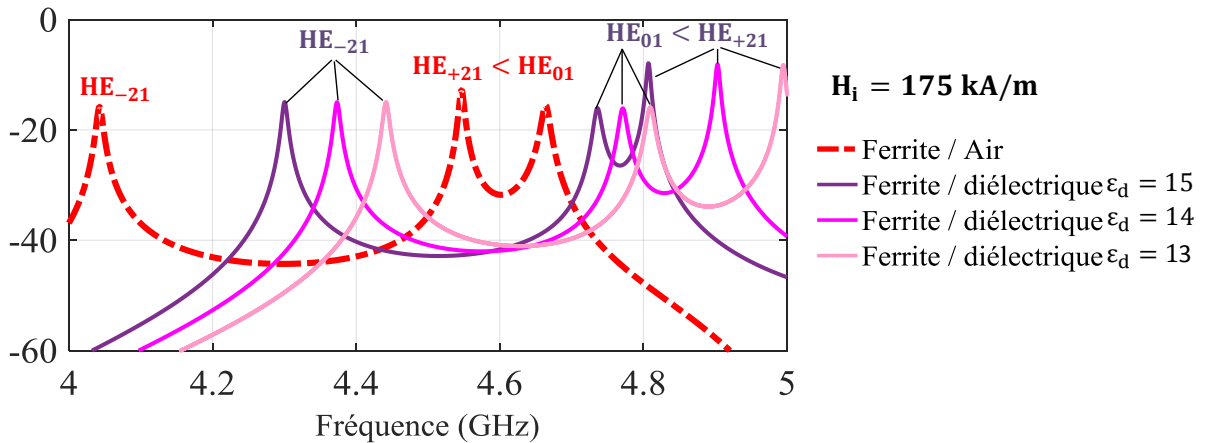


Figure III.10 : Etude paramétrique sur la constante diélectrique du milieu entourant les disques de ferrite

A l'issue de cette étude, une deuxième technique vient donc d'être élaborée, permettant ainsi d'agir sur l'ordre d'apparition des modes HE_{01} et HE_{+21} sans modifier le champ magnétique statique de polarisation. L'étape à suivre consiste à étudier les éventuelles possibilités d'obtenir une fonction de circulation bi-bandes, en se basant sur ces différentes analyses numériques des modes.

IV - Conditions de circulation bi-bandes

L'étude modale étant faite, nous allons maintenant chercher à coupler la structure afin d'obtenir les phénomènes de circulation. Les sondes magnétiques excitant la structure résonante de la Figure III.8 sont donc remplacées par des lignes d'accès triplaques, telles qu'elles ont été définies dans le modèle de Bosma [III.6]. Nous travaillons toujours dans la zone de « champ fort », le conducteur central choisi est de forme cylindrique (Figure III.11). Les disques de ferrite sont toujours de type grenat Y2O9, de rayon de 8 mm et de hauteur de 2.6 mm. L'objectif de cette partie est d'établir les conditions d'impédance nécessaires pour adapter la structure et obtenir les deux bandes de circulation simultanées.

Il est à noter que les deux bandes de circulation seront issues de l'analyse électromagnétique menée dans cette partie, sans un cahier des charges fixé au préalable. Elles seront autour de $f_1=2.5$ GHz et $f_2=4.5$ GHz. En effet, le principal but ici est de valider une preuve de concept de circulateurs bi-bandes.

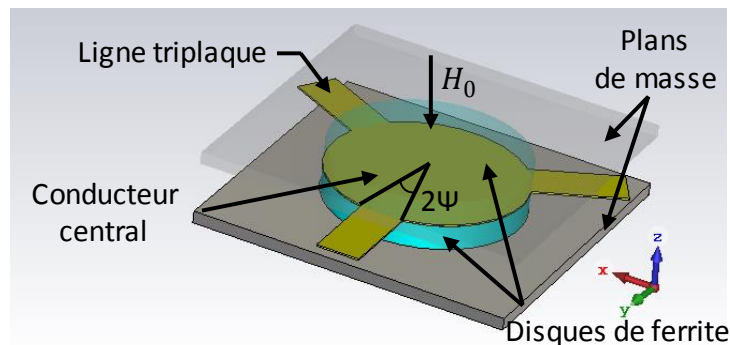


Figure III.11 : *Modèle triplaque du circulateur à ferrite*

IV.1 - Circulation bi-bandes bidirectionnelle

Dans un premier temps, le champ interne est fixé de nouveau à 180 kA/m (soit 2260 Oe). Les disques de ferrite sont entourés par de l'air. Il s'agit de la configuration où le mode HE_{01} est généré en aval du mode HE_{+21} (Figure III.6 (a)). Travailler en champ fort, avec un tel ordre de grandeur de H_i (2260 Oe) entraîne un écart fréquentiel faible entre les modes à polarisation inverse. Rappelons que cet écart est directement lié au facteur d'anisotropie κ/μ qui dépend de la zone de fonctionnement champ fort / champ

faible. En effet, plus H_i est important, plus les couples de modes ($e^{\pm jn\phi}$) sont proches (Figure III.4 (a)).

Une étude paramétrique sur la largeur des lignes d'accès W a été ensuite réalisée (Figure III.12). Aucune étude analytique n'a été menée pour déterminer l'impédance présentée par le ferrite sur les bandes basses et hautes. Les simulations EM ont montré qu'une telle configuration favorise le couplage des modes HE_{+21} et HE_{01} , de telle sorte que l'onde stationnaire qui en résulte tourne dans le sens inverse de celle obtenue par le couplage des modes fondamentaux. Ceci conduit à un phénomène de circulation bi-bandes et bidirectionnel sur deux fréquences distinctes (Figure III.12). La largeur optimale des lignes d'accès a été simulée à 3 mm.

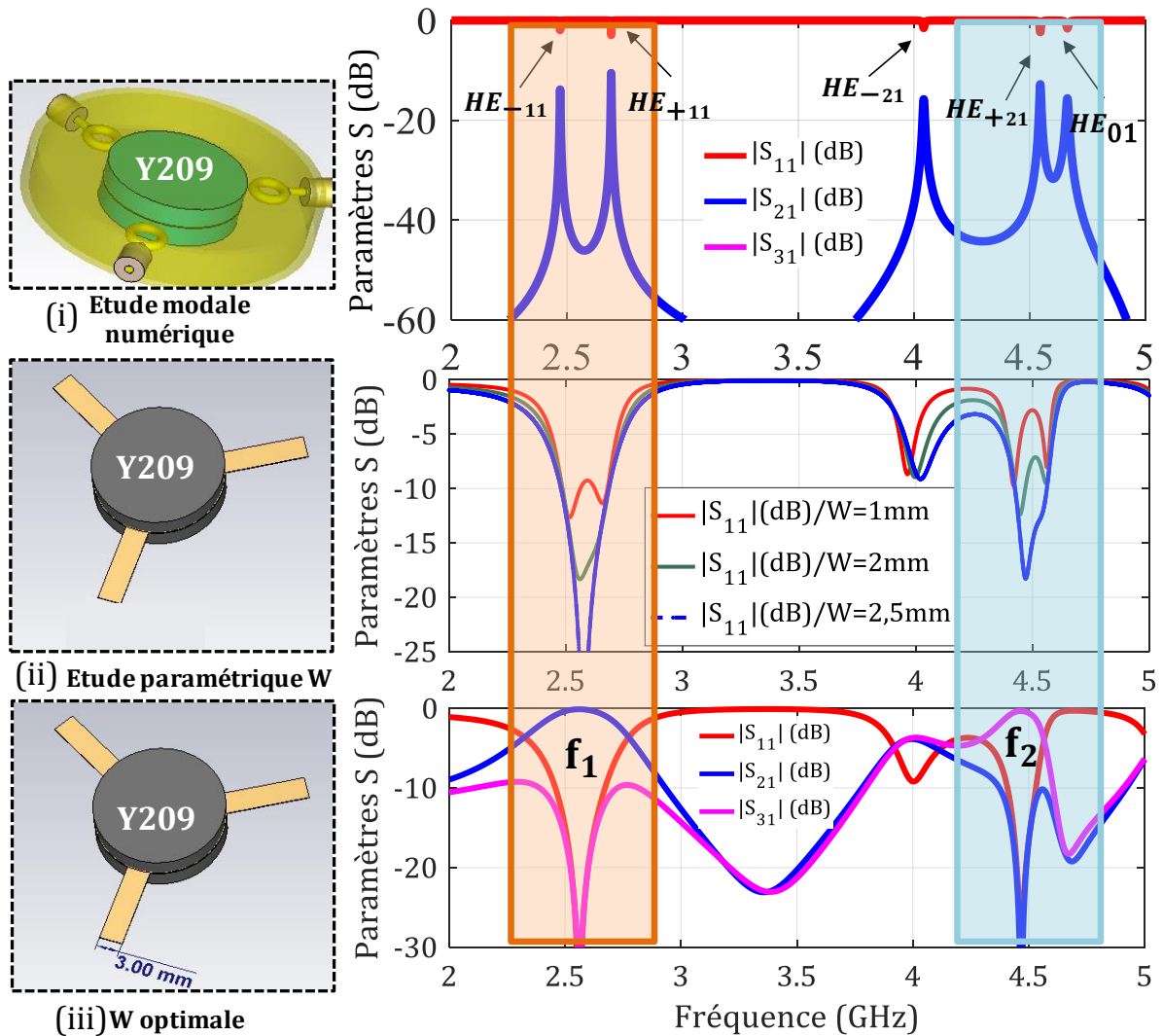


Figure III.12 : Phénomène de circulation bi-bandes bidirectionnelle à travers le couplage simultané des modes fondamentaux et supérieurs; Ferrite Y209, $4\pi Ms=900$ G, $\epsilon_f=14$, $\epsilon_d=1$, $R=8$ mm, $H=2.6$ mm, $H_i=180$ kA/m

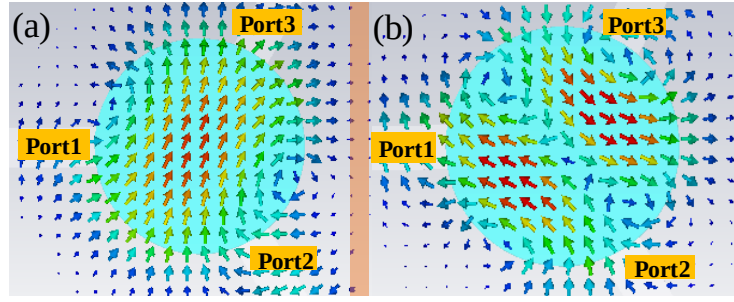


Figure III.13 : (a) Onde stationnaire issue du couplage des modes fondamentaux $HE_{\pm 11}$: Circulation de l'onde EM du port 1 vers le port 2, (b) Onde stationnaire issue du couplage des modes HE_{+21} et HE_{01} et : Inversion de la direction de propagation

La Figure III.12 met en évidence un phénomène de circulation bi-bandes et bidirectionnelle. A une première fréquence $f_1 = 2.55$ GHz, l'onde EM est transmise du port 1 vers le port 2, et est isolée vers le port 3. Ceci est également illustré dans la Figure III.13(a) : l'onde stationnaire issue des deux modes fondamentaux à polarisation azimutale inverse est tangentielle au port 2 (transmission) et normale au port 3 (isolation). Quant à la deuxième fréquence $f_2 = 4.45$, le phénomène est inversé, ainsi que le sens de circulation (Figure III.13(b)).

Les performances obtenues sont quasi identiques sur les deux bandes, se caractérisant par un coefficient de réflexion et d'isolation en dessous de -20 dB, et de faibles pertes d'insertion ($|S_{21}| > -0.25$ dB). Cependant, les bandes passantes demeurent relativement étroites. Comme il a été expliqué précédemment, ceci est directement lié à la valeur élevée du champ interne H_i . Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier l'effet d'inverser l'ordre des deux modes HE_{+21} et HE_{01} sur le sens de circulation.

IV.2 - Circulation bi-bandes unidirectionnelle

Pour que le principe des applications radar dédiées aux circulateurs bi-bandes (Figure III.1 et Figure III.2) soit respecté, il est aussi nécessaire de concevoir des circulateurs bi-bandes capables de conserver le sens de circulation entre f_1 et f_2 . D'autre part, pour une application donnée, il faut également adapter les deux types de circulateurs unidirectionnels et bidirectionnels sur les deux mêmes canaux fréquentiels respectifs. Afin de satisfaire ces deux conditions, le modèle du paragraphe précédent est conservé ce qui permet de garder les mêmes fréquences de fonctionnement.

Afin d'évaluer l'influence de l'ordre d'apparition des modes sur le sens de circulation, la configuration de la Figure III.8 est maintenant considérée : les disques de ferrite sont insérés dans deux anneaux diélectriques en conservant un rayon global de 8mm, le champ interne est fixé à 180 kA/m (2260 Oe). En suivant la même démarche qu'au paragraphe précédent, la largeur des lignes d'accès a été numériquement optimisée afin d'assurer la condition d'impédance requise pour l'obtention du phénomène de circulation. Sa valeur optimale est simulée à 3 mm, de même que le cas de la jonction bi-bandes bidirectionnelle (Figure III.12).

Les simulations EM ont montré que dans le cas où le mode HE_{01} est généré entre les deux modes $HE_{\pm 21}$, l'onde stationnaire qui résulte du couplage des deux modes HE_{-21} et HE_{01} est transmise dans le même sens que l'onde issue des modes fondamentaux. Ainsi, un phénomène de circulation bi-bandes unidirectionnel est obtenu aux mêmes fréquences respectives $f_1 = 2.55$ GHz et $f_2 = 4.4$ GHz (Figure III.14).

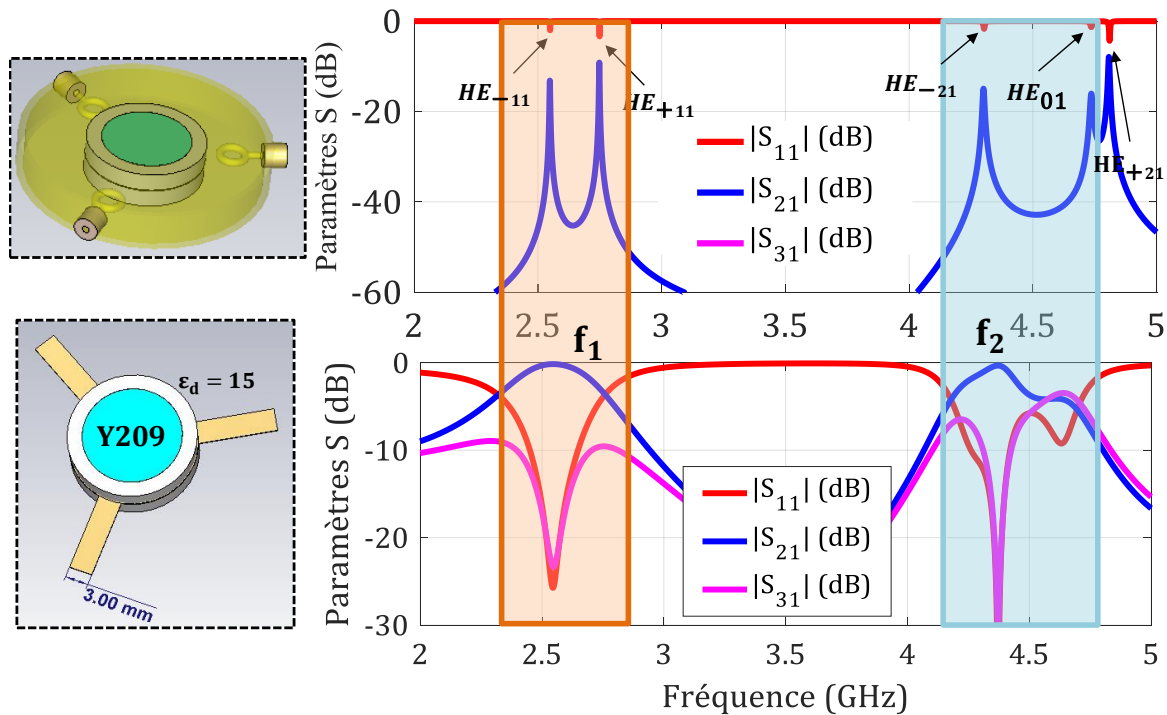


Figure III.14 : Phénomène de circulation bi-bandes unidirectionnelle ; Ferrite Y209, $4\pi Ms = 900$ G, $\epsilon_f = 14$, $\epsilon_d = 15$, $R = 6$ mm, $R_{\text{anneau diélectrique ext}} = 8$ mm, $H = 2.6$ mm, $H_i = 180$ kA/m

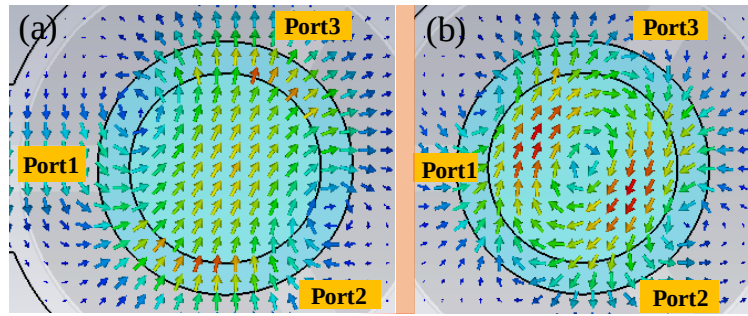


Figure III.15 : (a) Onde stationnaire issue du couplage des modes fondamentaux $HE_{\pm 11}$: Circulation de l'onde EM du port 1 vers le port 2, (b) Onde stationnaire issue du couplage des modes HE_{-21} et HE_{01} : Conservation de la direction de propagation

Les Figure III.14 et Figure III.15 montrent que l'intégration des disques composites ferrite/diélectrique est suffisante pour inverser l'ordre des modes supérieurs et donc le sens de circulation par rapport au cas précédent. Le champ interne est conservé à 180 kA/m. La conservation du sens de circulation est illustrée dans la Figure III.15 où les deux ondes stationnaires respectives de f_1 et f_2 sont transmises au port 2 et isolées au port 3. En effet, le couplage du mode HE_{01} avec respectivement le mode HE_{+21} (circulation bidirectionnelle) et le mode HE_{-21} (circulation unidirectionnelle), ces derniers ayant une polarisation azimutale inverse, est à l'origine de l'inversion du sens de circulation entre f_2 et f_1 .

L'adaptation et l'isolation dans la bande sont en dessous de -20 dB et les pertes d'insertion sont supérieures à 0.25 dB. Les deux bandes passantes demeurent malheureusement assez faibles (5.4% à f_1 et 3.6 % à f_2).

Les différentes simulations EM qui viennent d'être développées sont basées sur un modèle idéal des ferrites, en utilisant le tenseur de Polder et en considérant que le champ interne est homogène dans le matériau. Or, il est maintenant connu que pour une méthode de conception rigoureuse, il est nécessaire de se rapprocher le plus fidèlement possible de la réalité et donc de modéliser correctement les aimants permanents requis pour la fonction de circulation. La même démarche que le chapitre précédent est appliquée, et une étude magnétostatique vient donc compléter l'analyse électromagnétique.

V - Etude magnétostatique du circulateur

Le deuxième chapitre a permis de présenter les différentes notions qu'il faut prendre en considération pour le bon choix des aimants permanents. En suivant cette même démarche, le modèle numérique de la jonction à ferrite est maintenant remplacé par l'architecture complète de circulateur triplaque (Figure III.16): deux boîtiers métalliques haut et bas sont ajoutés, jouant le rôle de deux plans de masse qui serviront aussi comme supports d'aimants. Les lignes d'accès de largeur 3 mm sont terminées par des extrémités triplaques de largeur de 7mm, ayant une impédance caractéristique de 50Ω , qui sont à leur tour connectées à des connecteurs coaxiaux 50Ω . La structure finale est de forme hexagonale, ce qui permet de garder un angle de 120° entre les trois lignes d'accès.

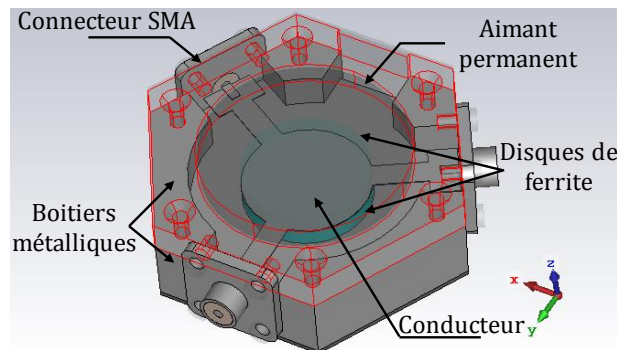


Figure III.16 : *Modèle 3D final de la structure triplaque des deux circulateurs bi-bandes*

Au cours de l'analyse électromagnétique développée dans la section précédente, nous avons pu constater la sensibilité non-négligeable de l'ordre d'apparition des modes vis-à-vis du champ interne. Il est donc primordial de définir rigoureusement le type et la taille des aimants permanents conduisant à une distribution du champ interne la plus homogène possible et proche de la valeur initiale (180 kA/m) donnée par la simulation EM « idéale ».

V.1 - Etude des aimants permanents : Principe

Afin d'atteindre la valeur de champ magnétique statique souhaitée, des aimants de type Samarium-Cobalt ont été choisis. C'est une famille d'aimant qui se caractérise par une forte rémanence (de 0.8 jusqu'à 1.1 T) ainsi qu'un fort champ coercitif (de 8.8 à 9.5 kOe). Rappelons qu'il existe certaines conditions à ne pas négliger pour le bon choix

de l'aimant permanent, tels que son rayon qui doit être suffisamment supérieur à celui du disque de ferrite, pour garantir la meilleure homogénéité possible du champ. Ce principe est présenté, à titre illustratif, dans la Figure III.17.

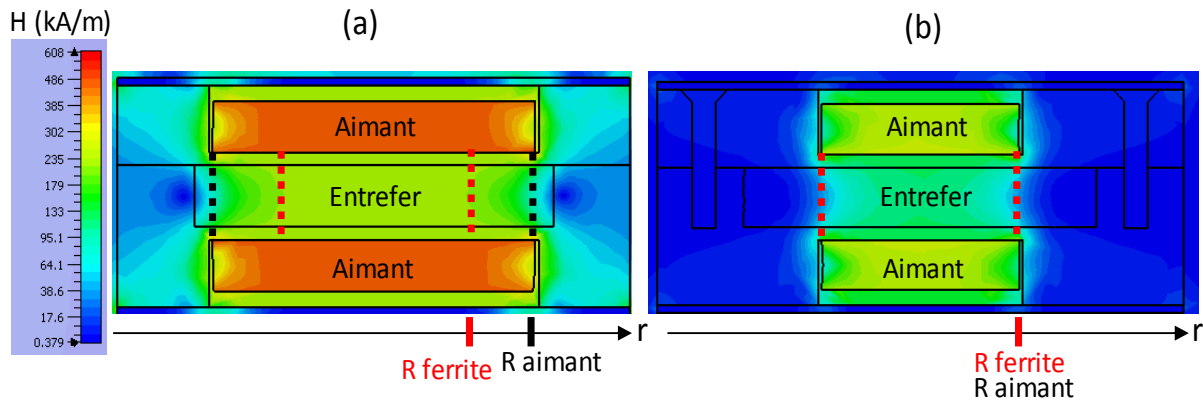


Figure III.17 : Schéma de principe : (a) $R_{\text{aimant}} > R_{\text{ferrite}}$: champ assez homogène dans la zone de l'emplacement des disques de ferrite, (b) $R_{\text{aimant}} = R_{\text{ferrite}}$: Non-uniformité importante sur la périphérie de l'entrefer

Le champ magnétique statique est fortement inhomogène (Figure III.17(b)) lorsque le diamètre des aimants est égal à la zone délimitée par les disques de ferrite, contrairement au cas de la Figure III.17(a) où le champ est plus homogène lorsque les aimants sont plus larges que cette zone.

V.1 - Prise en compte du champ démagnétisant : Détermination du champ interne

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le champ magnétique de polarisation, étant non-uniforme en r à cause des effets de bord, subit une démagnétisation au niveau des disques de ferrite qui est elle aussi non-uniforme, dû à la géométrie du milieu ferrite concerné ($H_i(r, 0) = H_{\text{app}}(r, 0) - N_{z \text{ global}}(r) \cdot M_s$). En fonction des dimensions des disques de ferrite déterminées dans l'analyse électromagnétique, la variation radiale du facteur de forme N_z est calculée et tracée (Figure III.18) aussi bien dans la partie centrale des disques que sur les bords (Equations II.18 et II.19).

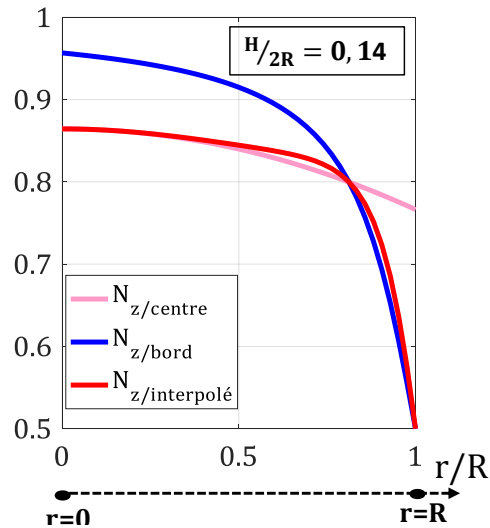


Figure III.18 : Etude de la variation radiale du facteur démagnétisant N en fonction des dimensions des disques de ferrite

Une fois le champ démagnétisant déterminé, une étude paramétrique sur les dimensions des aimants a été ensuite effectuée dans le but de converger vers la valeur du champ interne requise pour le fonctionnement de circulation (180 kA/m). Il convient également de trouver le bon compromis entre l'homogénéité du champ appliqué et l'encombrement de la structure. Le champ rémanent B_r de l'aimant choisi est de l'ordre de 0.88 T. Son rayon a été fixé à 27 mm et sa hauteur est optimisée à 4 mm. La variation radiale des champs appliqué, démagnétisant et interne est illustrée dans la Figure III.19.

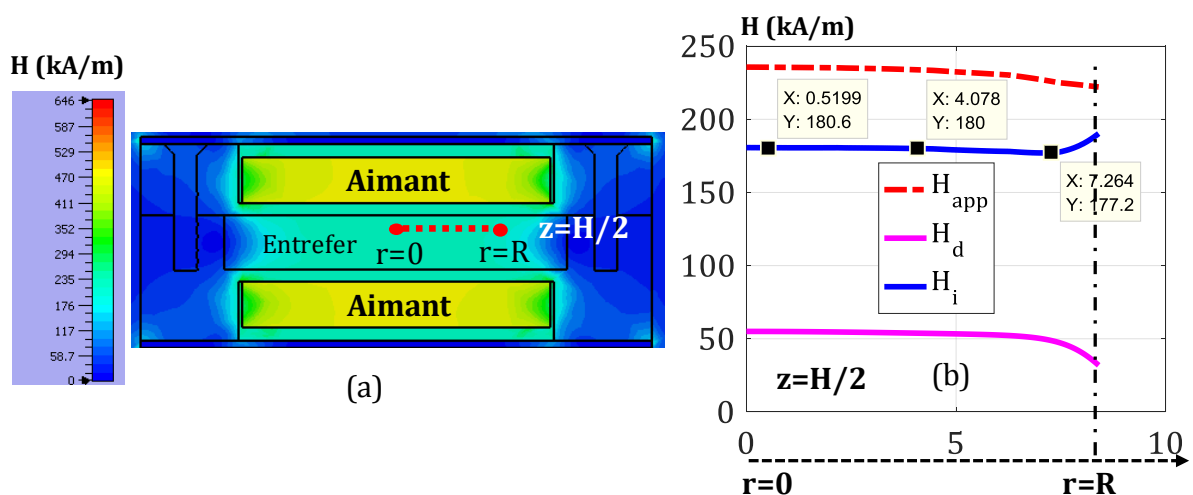


Figure III.19 : (a) Distribution inhomogène du champ magnétique appliqué dans l'entrefer dans le plan (xOz), (b) Variation radiale des champs appliqué, démagnétisant et interne en $z=H/2$: champ interne homogène à 180 kA/m

Le champ appliqué présenté dans la Figure III.19 illustre de nouveau la non-uniformité, due aux effets de bord du champ appliqué généré par les aimants permanents. Il atteint une valeur maximale, de l'ordre de 235 kA/m, au centre et décroît sur les bords. Cependant, cette décroissance radiale demeure assez légère, grâce au choix d'aimants de diamètre légèrement supérieur à celui du ferrite. Par ailleurs, Le champ interne dans les ferrites, obtenu après la prise en compte des effets démagnétisants s'avère lui aussi assez homogène. La démagnétisation du champ de polarisation s'est effectuée d'une façon progressive : l'amplitude du champ interne est plus élevée sur les bords des disques de ferrite et se stabilise au centre à une valeur voisine de 180 kA/m (Figure III.19). Il est à noter qu'une telle valeur de champ est suffisante pour saturer le matériau ferrite Y20. Par conséquent, sa courbe de première aimantation n'est pas prise en compte dans l'étude magnétostatique et le choix du tenseur de Polder est donc justifié pour l'étude électromagnétique.

Finalelement, et pour compléter la méthodologie, l'influence de cette distribution réelle du champ magnétique statique sur l'analyse électromagnétique est étudiée dans le paragraphe suivant. En effet, il est nécessaire de s'assurer de la conservation des performances obtenues précédemment, étant donné que la moindre variation de la valeur du champ interne pourrait engendrer une perturbation des modes et donc une dégradation de la réponse du circulateur bi-bandes.

V.2 - Prise en compte de la non-uniformité du champ interne

Dans le but de prédire d'une façon précise la réponse des circulateurs bi-bandes unidirectionnel et bidirectionnel, la non-uniformité du champ interne, étudiée dans le paragraphe précédent est maintenant considérée dans l'analyse électromagnétique. En suivant la même démarche que le deuxième chapitre, les disques de ferrite sont décomposés en différentes zones concentriques. Dans chacune d'elles une valeur de champ interne est définie en fonction de la distribution obtenue précédemment. Ceci permet de mieux modéliser la non-homogénéité de ce champ. Nous comparons donc les deux résultats des paramètres S, issus respectivement de l'analyse EM avec un champ homogène (180 kA/m) (Figure III.12 et Figure III.14) et celle basée sur un champ non-uniforme (Figure III.20).

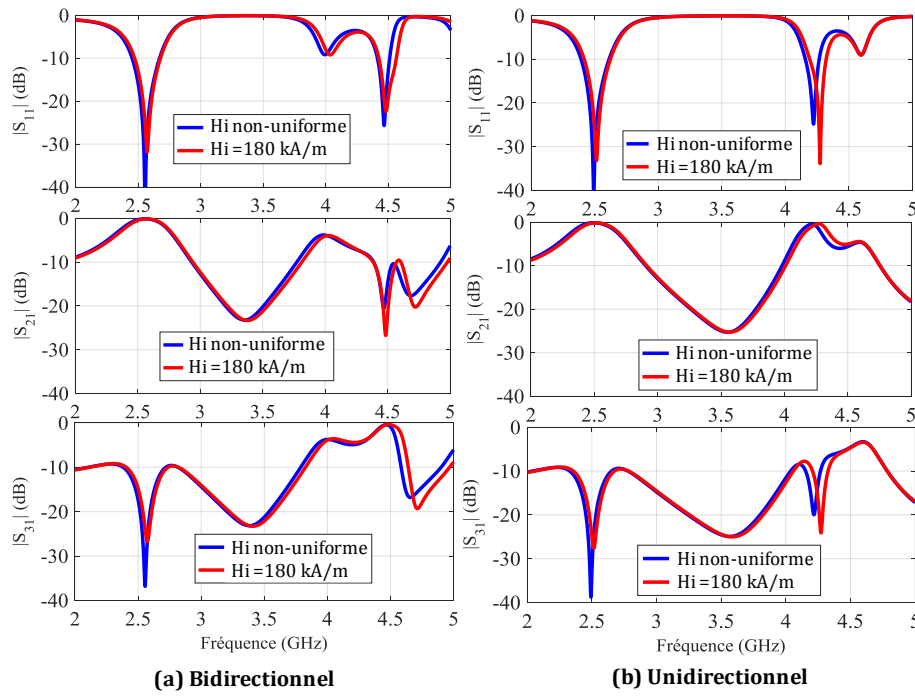


Figure III.20 : Comparaison des paramètres S issus de la simulation EM avec un champ interne constant (180 kA/m) et d'un champ non-uniforme

La comparaison des deux résultats montre une bonne cohérence, et la configuration du champ interne, telle qu'elle a été présentée dans la Figure III.19, n'a pas d'influence considérable sur la réponse du circulateur.

Enfin, la mise au point des deux types de circulateurs bi-bandes, unidirectionnels et bidirectionnels, est dans ce qui suit concrétisée par la réalisation de deux prototypes afin de valider notre méthodologie de conception.

VI - Réalisation du prototype : Performances mesurées

VI.1 - Réalisation et caractérisation des prototypes

Les modèles numériques 3D (Figure III.16) des deux structures développées tout au long de ce chapitre (circulateur bi-bandes simple : unidirectionnel / LH-RH : bidirectionnel) ont été réalisés et caractérisés au sein de la société Inoveos. Au cours de notre démarche, nous avons déjà mentionné et expliqué que le seul ajout du milieu diélectrique autour des disques de ferrite est suffisant pour inverser le sens de circulation entre les deux fréquences distinctes. En se basant sur ce principe, et afin

d'optimiser l'étape de réalisation en termes de coût et de temps, les deux structures sont conçues de manière identique, sauf au niveau des disques de ferrite. Ceci va permettre d'aboutir à deux dispositifs similaires en termes de forme, de dimensions et de bandes de fonctionnement, mais avec deux fonctionnalités différentes.

Le conducteur central est de forme cylindrique, les lignes d'accès sont terminées par des tronçons de lignes triplaques 50 Ω , soudées à des connecteurs coaxiaux SMA. Ces derniers ont été choisis avec une âme centrale d'extrémité plate pour optimiser la transition triplaque/coaxial, comme il a été expliqué dans le deuxième chapitre. Par ailleurs, une ouverture latérale rectangulaire a été créée au niveau des boîtiers métalliques (Figure III.21) afin d'avoir un accès visuel sur la jonction, et maîtriser surtout son centrage. Une fois le montage fini, cette fente sera fermée par un couvercle d'inox magnétique. Quant aux aimants permanents, ils sont blindés par deux couvercles magnétiques qui permettent de mieux homogénéiser le champ magnétique de polarisation.

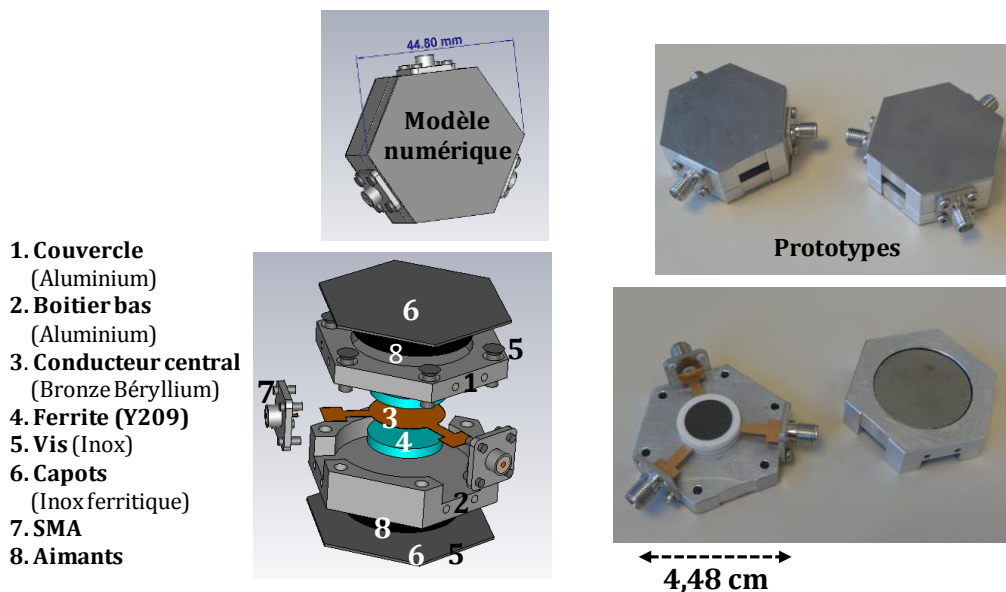


Figure III.21 : Réalisation et montage des prototypes de circulateurs bi-bandes

Les mesures en paramètre S ont été faites avec l'analyseur vectoriel de réseaux « Agilent Technologies : N5242A PNA-X » 4 ports. La Figure III.22 présente la réponse obtenue pour les deux circulateurs, en comparaison avec la simulation numérique exposée dans les sections précédentes.

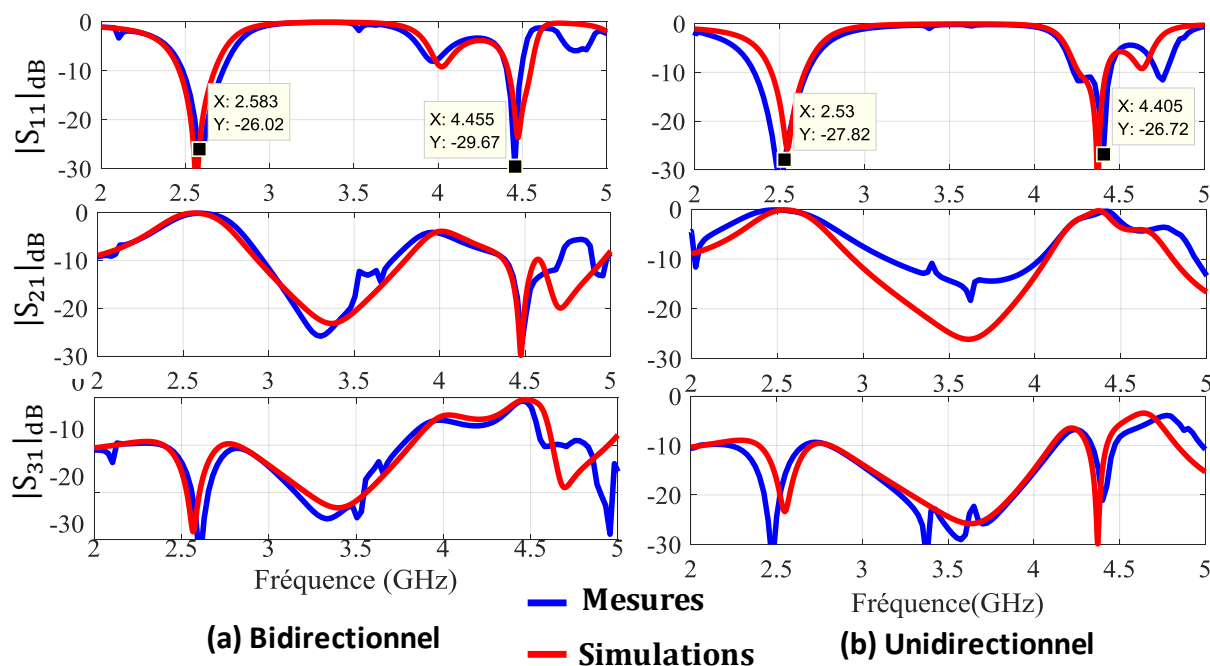


Figure III.22 : Comparaison des performances théoriques et expérimentales des circulateurs bi-bandes bidirectionnel (a) et unidirectionnel (b)

a) Interprétations

D'un premier abord, la Figure III.22 met en relief un très bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux. Le phénomène de circulation bi-bandes est immédiatement obtenu, sans avoir recours à un post-réglage manuel. Une première validation expérimentale de circulateurs bi-bandes vient donc de s'ajouter à l'état de l'art des circulateurs hyperfréquences. Par ailleurs, la précision de la méthodologie se manifeste bel et bien à travers les bonnes performances obtenues aussi bien en simulations qu'en mesure. Elles sont répertoriées dans le Tableau III.1.

Paramètres S expérimentaux		$f_1 = 2.58 \text{ GHz}$	$f_2 = 4.4 \text{ GHz}$
$ S_{11} _{\text{dB}}$		-20	
$ S_{21} _{\text{dB}}$	Simple	-0.15	-0.4
	LH-RH	-0.15	-20
$ S_{31} _{\text{dB}}$	Simple	-20	-20
	LH-RH	-20	-0.6
Pourcentage de bande passante		5.4 %	3.6 %

Tableau III.1 : Tableau récapitulatif des performances obtenues en mesures pour les deux circulateurs unidirectionnel / bidirectionnel

En ce qui concerne le circulateur bi-bandes unidirectionnel, il présente des faibles pertes d'insertion de 0.15 dB à la première fréquence de circulation, mesurée à $f_1 = 2.58$ GHz. Les coefficients d'adaptation et d'isolation sont inférieurs à -20 dB, sur une faible bande passante de 140 MHz (soit 5.4 %). A la deuxième fréquence $f_2 = 4.4$ GHz, le sens de circulation est conservé et les pertes d'insertion s'élèvent à 0.4 dB. Cela s'explique par le fait que l'on s'approche de la zone de résonance gyromagnétique connue pour ses pertes magnétiques élevées. Cela n'empêche que le coefficient de transmission peut être considéré très faible. La bande passante est relativement faible et est mesurée à 90 MHz (3.6 %) pour une isolation et une adaptation inférieures à -15 dB. Par ailleurs, un léger décalage fréquentiel de 60 MHz est tout de même observé entre les simulations et les mesure, engendrant un taux d'erreur d'environ 2.4%. Quant au circulateur bi-bandes bidirectionnel, les mêmes performances sont observées, sauf le sens de circulation à la fréquence f_2 qui est inversé par rapport à f_1 .

b) Perspectives

Bien que les résultats présentés ci-dessus procurent une vraie valeur ajoutée à l'industrie des circulateurs, et une originalité qui vient d'être validée pour la première fois dans la littérature, cette méthodologie présente cependant quelques limitations. Ces dernières feront l'objet d'un ensemble de perspectives et de travaux à venir. D'abord, comme il a été mentionné précédemment, les bandes passantes obtenues à l'issue de notre méthodologie sont relativement faibles. A ce stade, seule la zone de fonctionnement « en champ fort » a été prise en considération dans l'analyse modale effectuée. Ce même facteur engendre par ailleurs une deuxième limitation, concernant les bandes de fréquences qui peuvent être envisagées. En effet, lorsque l'on travaille en champ fort, la fréquence gyromagnétique des ferrites de type Grenat et Spinelle est proportionnelle à la valeur du champ interne qui dépend directement des aimants permanents. En vue de la limitation de la force magnétique générée par ces derniers, la montée en fréquence demeure un obstacle majeur pour les circulateurs en champ fort. Afin de résoudre ces deux problématiques, des travaux seront entamés pour étudier la possibilité de faire évoluer la méthode de conception et de l'appliquer aussi en champ faible. Il conviendra aussi, au cours de ces études, de déterminer analytiquement une condition d'adaptation commune à f_1 et f_2 qui remplacera l'optimisation numérique des lignes d'accès.

Une autre limitation est également observée à travers l'écart fréquentiel entre les bandes de circulation. Cet écart est directement lié aux fréquences des modes supérieurs que l'on « subit » lorsque le circulateur est dimensionné pour opérer sur les modes fondamentaux. Une piste d'investigation supplémentaire devra être menée dans le but de mieux maîtriser l'écart fréquentiel entre les deux fréquences de fonctionnement, et de pouvoir répondre ainsi à des cahiers des charges plus spécifiques.

VII - Conclusion du chapitre III

L'étude conduite dans ce chapitre a permis d'aller au-delà du fonctionnement d'un circulateur à ferrite mono-bande classique, pour mettre au point une méthodologie complète de circulateurs bi-bandes dédiés à des applications innovantes.

La première étape de cette étude fut la prise en compte des modes supérieurs générés dans les disques de ferrite, à travers l'étude numérique des modes propres, développée dans le chapitre précédent. Ensuite, l'évolution de ces modes a été analysée afin d'investiguer les différentes solutions physiques pour inverser le sens de circulation à la deuxième fréquence. Une fois l'étude modale maîtrisée, des conditions d'impédance optimales ont été obtenues par étude paramétrique pour coupler la jonction et obtenir le phénomène de circulation sur les deux bandes de fréquences distinctes.

Des prototypes ont été réalisés et mesurés. Les résultats ont été confrontés avec succès à la modélisation. Le très bon accord est obtenu entre les résultats théoriques et pratiques, ce qui permet une nouvelle fois la validation de nos travaux. La partie post-réglage a été minimisée voire éliminée.

Parallèlement à ces travaux, nous nous sommes également focalisés sur une deuxième perspective d'amélioration des circulateurs à ferrite, qui consiste à obtenir un phénomène de circulation ultra-large bande. Pour ce faire, les différentes études présentées dans la littérature sont reprises au chapitre IV, pour fournir une base théorique sur laquelle nous établirons notre méthodologie numérique. L'application de cette méthode de conception sera développée dans un premier temps sur une topologie triplaque, dans le quatrième chapitre.

VIII - Bibliographie du chapitre III

- [III.1] T.Mroz, J. Michalowski, R. Frender; M. Zebrowski, *"Dual-band waveguide circulator for C and X bands"*, MIKON 2008 - 17th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, Year: 2008.
- [III.2] L. Lao, R. Meneghin, T. Iguchi, A. Detwiler, *"Use of Dual –Wavelength Radar for Snow Parameter Estimate"*, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, vol. 22, 2005.
- [III.3] H. Razavipour, G. Askari, F. Fesharaki, H. Mirmohammad-Sadeghi, *"A new high-power, dual-band, E-plane, ferrite circulator"*, IEEE EUROCON 2009.
- [III.4] M. Latrach, T. Monédière and F. Jecko, *"A new design of cylindrical closed triplate ferrite resonators compared with magnetic wall approximation"*, IEEE Trans. On magnetics, Vol 26 Sep 1990, pp 2856-2862.
- [III.5] Exxelia Temex, *"Microwave Ferrite and FDA"*, www.exxelia.com/uploads/PDF/d-series-v1.pdf
- [III.6] H. Bosma, *"On the principle of stripline circulation"*, Proceedings of the IEE - Part B: Electronic and Communication Engineering, 1962, Vol., 109, NO. 21.
- [III.7] CST Studio Suite, www.cst.com

Chapitre IV

CONCEPTION ET REALISATION DE CIRCULATEURS TRIPLAQUES LARGES BANDES

I - INTRODUCTION.....	118
II - APERÇU HISTORIQUE	119
III - DESCRIPTION DE LA METHODE ANALYTIQUE.....	119
<i>III.1 - Conditions générales de circulation.....</i>	<i>119</i>
III.1.1 - Méthode de calcul.....	119
III.1.2 - Interprétations.....	123
<i>III.2 - Technique de « la continuité d'impédance » (Tracking Circulator)</i>	<i>124</i>
IV - VALIDATION DU CONCEPT LARGE BANDE SUR UN CIRCULATEUR TRIPLAQUE	127
<i>IV.1 - Démarche</i>	<i>127</i>
<i>IV.2 - Analyse EM</i>	<i>128</i>
IV.2.1 - Détermination des paramètres internes de la jonction	128
IV.2.2 - Réseau d'impédance.....	130
IV.2.3 - Analyse EM complète.....	132
<i>IV.3 - Etude magnétostatique du circulateur</i>	<i>134</i>
<i>IV.4 - Réalisation du prototype : Performances en mesure</i>	<i>137</i>
V - CONCLUSION DU CHAPITRE IV	140
VI - BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV	141

I - Introduction

Le premier chapitre a permis de mettre en place une démarche complète de conception des circulateurs **triplaques** à ferrite, qu'ils soient en champ fort ou en champ faible. Le concept de base est directement lié au couplage des modes fondamentaux à polarisation inverse dans le matériau ferrite, ce dernier étant anisotrope lorsqu'il est aimanté par un champ magnétique statique. Bien que la méthodologie proposée procure des résultats fiables et en excellent accord avec le prototype réalisé, la notion de la maîtrise de la bande passante n'a pas été évoquée dans les chapitres précédents. Il est vrai que nous avons pu déterminer l'influence du facteur d'anisotropie κ/μ sur l'écart fréquentiel entre les modes à polarisation inverse, et donc sur la bande passante, mais l'étude de ce paramètre semble insuffisante pour répondre à des spécifications particulières en termes de pourcentage de bande.

Par conséquent, l'objectif de ce chapitre est d'aller plus loin dans l'analyse électromagnétique des circulateurs mono-bande à ferrite en mettant en place, à travers des notions théoriques présentées dans la littérature, une méthode de conception détaillée de circulateurs larges bandes.

La méthode analytique présentée dans la littérature sera tout d'abord reprise et détaillée. Elle sera par la suite appliquée à un exemple concret de circulateur triplaque pour un cahier des charge bien défini. Une méthodologie numérique complète sera élaborée, en suivant la même optique que dans les chapitres précédents. Les performances de réalisation obtenues seront comparées à celles présentées dans l'état de l'art afin de mettre en valeur notre étude.

II - Aperçu historique

Au cours des années 60, la théorie des circulateurs à ferrite a fait l'objet de nombreuses publications innovantes, particulièrement pour les circulateurs large bande. Ce problème d'élargissement de bande est fondamental de nos jours dans la conception de nombreux « front-end RF ». Parmi ces travaux, nous citons la publication de J.W. Simon [IV.1] en 1965 qui présenta un circulateur triplaque ayant 40% de bande passante. Cependant, la méthode proposée se base sur une optimisation empirique des paramètres physiques du matériau ferrite et des paramètres géométriques du conducteur central.

Au milieu des années 70, Wu et Rosenbaum [IV.2] ont « révolutionné » la conception des circulateurs larges bandes par la mise au point du concept de «Continuous Tracking Circulator». C'est une technique qui se base sur les conditions de circulation établies par Bosma [IV.3] et développées par Davies et Cohen [IV.4], et qui permet théoriquement l'adaptation de la jonction à ferrite à 67% de bande passante. Néanmoins, les résultats expérimentaux obtenus dans [IV.2] ont montré des performances relativement dégradées : le coefficient d'isolation est mesuré autour de -15 dB, et les pertes d'insertion sont à -1dB, ce qui demeure assez élevé pour une jonction à ferrite. Ces travaux ont tout de même marqué la littérature puisque beaucoup de publications présentant des circulateurs larges bandes font référence à ces travaux [IV.5]-[IV.7].

Dans ce chapitre, nous allons dans un premier temps nous focaliser sur la méthode présentée dans [IV.2] afin d'appréhender le fonctionnement de base d'un circulateur large bande. Ensuite, nous essaierons de la faire évoluer en étudiant ses limitations et en proposant ainsi une méthodologie numérique complète, associant une analyse électromagnétique et une étude magnétostatique.

III - Description de la méthode analytique

III.1 - Conditions générales de circulation

III.1.1 - Méthode de calcul

Comme il a été défini précédemment, le circulateur hyperfréquence est un hexapôle dont la matrice de répartition à 9 éléments est décrite par l'équation (IV.1).

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \quad (IV.1)$$

Pour un phénomène de circulation idéal, il est nécessaire de satisfaire les trois conditions suivantes : $S_{31} = 0$, $S_{11} = 0$ et $S_{21} = 1$. Ici, la structure étudiée est de forme triplaque, telle qu'elle a été définie dans le deuxième chapitre. Elle est donc constituée de deux disques de ferrites de part et d'autre du conducteur central. Ces disques sont entourés d'un diélectrique de permittivité relative ϵ_d et la structure est excitée par des lignes triplaques de largeurs angulaires ψ comme présenté sur la Figure IV.1.

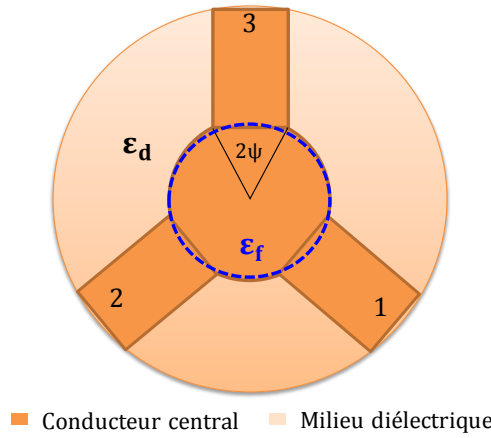


Figure IV.1 : Schéma de base d'une jonction triplaque à ferrite

Davies et Cohen [IV.4] ont démontré dans leurs travaux que la solution d'une isolation parfaite ($S_{31} = 0$) mène à deux conditions de circulation qui doivent être résolues simultanément (IV.2).

$$\begin{cases} P = \frac{M(M^2 - 3N^2)}{M^2 + N^2} \text{ (i)} \\ Q = \frac{N(3M^2 - N^2)}{M^2 + N^2} \text{ (ii)} \end{cases} \quad (IV.2)$$

Avec :

$$\begin{aligned} - P &= \frac{\Psi}{2} \frac{B_0}{A_0} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\sin^2 n\psi}{n^2 \psi} \right) \cdot \frac{A_n \cdot B_n}{A_n^2 - (n(\kappa/\mu)x)^2 B_n^2} \\ - M &= \frac{\Psi}{2} \frac{B_0}{A_0} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\sin^2 n\psi}{n^2 \psi} \right) \cdot \frac{A_n \cdot B_n \cdot \cos(2n\pi/3)}{A_n^2 - (n(\kappa/\mu)x)^2 B_n^2} \\ - N &= \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\sin^2 n\psi}{n^2 \psi} \right) \cdot \frac{(n(\kappa/\mu)x) B_n^2 \cdot \sin(2n\pi/3)}{A_n^2 - (n(\kappa/\mu)x)^2 B_n^2} \end{aligned}$$

- $Q = \frac{\pi Z_d}{2Z_{eff}}$
- $A_n = J'_n(x) ; B_n = J_n(x)$
- $x = kR ; k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\mu_{eff}\epsilon_f}$; R : le rayon des disques de ferrite ; μ_{eff} : sa perméabilité effective ; ϵ_f : sa permittivité effective.
- $Z_{eff} = (\mu_0\mu_{eff}/\epsilon_0\epsilon_f)^{1/2}$: Impédance d'onde effective dans le milieu ferrite.
- $Z_d = (\mu_0\mu_d/\epsilon_0\epsilon_d)^{1/2}$: Impédance d'onde dans le milieu diélectrique entourant les disques de ferrite.
- κ/μ : le facteur d'anisotropie selon le tenseur de perméabilité de Polder.
- ψ : largeur angulaire des lignes d'accès.

La résolution du système d'équation (IV.2) permet de déterminer les paramètres physiques et géométriques de la jonction à ferrite pour une fréquence de fonctionnement donnée. Les équations P, M et N sont sous forme de sommes infinies, où n présente l'ordre des modes propres de la structure résonante triplaque. Dans la méthode du «Continuous Tracking Circulator», Wu et Rosembaum [IV.2] ont montré qu'il suffisait de limiter l'équation (IV.2) au 3^{ème} ordre pour obtenir un calcul précis et une solution exacte du phénomène de circulation.

Un code de calcul a été développé sur le logiciel Matlab afin de tracer des abaques représentatifs des solutions des équations IV.2 (i) et (ii).

Pour cela, dans un premier temps l'équation (IV.2 (i)) est déterminée en cherchant les paires de solutions $[x ; \kappa/\mu]$ pour un angle ψ donné. En effet, pour chaque valeur de $x=kR$, la solution de κ/μ est cherchée entre 0 et 1 jusqu'à ce que l'équation

$$P - \frac{M(M^2-3N^2)}{M^2+N^2} = 0 \text{ soit résolue.}$$

La Figure IV.2 présente l'évolution de x en fonction du facteur d'anisotropie κ/μ pour différentes valeurs de ψ . Il est à noter que les courbes en pointillés décrivent l'évolution des fréquences des modes propres à polarisation inverse (pour $n=1$) en fonction de κ/μ , données par l'équation de résonance étudiée dans le chapitre II et rappelée par l'équation IV.3.

$$[J'_n(x) - (n/x)|\kappa/\mu|J_n(x)] \cdot [J'_n(x) + (n/x)|\kappa/\mu|J_n(x)] = 0 \quad (IV.3)$$

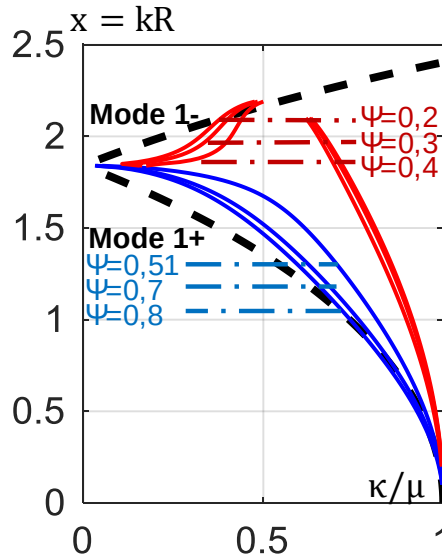


Figure IV.2 : Racines de la première condition de circulation selon Bosma [IV.3] et Cohen [IV.4]: Evolution de kR en fonction du facteur d'anisotropie pour différents angles de couplage ψ

Dans un second temps, pour chaque ensemble de solution $[x ; \kappa/\mu]$ déterminé dans IV.2 (i), l'impédance normalisée Z_{eff}/Z_d de la jonction est déterminée en résolvant l'équation (IV.2 (ii)) pour un angle de couplage ψ donné. La Figure IV.3 présente l'évolution de cette impédance normalisée en fonction du facteur d'anisotropie pour différents angles ψ .

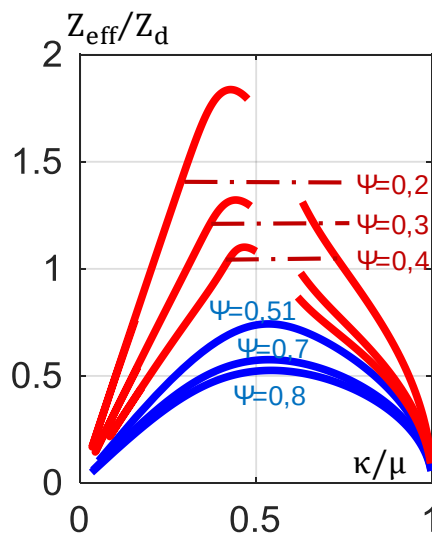


Figure IV.3 Racines de la deuxième condition de circulation selon Bosma [IV.3] et Cohen [IV.4]: Evolution de l'impédance normalisée Z_{eff}/Z_d en fonction du facteur d'anisotropie pour différents angles de couplage ψ

Les deux ensembles d'abaques tracés respectivement sur les deux figures ci-dessus présentent une solution graphique très utile pour la conception d'un circulateur à ferrite. La partie suivante détaillera les données utiles à extraire de ces abaques afin de développer un circulateur large bande.

III.1.2 - Interprétations

- La Figure IV.2, présentant l'évolution de kR en fonction du facteur d'anisotropie κ/μ est directement liée à l'évolution du rayon des disques de ferrite en fonction du champ interne, pour une fréquence de fonctionnement et un angle de couplage ψ donnés. En effet, pour une valeur de champ interne H_i fixé et un matériau ferrite donné, il est possible de déterminer le facteur d'anisotropie κ/μ pour une fréquence de fonctionnement visée. A partir de cette valeur de κ/μ et de l'abaque présenté sur la Figure IV.2, la valeur de $x = kR$ est déterminée pour un angle de couplage ψ . Pour cette valeur de x , il est possible de déterminer le rayon R des disques de ferrite sachant que $k = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\mu_{eff}\epsilon_f}$ et que la fréquence de fonctionnement et les caractéristiques du ferrite ont déjà été fixés lors du calcul de κ/μ .

- Le deuxième abaque, présenté dans la Figure IV.3, permet de déduire l'impédance normalisée pour le facteur d'anisotropie κ/μ déterminé par la Figure IV.2. Comme l'impédance normalisée est définie telle que $\frac{Z_{eff}}{Z_d} = \frac{\sqrt{\mu_0\mu_{eff}\epsilon_d}}{120\pi\sqrt{\epsilon_0\epsilon_f}}$, il est possible de déterminer la valeur de la seule inconnue restante ϵ_d , la permittivité du diélectrique qui entoure les disques de ferrites.

- Pour des valeurs d'angle $\psi < 0.5$, les équations (IV.2 (i)) et (IV.2 (ii)) n'admettent pas de solutions pour $0.5 < \kappa/\mu < 0.6$. Les abaques ne présentent donc pas de courbes pour cet intervalle.

- A travers ces abaques, il est aussi possible de montrer graphiquement que les équations simplificatrices proposées par Bosma [IV.3], utilisées pour le dimensionnement d'un circulateur triplaque, ne sont valables que dans l'hypothèse du fonctionnement en champ fort (Figure IV.4).

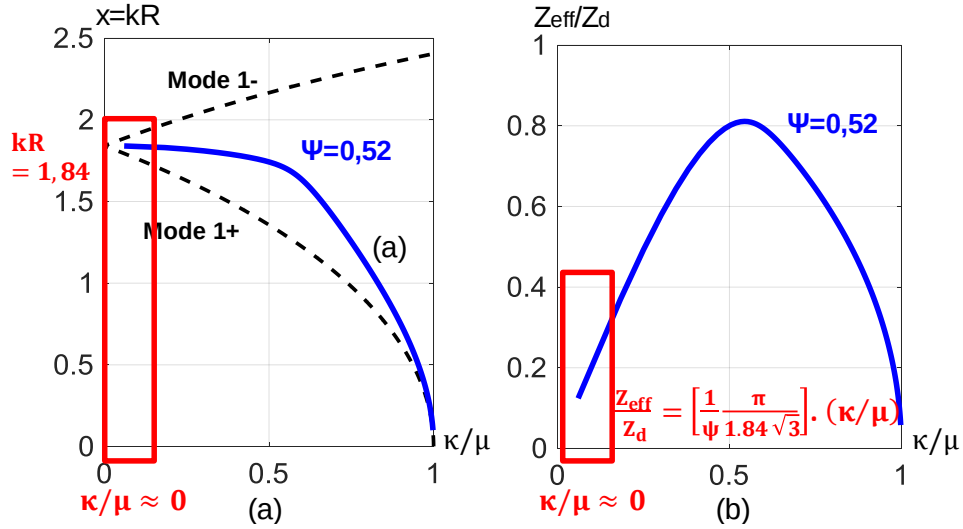


Figure IV.4 : Mise en évidence de l'hypothèse de champ fort imposée dans les travaux de Bosma [IV.3] à travers les abaques issus des deux conditions de circulation

Pour mieux illustrer ce propos, rappelons les équations simplificatrices étudiées dans le deuxième chapitre, afin de mettre en relief leur rapport direct avec les conditions de circulation qui viennent d'être étudiées (équation IV.4).

$$\left| \begin{array}{l} kR = 1.84 \text{ (i)} \\ \sin(\psi) \approx \psi = \frac{Z_d}{Z_{\text{eff}}} \frac{\pi}{1.84 \sqrt{3}} (\kappa/\mu) \text{ (ii)} \end{array} \right. \quad \text{(IV.4)}$$

D'une part, la solution $kR = 1.84$ peut être retrouvée graphiquement lorsque κ/μ est proche de 0 (Figure IV.4 (a)). Elle est donc limitée au cas où on travaille en champ fort (anisotropie faible). D'autre part, nous nous apercevons graphiquement (Figure IV.4 (b)) que dans cette même hypothèse (faible κ/μ), l'évolution de Z_{eff}/Z_d en fonction de κ/μ est linéaire pour un angle ψ donné, ce qui est en accord avec l'équation (IV.4 (ii)).

III.2 - Technique de « la continuité d'impédance » (Tracking Circulator)

Jusqu'à présent, la détermination de l'impédance normalisée Z_{eff}/Z_d , relative au matériau ferrite en fonction du diélectrique qui l'entoure, a permis de déterminer la permittivité de ce diélectrique pour un facteur d'anisotropie donné. La méthode de la continuité d'impédance consiste à faire ce même exercice mais pour une plage de facteur

d'anisotropie plus large. Pour cela, il faut repartir de la définition des impédances d'onde en fonction des propriétés intrinsèques des deux milieux (équation IV.5).

$$\begin{cases} Z_{\text{eff}} = (\mu_0 \mu_{\text{eff}} / \varepsilon_0 \varepsilon_f)^{1/2} \\ Z_d = 120\pi / (\varepsilon_d)^{1/2} \end{cases} \quad (\text{IV.5})$$

Avec :

- μ_{eff} : la perméabilité effective du matériau ferrite, ε_f sa permittivité relative.
- ε_d : la permittivité relative du matériau diélectrique.

En se plaçant dans l'hypothèse de fonctionnement du circulateur en champ très faible ($f_{\text{RGM}} \ll f_{\text{circ}}$), l'expression de la perméabilité effective du milieu ferrite peut être simplifiée, et elle ne dépend ainsi que du facteur d'anisotropie κ/μ comme montrée par l'équation IV.6.

$$\begin{cases} \mu_{\text{eff}} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}, \text{ avec } \mu \approx 1 \\ \rightarrow \mu_{\text{eff}} = 1 - \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)^2 \end{cases} \quad (\text{IV.6})$$

Dans ce cas, l'expression de Z_{eff}/Z_d , calculée à partir de l'équation IV.5, peut être également simplifiée et est donnée par l'équation IV.7.

$$\frac{Z_{\text{eff}}}{Z_d} = \left(\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_f}\right)^{1/2} \cdot \left(1 - \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)^2\right)^{1/2} \quad (\text{IV.7})$$

L'application de la technique d'alignement d'impédance consiste à trouver le compromis optimal entre l'angle de couplage ψ et le rapport $\varepsilon_d/\varepsilon_f$, afin d'obtenir une superposition des deux évolutions de Z_{eff}/Z_d issues respectivement des équations (IV.3(ii)) et IV.7. Cet alignement doit être réalisé sur une bande fréquentielle la plus large possible correspondant à un facteur d'anisotropie tel que $0.5 < \kappa/\mu < 1$. En effet, κ/μ est directement lié à la fréquence, et son expression est déterminée selon le tenseur de Polder [IV.8] par l'équation IV.8.

$$\frac{\kappa}{\mu} = \frac{\frac{f_m \cdot f}{(f_r^2 - f^2)}}{1 + \frac{f_m \cdot f_r}{(f_r^2 - f^2)}} \quad (IV.8)$$

Avec :

-f : Fréquence de fonctionnement en MHz.

- $f_m = 2.8 \times 4\pi M_s$ (MHz) pour $4\pi M_s$ mesuré en Gauss.

- $f_r = 2.8 \times H_i$ (MHz) pour H_i mesuré en Oersted (en négligeant les pertes magnétiques α).

Il est à noter que dans l'hypothèse du fonctionnement en champ très faible ($f \gg f_m + f_r$), l'équation IV.8 peut être approximée par l'équation IV.9.

$$\frac{\kappa}{\mu} = \frac{f_m}{f} \quad (IV.9)$$

Le principe de continuité d'impédance, illustré dans la Figure IV.5, implique deux conditions qui nécessitent d'être prises en compte :

- La superposition des deux courbes ne peut s'effectuer que dans l'intervalle de κ/μ entre 0.5 et 1, où les deux courbes ont une pente décroissante. Ceci permet en conséquence de souligner l'hypothèse de fonctionner en champ faible, comme il a été mentionné précédemment.

- L'obtention du phénomène de continuité d'impédance n'est possible que pour des valeurs de $\psi > 0.5$, étant donné que la deuxième condition de circulation n'admet pas de solutions entre $0.5 < \kappa/\mu < 0.6$ pour $\psi < 0.5$ (Figure IV.3). Cette considération doit donc être prise en compte dans le choix de la largeur des lignes d'accès. Une fois ces deux conditions respectées, un phénomène de circulation large bande peut ainsi être obtenu.

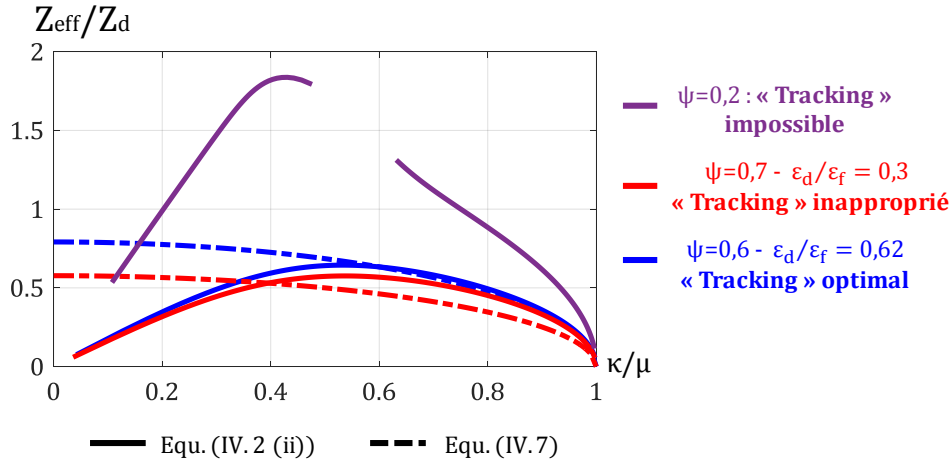


Figure IV.5 : Application de la technique d'alignement d'impédance : superposition des 2 courbes issues respectivement des équations IV.2(ii) et IV.7 pour un choix de ψ et $\varepsilon_d/\varepsilon_f$ donné (Exemple: $\psi=0.6$, $\varepsilon_d/\varepsilon_f=0.62$)

L'alignement d'impédance pour $\kappa/\mu \in [0.5; 1]$ mène théoriquement (d'après l'équation (IV.9) à une fonction de circulation entre $[f_m; 2.f_m]$, ce qui correspond à un pourcentage de bande passante de 67 % (octave).

Dans le paragraphe suivant, nous allons appliquer cette approche analytique sur un exemple concret de circulateur triplaque afin de la valider. Le choix des paramètres physiques et géométriques de la jonction sera justifié étape par étape, en se basant sur la démarche qui vient d'être développée. La réponse du circulateur sera ensuite mise en œuvre par des simulations électromagnétiques et confirmée par des mesures.

IV - Validation du concept large bande sur un circulateur triplaque

IV.1 - Démarche

En se basant sur les abaques présentés dans le paragraphe précédent, la technique de la continuité d'impédance peut être effectuée graphiquement de manière assez simple. Elle se résume par la démarche suivante :

- Premièrement, le bon choix du matériau ferrite, et plus particulièrement de son aimantation à saturation, est indispensable. En effet, ce paramètre doit être choisi de telle sorte que la fréquence centrale de circulation soit au milieu de l'intervalle $[f_m; 2.f_m]$, i.e. $f = 3/2.f_m$. Il convient également de fixer le champ interne du matériau, il doit être assez faible pour que les conditions de fonctionnement en champ faible soient

remplies mais il faut également qu'il soit suffisamment fort pour saturer le matériau ferrite.

- Ensuite, un compromis entre l'angle ψ et la permittivité du diélectrique, en fonction du matériau ferrite choisi, doit être déterminé pour obtenir l'alignement du rapport d'impédance Z_{eff}/Z_d sur l'intervalle de $\kappa/\mu \in [0.5; 1]$.

- Le point de fonctionnement de κ/μ est ainsi déterminé à travers le point d'intersection des deux courbes de Z_{eff}/Z_d . Cette valeur de κ/μ nous permet enfin de déterminer $x=kR$ qui lui correspond, via les abaques de la Figure IV.2, pour la valeur de ψ initialement fixée.

- La dernière étape consiste à coupler la jonction avec les lignes d'accès externes 50Ω , par un réseau d'impédance constitué de 2 sections de transformateurs quart d'onde, pour l'obtention d'une adaptation large bande.

IV.2 - Analyse EM

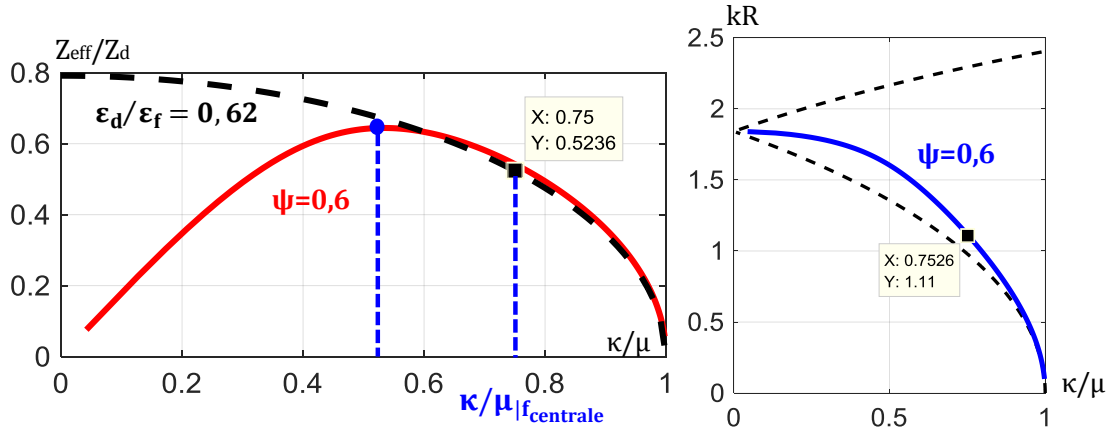
IV.2.1 - Détermination des paramètres internes de la jonction

Dans ce paragraphe, nous allons mettre au point un circulateur triplaque large bande, en se basant sur la démarche décrite précédemment. La fréquence centrale de circulation est choisie à 7.5 GHz, et la bande passante envisagée est de l'ordre de 5 GHz, c'est-à-dire qu'un objectif de circulation sur la bande [5 GHz – 10 GHz] est visé.

Le matériau ferrite choisi est de type YIG (Yttrium Iron Garnet), d'aimantation à saturation autour de 1820 G, ce qui correspond à une fréquence $f_m \approx 5$ GHz, soit $2.f_m \approx 10$ GHz. Pour se mettre en condition de « champ faible », le champ interne H_i a été fixé à 12 kA/m (150 Oe), impliquant une fréquence gyromagnétique égale à $f_r = 420$ MHz $\ll f$. Par ailleurs, le YIG est considéré comme saturé pour un champ de 5 Oe ce qui nous permet d'appliquer le tenseur de Polder. Il se caractérise par une permittivité relative égale à 15.

Il faut maintenant déterminer un couple de solution $[\epsilon_d/\epsilon_f, \psi]$ afin d'obtenir la meilleure continuité d'impédance c'est à dire l'obtention de la superposition des courbes Z_{eff}/Z_d définies par les équations IV.3 et IV.7 pour une plage de variation de κ/μ la plus grande possible. La Figure IV.6 montre que pour un rapport de ϵ_d/ϵ_f de 0.62 et un angle de couplage tel que $\psi = 0.6$ rad, la continuité d'impédance a lieu pour un facteur

d'anisotropie compris entre 0.5 et 1. Un diélectrique de permittivité autour de 9.3 permet ainsi de répondre à cette condition de continuité d'impédance. Une alumine (96%) présentant une permittivité $\epsilon_d \approx 9,4$ a été sélectionnée. Finalement le facteur d'anisotropie médian est choisi ($\kappa/\mu = 0.75$) et permet de déduire la valeur du produit kR correspondant pour $\psi = 0.6$ rad (Figure IV.6).



La valeur de kR ainsi déterminée est égale à 1,11, ce qui implique un rayon des disques de ferrite $R=2.7\text{mm}$ pour une fréquence centrale de fonctionnement à 7.5 GHz (équation (IV.10)).

$$\left| \begin{array}{l} kR = 1.11 \\ k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_f \mu_{\text{eff}}|_{f=7.5 \text{ GHz}}} \\ \text{A. N: } R = 2.7 \text{ mm} \end{array} \right. \quad (\text{IV.10})$$

Pour un angle $\psi = 0.6$ rad, la largeur de la ligne d'accès est enfin calculée en appliquant la formule analytique (IV.11).

$$\left| \begin{array}{l} W = 2. R. \sin(\psi) \\ \text{A. N: } W = 3.4\text{mm} \end{array} \right. \quad (\text{IV.11})$$

Les paramètres de la jonction interne étant maintenant connus, un premier modèle numérique a été effectué sur « CST Studio Suite » afin de simuler la réponse du circulateur et de valider l'exactitude de la méthode analytique proposée. La Figure

IV.7(a) présente le circulateur simulé qui est constitué de deux disques de ferrite dont le rayon a été déterminé dans l'équation (IV.10), de deux plans de masse formant la topologie triplaque et d'un conducteur central de forme cylindrique plate, connecté à trois lignes d'accès de largeur 3.4 mm (Equation IV.11).

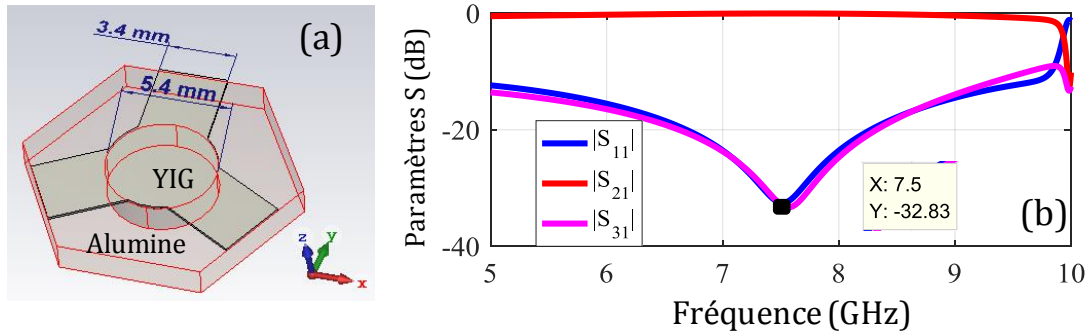


Figure IV.7 : (a) Modèle numérique de la jonction à ferrite (b) Paramètres S de la jonction à ferrite

Les paramètres S simulés, présentés sur la Figure IV.7(b), montrent un phénomène de circulation autour d'une fréquence centrale $f=7.5$ GHz. Cependant, cette réponse est loin de satisfaire la condition de bande passante fixée théoriquement à 67% ([5 GHz – 10 GHz]). D'autre part, la largeur de ligne de 3.4mm imposée par le calcul analytique précédent implique une impédance caractéristique de la ligne Z_c différente de 50Ω .

L'étape suivante consiste donc à connecter cette jonction à un réseau de transformateurs quart d'onde afin d'élargir la bande de fonctionnement du circulateur tout en présentant des accès 50Ω .

IV.2.2 - Réseau d'impédance

Plusieurs techniques ont été développées dans la littérature pour une adaptation d'impédance large bande [IV.9]. Dans ce travail, le choix s'est fixé sur un réseau multi-sections de transformateurs quart d'onde. Théoriquement [IV.10], un réseau de 3 transformateurs est suffisant pour une bande passante de 67 %. La Figure IV.8 présente l'impédance Z_1 ramenée au plan d'entrée de la jonction. C'est cette impédance qui doit être adaptée à une ligne externe d'impédance $Z_L = 50 \Omega$ par l'intermédiaire de deux transformateurs quart d'onde.

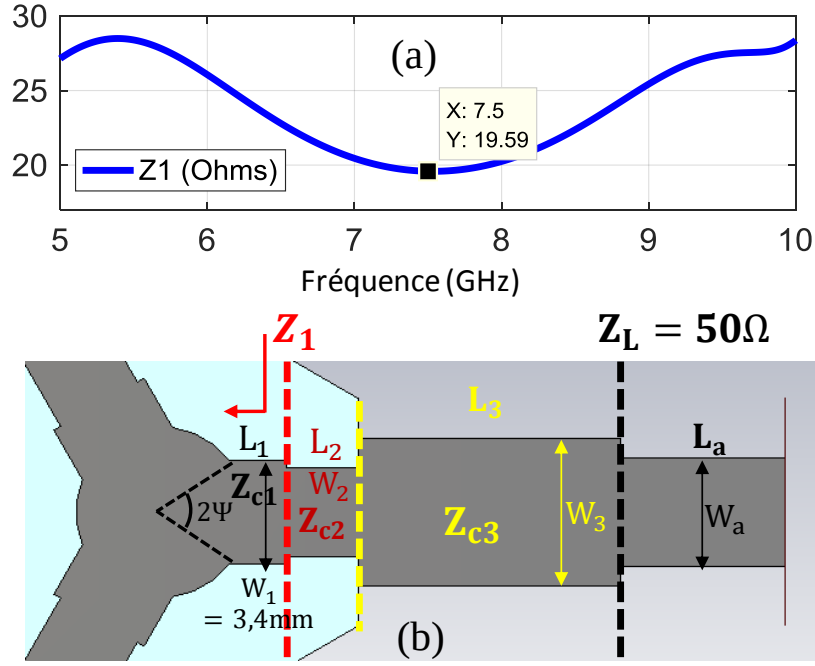


Figure IV.8 : (a) Détermination numérique de l'impédance d'entrée de la jonction à ferrite. (b) Modèle numérique du réseau de transformateurs d'impédance large bande.

Pour définir les paramètres géométriques des différentes lignes, il faut déterminer les impédances intermédiaires relatives à chaque transformateur quart d'onde (Figure IV.8). Pour cela, nous appliquons le polynôme de Tchebychev de second degré (T_N , $N=2$) qui permet d'obtenir une ondulation équilibrée dans la bande (Figure IV.9).

$$T_2(\sec(\theta) \cos(\theta)) = 2[\sec(\theta_m) \cdot \cos(\theta)]^2 - 1 \quad (IV.12)$$

Avec :

- $\theta = \beta \cdot l$: la phase de l'onde EM (en rad) variant de 0 à π (Figure IV.9).
- θ_m : la phase qui correspond au niveau de réflexion minimal ($\rho = \rho_m$) fixé pour l'adaptation d'impédance :

$$\theta_m = \sec^{-1} \left\{ \cos \left(\frac{1}{N} \cdot \cos^{-1} \left(\frac{\ln(Z_L/Z_1)}{2\rho_m} \right) \right) \right\}, N = 2: \text{ordre du polynôme}$$

- ρ : le coefficient de réflexion définie par $\rho = \frac{1}{2} e^{-j2\theta} \times T_2$

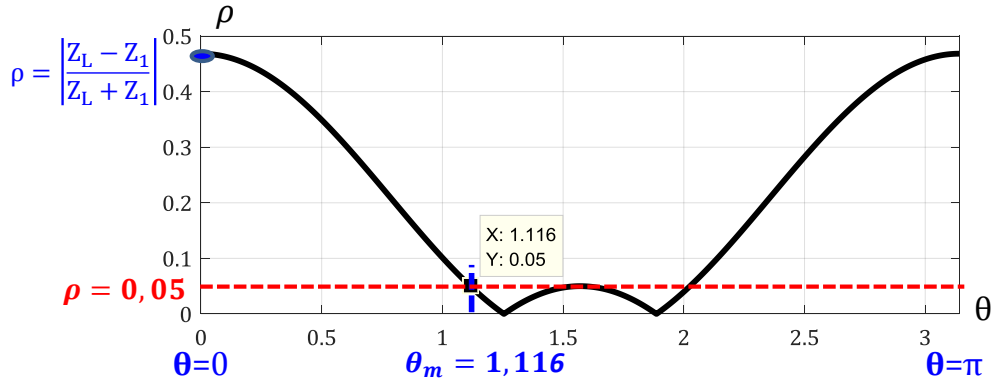


Figure IV.9 : Exemple de réponse de Tchebychev du second ordre pour un niveau de réflexion minima choisi à $\rho_m = 0.05$, $Z_1 = 19.6 \Omega$, $Z_L = 50 \Omega$

En partant de l'angle θ_m calculé en fonction des impédances d'entrée-sortie (Z_1 et Z_L) et du coefficient minima fixé pour la réponse de l'adaptation attendue, le calcul des impédances intermédiaires, appelées respectivement Z_{c2} et Z_{c3} , est ainsi effectué en appliquant les équations (IV.13).

$$\begin{cases} \rho_1 = 0.5\rho_m \sec^2(\theta_m) \\ \rho_2 = \rho_m(\sec^2(\theta_m) - 1) \\ Z_{c2} = e^{2\rho_1} \cdot Z_1 \\ Z_{c3} = e^{2\rho_2} \cdot Z_{c2} \end{cases} \quad (IV.13)$$

Une fois les impédances caractéristiques de chaque transformateur déterminées, nous en déduisons les largeurs des lignes W_2 , W_3 et W_a respectivement (Figure IV.8). Par souci de compacité, la ligne 2 utilise le substrat d'alumine entourant les disques de ferrite comme présenté sur la Figure IV.8. Les lignes quart d'onde ont donc des longueurs physiques L_1 , L_2 et L_3 différentes.

L'ensemble des paramètres de la structure finale à étudier sera donné dans le paragraphe suivant.

IV.2.3 - Analyse EM complète

En se basant sur les paramètres de la jonction interne déterminées dans la section IV.2.1, et sur le réseau d'impédance étudié dans le paragraphe IV.2.1, un modèle de circulateur complet est maintenant développé (Figure IV.10). Le conducteur central

est relié à trois transformateurs quart d'onde qui sont terminés par une ligne d'accès externe d'impédance caractéristique 50Ω . Cette dernière est à son tour connectée à des connecteurs SMA afin de modéliser la connectique du dispositif qui sera réalisé par la suite. Comme leur nom l'indique, les longueurs respectives des transformateurs quart d'onde dépendent de la longueur d'onde et elles ont été donc optimisées en fonction de la fréquence centrale $f=7.5 \text{ GHz}$. De plus, le conducteur central a été adapté à une forme de « T » afin de pouvoir l'intégrer dans un boîtier rectangulaire (Figure IV.10). Le Tableau IV.1 présente les valeurs numériques des différentes impédances et des paramètres géométriques du circulateur ainsi conçu.

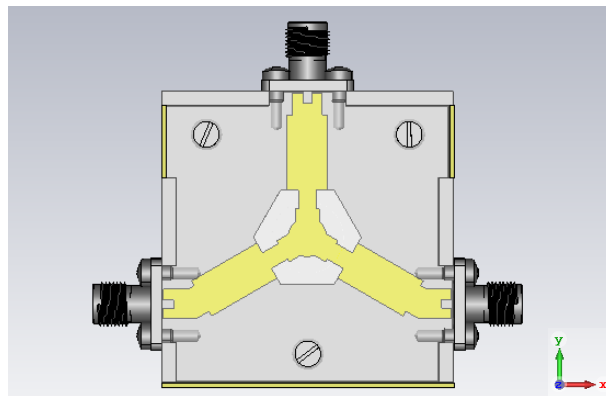


Figure IV.10 : Modèle 3D final de la structure triplaque du circulateur large bande [5 GHz – 10 GHz]

Paramètres		Valeurs	
$4\pi M_s \text{ (G)}$		1820	
ϵ_f		15	
ϵ_d		9.4	
$R \text{ (mm)}$		2.7	
$\psi \text{ (rad)}$		0.6	
$Z_1(\Omega)$		18.89	
$Z_{c2}(\Omega)$		23.09	
$L_2 \text{ (mm)}$	$W_2 \text{ (mm)}$	2.8	2.25
$Z_{c3}(\Omega)$		40.07	
$L_3 \text{ (mm)}$	$W_3 \text{ (mm)}$	10.6	4.65
$Z_L(\Omega)$		50	
$W_a \text{ (mm)}$		4.1	
$H_i \text{ (kA/m)}$		12	

Tableau IV.1 : Tableau récapitulatif des paramètres requis pour le fonctionnement circulateur triplaque large bande [5 GHz – 10 GHz]

Une fois l'architecture complète du circulateur conçue et en considérant les paramètres du Tableau IV.1, la simulation EM est effectuée, dans un premier temps pour un champ homogène interne de l'ordre de 12 kA/m (150 Oe). Nous obtenons les paramètres S présentés sur la Figure IV.11.

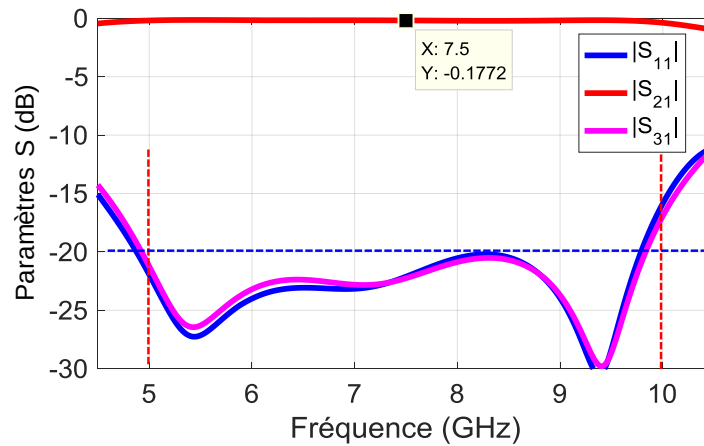


Figure IV.11 : Paramètres S du circulateur triplaque large bande [5 GHz – 10 GHz] pour un champ interne homogène $H_i = 12 \text{ kA/m}$

La réponse obtenue illustre clairement un phénomène de circulation couvrant la bande passante initialement fixée. En effet, les coefficients de réflexion et d'isolation sont inférieurs à -20 dB sur toute la bande [5 GHz – 10 GHz]. Quant aux pertes de transmission, elles demeurent faibles puisqu'elles sont inférieures à 0.3 dB tout au long l'intervalle fréquentiel considéré. Cependant, ce résultat représente la réponse idéale du circulateur puisqu'un champ homogène a été considéré. Cette non-uniformité du champ interne est maintenant connue, puisqu'elle a été présentée dans les chapitres précédents, sa prise en compte demeure primordiale. Ceci sera l'objet de l'étude magnétostatique qui sera développée dans le paragraphe suivant, dans le but de prévoir le type et la taille des aimants permanents requis pour le fonctionnement de ce circulateur.

IV.3 - Etude magnétostatique du circulateur

Rappelons que toute l'analyse EM qui a été développée dans le paragraphe précédent s'est basée sur une valeur de champ interne égale à 12 kA/m (150 Oe). Ceci a permis de se positionner dans la zone de fonctionnement en champ faible : une condition nécessaire pour pouvoir appliquer la technique de l'alignement d'impédance

dédiée aux circulateurs large bande. Il est maintenant primordial de mener une étude magnétostatique capable de prédire les aimants adéquats pour obtenir un champ interne du même ordre de grandeur et qui soit le plus homogène possible.

La structure métallique illustrée dans la Figure IV.10 est légèrement modifiée afin de prendre en compte l'emplacement du système de polarisation (aimants).

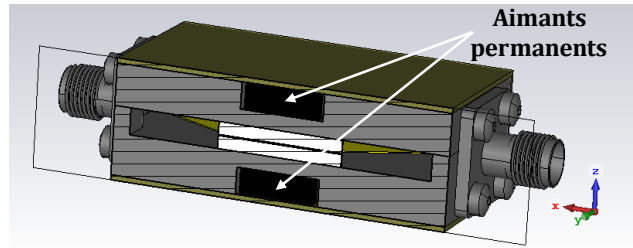


Figure IV.12 : Insertion des aimants permanents pour l'étude magnétostatique

Etant donné que le circulateur fonctionne en champ faible, les aimants choisis sont de type ferrite et possède un champ rémanent autour de 0.4 T. En suivant les mêmes considérations que celles menées le deuxième chapitre concernant le choix des aimants, le rayon et l'épaisseur de ces derniers sont étudiés. Nous rappelons que le champ de polarisation doit présenter la somme du champ interne requis pour le fonctionnement du circulateur (12 kA/m) et le champ démagnétisant qui dépend de la forme des disques de ferrite. Ce dernier est calculé en fonction des dimensions de ces disques de ferrite, fixées dans l'étude électromagnétique du paragraphe précédent. Les paramètres géométriques des deux aimants sont ainsi optimisés ($R_{\text{aimant}}=9\text{mm}$, $H_{\text{aimant}}=3\text{mm}$), jusqu'à la convergence vers une distribution de champ interne homogène à 12 kA/m (Figure IV.13).

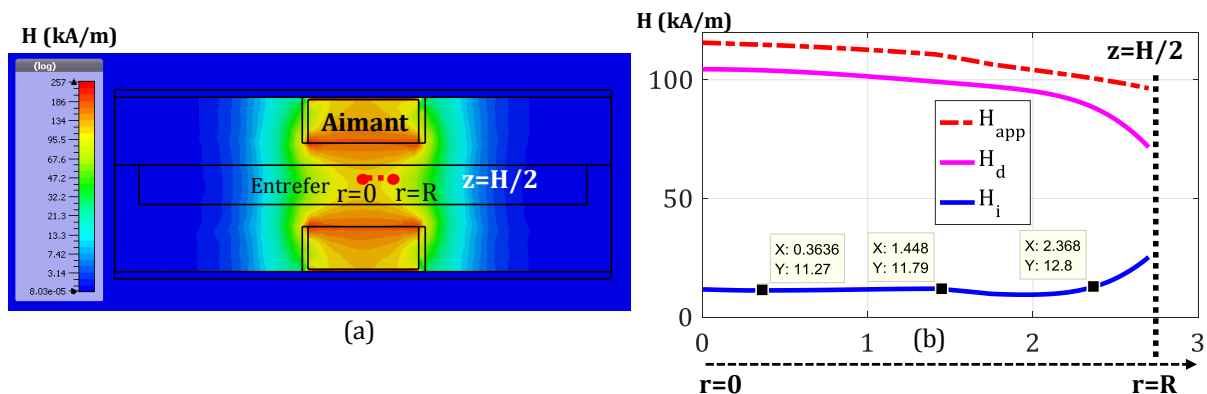


Figure IV.13 : (a) Distribution inhomogène du champ magnétique appliqué dans l'entrefer dans le plan (xOz), (b) Variation radiale des champs appliqué, démagnétisant et interne en $z=H/2$: champ interne autour de 12 kA/m

La Figure IV.13(b) présente la variation radiale des champs appliqué, démagnétisant et interne. Pour une hauteur des aimants de 3 mm, et un rayon de 9 mm, nous obtenons finalement un champ interne de l'ordre de 12 kA/m, soit autour de 150 Oe en système Gauss. La distribution obtenue est assez homogène, ce qui permet de ne pas engendrer une dégradation remarquable des performances obtenues auparavant. Afin de vérifier cela, le champ interne non-uniforme est finalement pris en compte en découpant les disques de ferrite en plusieurs anneaux concentriques de différentes valeurs de champ interne. Les paramètres S issus de cette étude sont présentés sur la Figure IV.14.

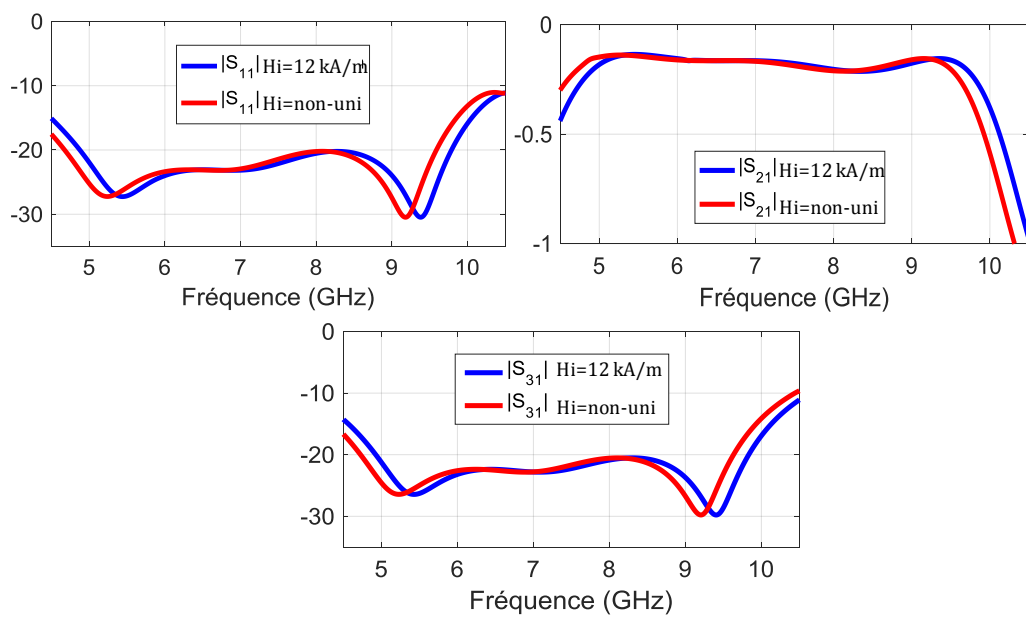


Figure IV.14 : Comparaison des paramètres S du circulateur triplaque large bande [5 GHz – 10 GHz] issus de l'analyse EM pour $H_i=12$ kA/m et pour H_i non-uniforme

Une bonne concordance est observée à travers la comparaison des résultats issus respectivement de l'analyse EM pour un champ interne de 12 kA/m et de la co-simulation MS-EM. Les performances du circulateur ont gardé le même niveau et correspondent aux spécifications fixées précédemment : la bande passante est conservée à [5 GHz – 10 GHz], les niveaux d'adaptation/isolation sont inférieurs à -20 dB sur toute la bande et les pertes d'insertion sont au-dessus de -0.4 dB.

Notre étude magnétostatique semble donc être favorable pour le bon fonctionnement du circulateur. Afin de valider notre démarche, la réalisation d'un prototype de test a été menée.

IV.4 - Réalisation du prototype : Performances en mesure

En se basant sur la démarche théorique développée dans les sections précédentes, le prototype de circulateur large bande a été réalisé en suivant le même modèle 3D et les spécifications développées au cours l'étude précédente (Figure IV.15).

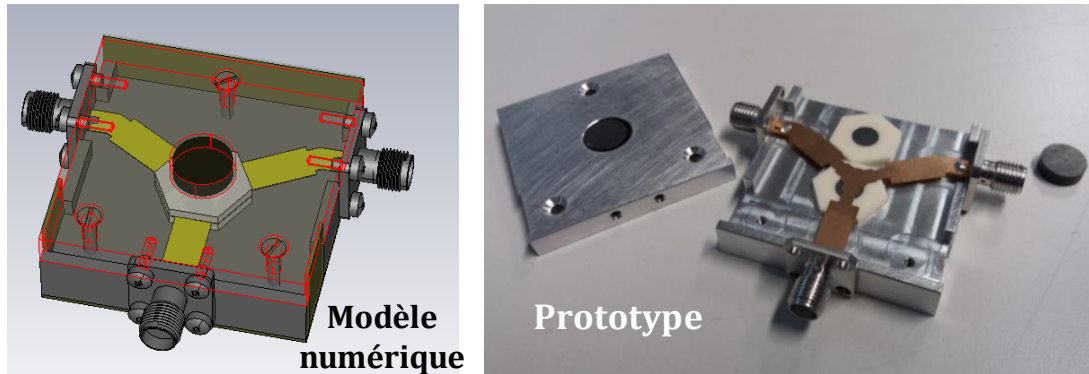


Figure IV.15 : Réalisation du prototype de circulateur large bande [5 GHz-10GHz], comparaison avec le modèle numérique complet

La Figure IV.15 illustre une vue éclatée du prototype de circulateur large bande qui a été réalisé. La jonction interne est donc visible et elle montre les deux résonateurs ferrite entourés par le substrat d'Alumine de forme hexagonale. Le choix s'est fait sur cette forme pour créer un plan d'interface droit entre les deux impédances respectives des transformateurs quart d'onde, comme le montre la Figure IV.10. Il est à noter que le boîtier métallique du dispositif a été blindé par deux couvercles d'inox magnétique en haut et en bas qui servent à mieux homogénéiser le champ magnétique délivré par les aimants permanents. Les lignes d'accès sont à leur tour soudées à des connecteurs coaxiaux SMA pour une mesure « connectorisée ». Toujours dans le but d'avoir un accès visuel de la structure, trois couvercles sont placés sur les faces latérales des boîtiers métalliques.

Les mesures en paramètre S ont été réalisées via l'analyseur vectoriel de réseaux « Agilent Technologies : N5242A PNA-X » 4 ports et sont présentées sur la Figure IV.16. Elles ont été comparées aux courbes numériques issues de la simulation finale étudiée dans le paragraphe précédent.

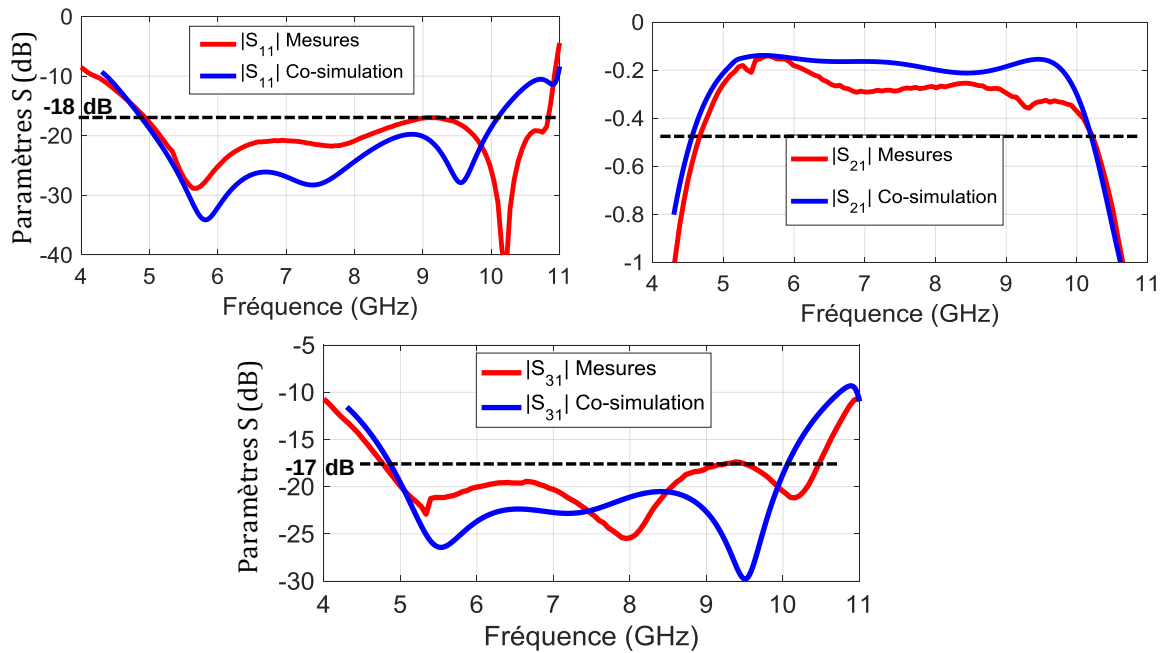


Figure IV.16 : Comparaison des performances théoriques et expérimentales du circulateur large bande [5 GHz – 10 GHz]

D'après les courbes comparatives des résultats numériques et expérimentaux (Figure IV.16), nous constatons que le phénomène de circulation large bande est obtenu en étant en bonne harmonie avec les résultats théoriques. En respectant le même principe évoqué tout au long ces travaux de thèse, la valeur ajoutée de notre méthodologie consiste à être capable d'obtenir un dispositif immédiatement opérationnel, en ayant des performances optimisées, grâce à une simulation fine des aspects magnéto-statiques et hyperfréquences du dispositif. Le Tableau IV.2 est dressé afin de comparer les performances simulées et mesurées.

Performances	Simulations	Mesures
Bande passante	[5 GHz – 10.5 GHz] (70 %)	
Isolation min dans la bande	-20 dB	-17 dB
Pertes max dans la bande	-0.4 dB	
Adaptation min dans la bande	-20 dB	-18 dB
Encombrement	40.4 mm	

Tableau IV.2 : Tableau récapitulatif des performances simulées et mesurées du circulateur large bande

Les performances obtenues lors de cette étude sont également comparées à quelques travaux de circulateurs large bande, présentés dans la littérature, afin de confirmer les bonnes performances obtenues.

	Circulateur à éléments localisés [IV.12]	Circulateur microruban [IV.13]	Circulateur triplaque [IV.13]	Nos résultats
Bande passante	[260-390] MHz	[8 - 12] GHz	[2.6-5.2] GHz	[5-10.5] GHz
Pourcentage de B.P (%)	40	40	67	70
 S₁₁ (dB)	28	18	20	17
 S₂₁ (dB)	0.7	0.5	/	0.4
 S₃₁ (dB)	30	20	20	18

Tableau IV.3: *Etude comparative entre le circulateur large bande obtenu par notre méthodologie et quelques travaux de la littérature*

Les performances répertoriées dans le Tableau IV.3 mettent en relief les résultats obtenus par notre méthodologie, par rapport à l'état de l'art, en termes de compromis entre le pourcentage de bande passante, les pertes d'insertion et les niveaux d'adaptation/isolation dans la bande. Ainsi, ces résultats satisfont amplement les objectifs initialement fixés dans ce chapitre. Ces bonnes performances ont été possibles par l'utilisation de la topologie triplaque. Cependant cette topologie reste volumineuse et si le but est de viser des applications où la compacité est une exigence principale, il faudra se diriger vers des topologies planaires qui sont plus compactes.

V - Conclusion du chapitre IV

Dans ce quatrième chapitre, nous nous sommes focalisés sur l'optimisation de la bande passante des circulateurs à ferrite, par la reprise d'une approche analytique existante. En effet, nous sommes parvenus à démontrer la faisabilité des circulateurs ultra-large bande, par la compréhension approfondie de cette méthode, que nous avons ensuite optimisée pour aboutir à une méthode de conception numérique complète. Cette méthode a été appliquée sur un exemple concret de circulateur triplaque. D'une part, l'analyse électromagnétique a démontré un fonctionnement du circulateur à 70 % de bande passante, et d'autre part l'étude magnétostatique qui lui est complémentaire, a permis d'étudier les aimants adéquats pour un fonctionnement optimal, tout en considérant la non-uniformité du champ magnétique statique mis en jeu. La méthodologie a été finalement validée par la réalisation d'un prototype, dont les performances sont en bon accord avec les résultats numériques. Cependant, la taille finale du dispositif est conséquente ($\approx 1,01.\lambda$), et peu avantageuse pour certaines applications où la compacité des dispositifs RF est indispensable.

De ce fait, le dernier chapitre de ce manuscrit de thèse sera dédié aux topologies planaires des circulateurs, qui suscitent de nos jours un intérêt majeur dans les systèmes RF modernes.

VI - Bibliographie du chapitre IV

- [IV.1] J.W. Simon “*Broadband Strip-Transmission Line Y-Junction Circulators*,” IEEE on MTTs, Mai 1965, pp. 335-345.
- [IV.2] Y. S. Wu et F. J. Rosenbaum, “*Wide-band operation of microstrip circulators*”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques., vol. MTT-22, no. 10, pp. 849–856, Oct. 1974.
- [IV.3] H. Bosma, “*On stripline Y-circulation at UHF*”, Proceedings of IEEE- Part B: Electronic and Communication Engineering - Institution of Electrical Engineers, pp 137-146, Jan 1962.
- [IV.4] J. B. Davies and P. Cohen, « *Theoretical Design of Symmetrical Junction Stripline Circulators* », IEEE Transactions on MTT, November 1963, pp. 506-512.
- [IV.5] S. Ayter and Y. Ayasli, “*The frequency behavior of stripline circulator junctions*,” IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 26, no. 3, 1978.
- [IV.6] J. Helszajn, “*Operation of tracking circulators*”, IEEE Trans. vol MTT-29, NO. 7, July 1981.
- [IV.7] J. Helszajn, “*Synthesis of octave-band quarter-wave coupled semi-tracking stripline junction circulators*”, IEEE Trans. on MTT, vol. 43, 3, March 1995.
- [IV.8] D. Polder, “*On the theory of ferromagnetic resonance*”, Philos. Mag., vol. 40, 1949, p. 99-115.
- [IV.9] G. L. Matthaei, L. Young and E. M. T. Jones, “*Microwave Filters, Impedance-Matching Networks and Coupling Structures*”, by BookMart Press, North Bergen, NJ, USA, November, 1985.
- [IV.10] R. E. Collin, “*Foundations for Microwave Engineering, Second Edition*”, The IEEE Press Series on Electromagnetic Wave Theory, 2001.
- [IV.11] Exxelia Temex, “*Microwave Ferrite and FDA*”, www.exxelia.com/uploads/PDF/d-series-v1.pdf

- [IV.12] H. Dong et al. "*A Wide-Band, High Isolation UHF Lumped-Element Ferrite Circulator*", IEEE Microwave And Wireless Components Letters, Vol. 23, No. 6, June 2013
- [IV.13] V. V K Thalakkatukalathil et al. "*Electromagnetic modeling of anisotropic ferrite—Application to microstrip Y-junction circulator design*", Journal of Applied Physics, 123, 234503 (2018).
- [IV.14] J. Helszajn, "*Synthesis of octave-band quarter-wave coupled semi-tracking stripline junction circulators*", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 43, 3, March 1995.

Chapitre V

CONCEPTION ET REALISATION DE CIRCULATEURS MICRORUBANS

I - INTRODUCTION.....	144
II - CONCEPTION ET REALISATION DE CIRCULATEUR MICRORUBAN EN BANDE ETROITE	146
<i>II.1 - Validation du concept de gravure de ligne sur substrat ferrite.....</i>	<i>146</i>
II.1.1 - Design du circulateur microruban.....	148
II.1.2 - Analyse électromagnétique.....	149
a) Dimensionnement de la jonction.....	149
b) Etude de la transition microruban-coplanaire.....	151
II.1.3 - Etude magnétostatique	153
II.1.4 - Validation expérimentale.....	155
III - CONCEPTION DE CIRCULATEUR MICRORUBAN EN BANDE X	159
IV - CONCLUSION DU CHAPITRE V	163
V - BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V	164

I - Introduction

Les travaux menés dans les chapitres précédents ont été dédiés à la topologie triplaque qui est la plus commune dans l'industrie des circulateurs hyperfréquences. Cependant, cette topologie est assez encombrante, surtout quand il s'agit d'applications pour lesquelles la compacité et l'intégration des dispositifs RF est une exigence de premier ordre.

De ce fait, les circulateurs en technologie planaire se sont beaucoup développées dans le domaine des hyperfréquences, en raison de leurs multiples avantages, parmi lesquelles nous pouvons citer la compacité et l'intégration au cœur des chaînes de communication RF. Pour certaines applications, ce critère s'avère clairement avantageux face à la technologie triplaque connectisée. Par conséquent, les circulateurs microrubans ont pris de l'ampleur ces dernières années, d'autant plus que leur théorie est très proche de celle développée pour les circulateurs triplaques [V.1]-[V.3].

Cependant, un tour d'horizon des travaux présentés dans la littérature a pu mettre en relief la limitation majeure de cette technique qui se manifeste dans les pertes d'insertion du dispositif. Ceci est principalement lié à l'élaboration des matériaux ferrite-diélectrique, ainsi qu'aux différentes techniques de dépôts du conducteur central dont la qualité peut facilement avoir une influence sur les performances du circulateur.

Dans des travaux récents [V.4], les auteurs ont proposé un processus modifié de fabrication de circulateur en technologie LTCC (Low Temperature Co-fired Ceramic) à une température de frittage optimisée. Ils ont également remplacé la forme cylindrique classique du conducteur central par une forme triangulaire [V.5]. Les résultats expérimentaux obtenus ont montré une isolation inférieure à -15 dB dans la bande [12.5 GHz – 13.5 GHz], mais le coefficient de transmission s'élève à -2 dB ce qui demeure relativement élevé pour un circulateur passif. Dans des travaux antérieurs [V.6], la technologie LTCC a été également démontrée pour la réalisation d'un circulateur opérant autour de 7.5 GHz. En dépit des bonnes performances obtenues en termes d'isolation (-25 dB à 7.5 GHz), les pertes d'insertion sont encore une fois élevées puisqu'ils sont mesurées à -1.7 dB. De meilleures performances d'un circulateur microruban ont pu être démontrées dans un papier plus récent [V.7], à travers à une analyse électromagnétique couplée au modèle de tenseur généralisé (GPT) et un solveur magnétostatique développé par les auteurs. Un phénomène de circulation couvrant

toute la bande X [8 GHz – 12 GHz] a été obtenu avec une transmission faible perte (-0.5 dB) et un bon niveau d'isolation et d'adaptation (<-20 dB). Cependant, une interrogation se pose tout de même sur le coût de la technologie LTCC pour une production massive à l'échelle industrielle.

Dans ce chapitre, notre principal objectif est de migrer vers la topologie microruban afin de répondre à ces différents besoins, tout en gardant des performances élevées, au-delà de l'état de l'art, et qui soient les plus cohérents possibles avec la méthodologie proposée. Tout d'abord, le principe de dépôt de couche métallique sur un substrat ferrite sera validé. Une conception complète de circulateur microruban à bande passante étroite suivra. Des résultats expérimentaux viendront valider la méthodologie proposée. Une fois la démarche mise en œuvre et validée, un deuxième exemple présentant une plus large bande passante sera mené, sur lequel nous appliquerons la méthode du « continuous tracking circulator » étudiée dans le chapitre précédent.

II - Conception et réalisation de circulateur microruban en bande étroite

II.1 - Validation du concept de gravure de ligne sur substrat ferrite

Cette première étude n'est pas destinée à besoin réel en termes de spécifications. Elle sera plutôt menée dans le but de démontrer notre capacité à graver des lignes métalliques sur substrat ferrite. Au sein du laboratoire XLIM, nous disposons d'une salle blanche où il est possible de métalliser des substrats de ferrite et de réaliser des lignes coplanaires par photolithographie. Afin d'obtenir des épaisseurs d'or plus importantes, de l'ordre de $5\mu\text{m}$ dans ce cas, une électrolyse d'or est faite suivie d'une gravure chimique humide. Le ferrite choisi pour cette étude est de type grenat (Y36) et est fourni par la société Exxelia Temex. Il se caractérise par des faibles pertes magnétiques hors-gyrorésonance (ΔH_{eff}), ce qui est avantageux pour la réalisation de circulateur fonctionnant loin de la gyrorésonance. De plus, ce matériau présente une forte densité nous permettant d'obtenir des finitions avec de faibles rugosités allant jusqu'au polie-miroir. Une première étude a été faite pour déterminer quelle rugosité est tolérable ou non pour des applications hyperfréquences. Pour cela, des lignes coplanaires dont les dimensions ont été optimisées pour à la fois obtenir une impédance caractéristique de $50\ \Omega$ et permettre leurs mesures sous pointes GSG (Ground-Signal-Ground), ont été simulées (Figure V.1) puis fabriquées (Figure V.2) sur des substrats de Y36 possédant deux types de rugosité différentes $R_a=0.35\ \mu\text{m}$ et $R_a=0.05\ \mu\text{m}$ (polie-miroir). Afin de voir la reproductibilité des résultats, différentes longueurs de lignes ont été fabriquées sur un même substrat de ferrite. La Figure V.2(b) présente les paramètres S mesurés et simulés d'une ligne coplaire de longueur 2 mm.

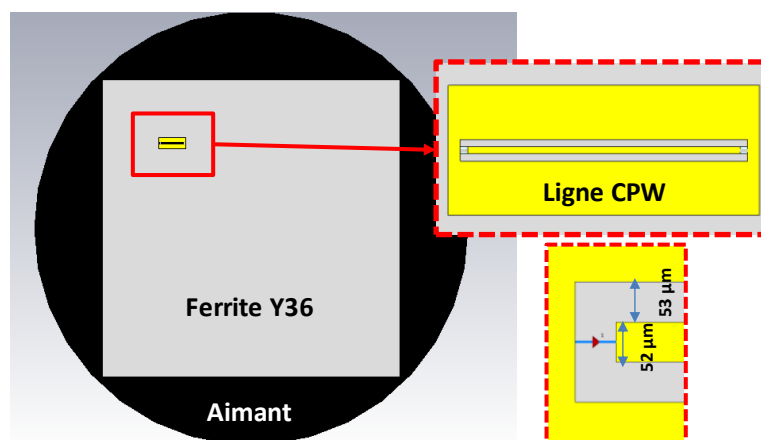


Figure V.1 : Modélisation d'une ligne coplaire sur substrat ferrite Y36

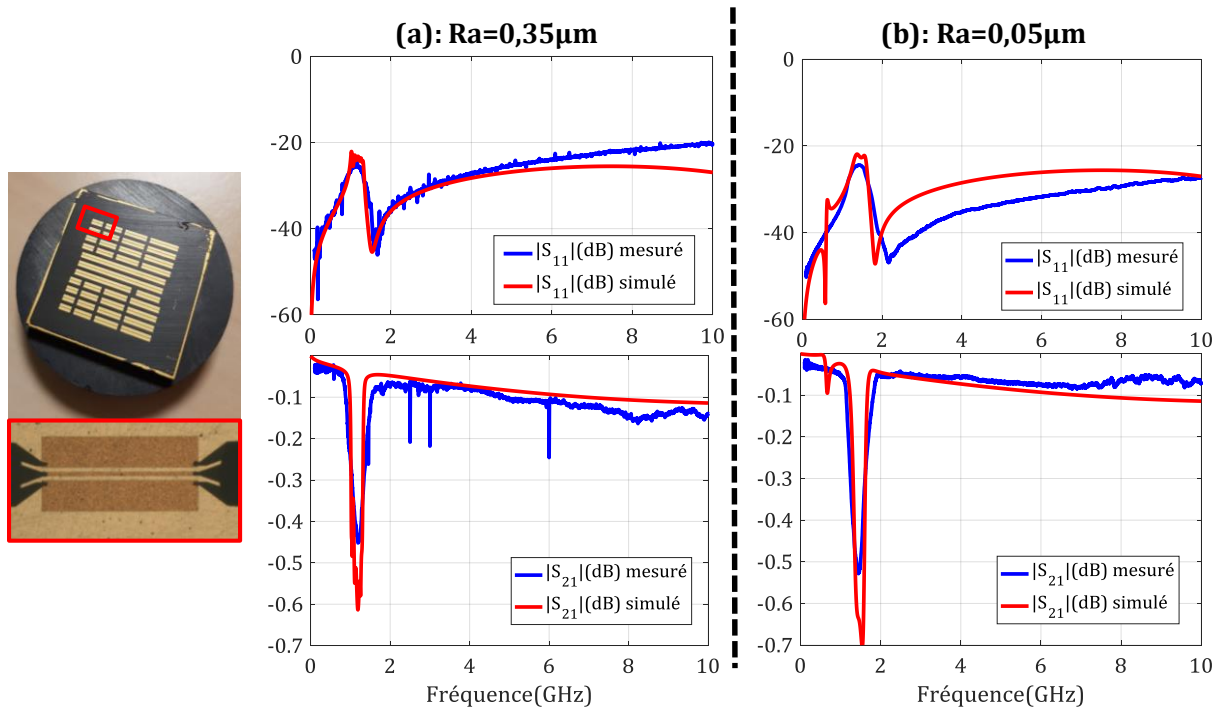


Figure V.2 : (a) Réalisation de ligne coplanaire sur substrat ferrite et mesure sous pointe (b) Comparaison des résultats numériques et expérimentaux du coefficient de transmission

Les paramètres S mesurés montrent des réponses bruitées lorsque la rugosité du substrat de ferrite est égale à $0,35 \mu\text{m}$ alors qu'ils sont stables et sans aucune ondulation pour $Ra=0,05 \mu\text{m}$. Nous voyons donc l'intérêt pour la suite de nos travaux de sélectionner des substrats ferrite dont la densité permet d'avoir une finition possédant une rugosité très faible, voire d'être polie-miroir.

D'autre part, les courbes numériques et expérimentales sont en très bon accord et ces lignes se caractérisent par des faibles pertes, autour de $-0,1 \text{ dB}$ pour une mesure allant de 2 à 10 GHz, ce qui met en valeur les performances du dépôt d'or réalisé, ainsi que les faibles pertes du matériau ferrite choisi. Le pic autour de 1 GHz est lié à la zone de résonance gyromagnétique (Figure V.2), calculée à $f=1,26 \text{ GHz}$ pour un champ interne homogène à 450 Oe.

Par la suite nous choisirons des substrats avec une finition polie-miroir pour la conception de circulateur microstrip afin d'éviter tout bruit de mesure et garantir de meilleures performances.

II.1.1 - Design du circulateur microruban

Le premier circulateur étudié a pour but de valider la fonction de circulation aussi bien en mesure qu'en simulation d'un circulateur microruban à travers la technique de dépôt de ligne décrite précédemment. La bande de fonctionnement du circulateur est fixée autour de 5.7 GHz. Pour une telle fréquence de circulation, le fonctionnement en champ faible est privilégié. Un champ interne homogène est fixé à 32 kA/m (400 Oe), impliquant une fréquence gyromagnétique à 1120 MHz (très inférieure à la fréquence de circulation $f=5.7$ GHz). Le ferrite de type Y36 identique à celui utilisé précédemment est conservé, en raison de ses faibles pertes magnétiques hors gyrorésonance, et aussi du fait qu'il est possible d'obtenir ses faces en polie-miroir.

Dans le cas d'une conception microruban, il est nécessaire de considérer un milieu diélectrique ou ferrite, jouant le rôle de substrat sur lequel viendront se poser les lignes d'accès. Pour ce faire, deux solutions peuvent être envisagées et sont présentées sur la Figure V.3. D'une part, il existe la technique d'élaboration de résonateurs composites (ferrite/diélectrique) à travers des méthodes de cofrittage, comme le montrent les travaux mentionnés précédemment [V.6], [V.7]. D'autre part, il est également possible d'exploiter la propriété diélectrique du matériau ferrite lorsqu'il n'est pas aimanté, pour en faire un substrat homogène sur lequel le conducteur métallique est réalisé, mais en n'aimantant que la partie centrale.

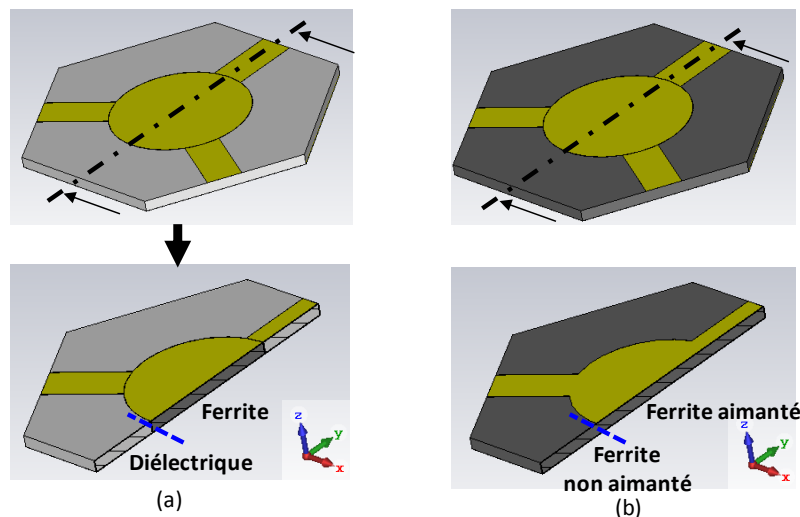


Figure V.3 : Deux méthodes d'élaboration de circulateurs microruban (a) ferrite / diélectrique (b) ferrite aimanté seulement au centre

Afin de minimiser les coûts de réalisation, nous avons opté pour la deuxième alternative. Une première analyse électromagnétique a été effectuée et sera l'objet de la section suivante.

II.1.2 - Analyse électromagnétique

a) Dimensionnement de la jonction

Les équations simplificatrices de Bosma ont été appliquées pour dimensionner la jonction à ferrite (Equations (IV.10) et (IV.11)). L'application numérique de ces équations a donné une première estimation du rayon du résonateur central : $R=4.18$ mm, ainsi que de la largeur des lignes d'accès $W=1.24$ mm. Ceci conduit à un premier résultat numérique obtenu sur CST Studio Suite et présenté sur la Figure V.4.

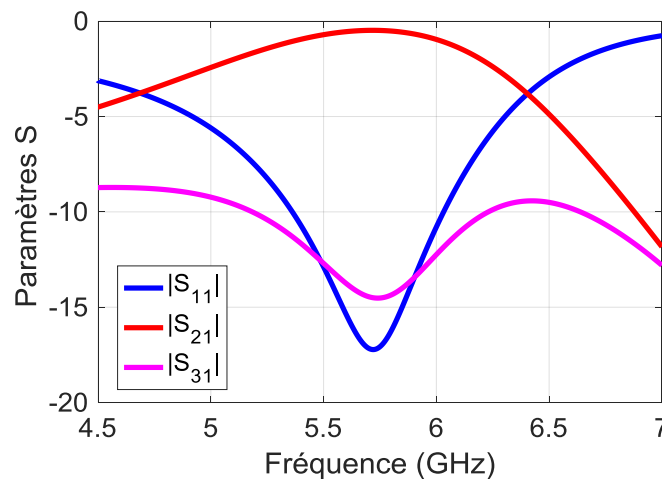


Figure V.4 : Premier résultat numérique obtenu selon le dimensionnement analytique donné par les équations de Bosma

Ce résultat montre qu'il existe un phénomène de circulation mais celui-ci est relativement dégradé puisque les paramètres d'adaptation et d'isolation ($|S_{11}|$ et $|S_{31}|$ respectivement) sont au-dessus de -20 dB et les pertes ($|S_{21}|$) sont importantes. A priori, un phénomène de « sur-couplage » des deux modes à polarisation inverse a eu lieu, ce qui a engendré le dépassement du point de fonctionnement optimal, et donc la dégradation de l'isolation et de l'adaptation. Pour agir dans le sens inverse à ce

phénomène de sur-couplage, la largeur de la ligne d'accès W doit être diminuée. Une étude paramétrique de cette largeur est montrée sur la Figure V.5.

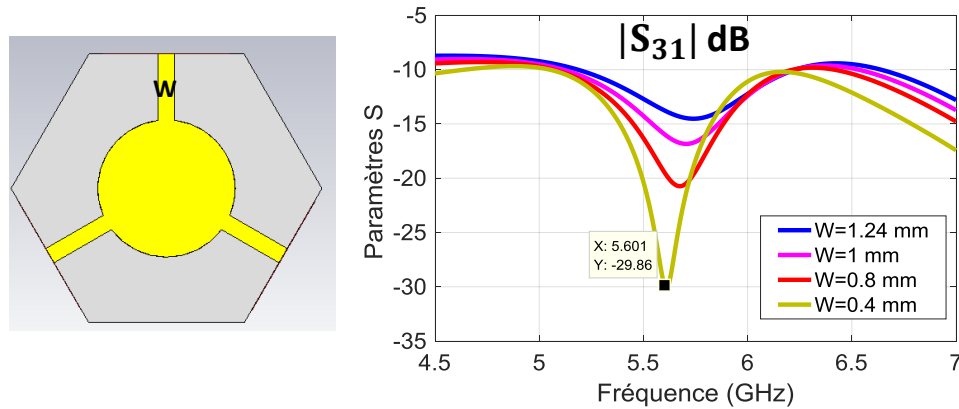


Figure V.5 : Etude paramétrique de la largeur des lignes d'accès, optimisation de la fonction de circulation pour un rayon fixe $R = 4.18$ mm

Cette figure met en évidence que la diminution de la largeur des lignes d'accès a permis d'améliorer le niveau d'isolation. Cependant, ceci a impliqué un décalage fréquentiel vers les basses fréquences. Pour le compenser, une deuxième optimisation a été effectuée sur le rayon du disque central et est présentée sur la Figure V.6.

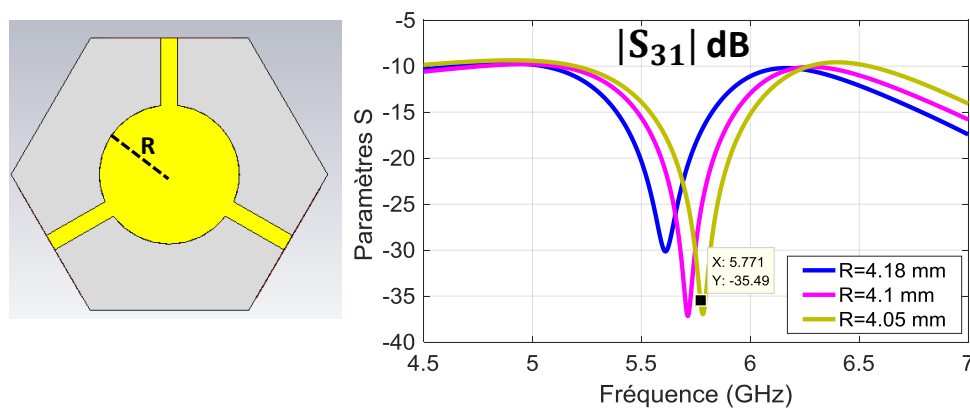


Figure V.6 : Etude paramétrique du rayon du disque central de ferrite, optimisation de la fonction de circulation pour une largeur de ligne fixe $W = 0.4$ mm

La diminution du rayon R permet de décaler la fréquence de fonctionnement vers les hautes fréquences. Il est donc possible de recentrer la réponse du circulateur autour de la fréquence de circulation visée à 5.7 GHz. Après une optimisation simultanée des deux paramètres, il a été constaté que la réponse optimale du circulateur est obtenue à

5.75 GHz pour un rayon de 4.05 mm et une largeur de ligne de 0.4 mm (Figure V.6). De faibles pertes d'insertion de l'ordre de -0.5 dB sont obtenues, ainsi qu'une isolation et une adaptation inférieures à -20 dB sur 250 MHz de bande passante (Figure V.7).

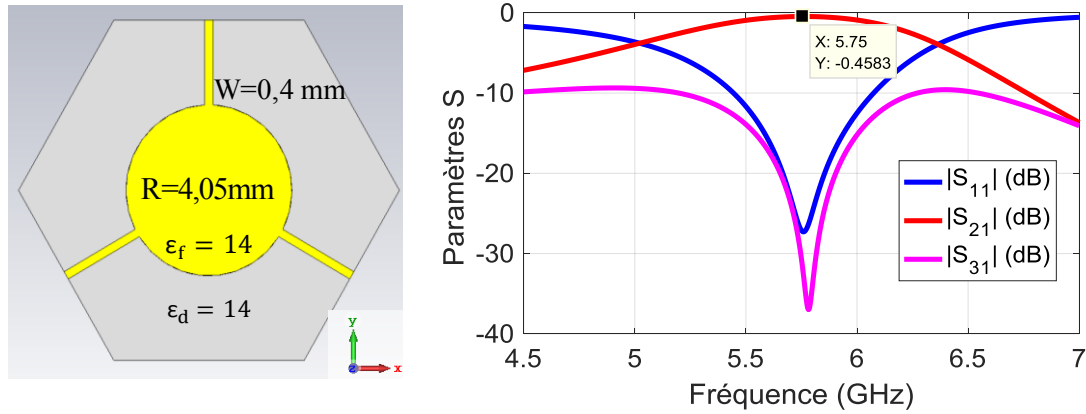


Figure V.7 : Paramètres S de la jonction optimisée : $R = 4.05 \text{ mm}$, $W = 0.4 \text{ mm}$

L'étape suivante est la liaison de ce dispositif avec un dispositif de mesure adapté sur 50Ω . Une mesure sous pointes (« Ground-Signal-Ground ») sera effectuée nécessitant un accès coplanaire et donc une étude de la transition de la topologie microruban vers la topologie coplanaire est nécessaire.

b) Etude de la transition microruban-coplanaire

Plusieurs techniques ont été présentées dans la littérature pour démontrer la faisabilité de la transition entre une ligne microruban et une ligne coplanaire [V.8], [V.9]. Elles se basent généralement sur le rajout de stubs radiaux ou de plusieurs sections de transformateurs, ce qui demeure assez encombrant. Dans une publication plus récente [V.10], une topologie peu gourmande en taille et à faibles pertes de transmission a été mise en œuvre. Elle consiste à relier la ligne microruban avec la section centrale de la ligne coplanaire via un taper dont la longueur dépend de la fréquence de travail. Une section triangulaire est également rajoutée aux plans de masse de la ligne CPW. Ses dimensions ont également une influence sur la transition (Figure V.8).

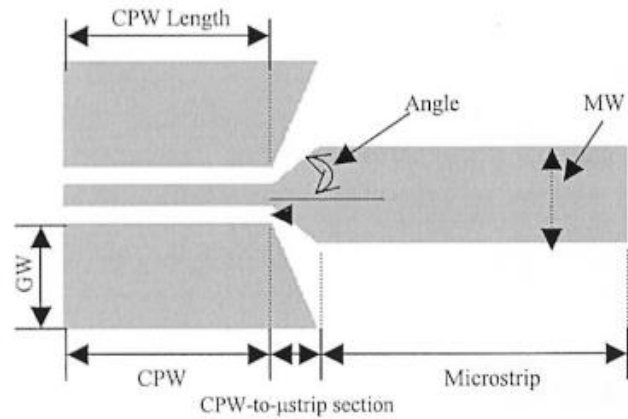


Figure V.8 : Topologie de transition micristrip – CPW proposée dans [V.10]

En se basant sur les performances démontrées par cette technique [V.10], nous nous en sommes inspirés pour relier la jonction à ferrite développée précédemment avec des accès coplanaires. La longueur du stub a été optimisée numériquement pour avoir un maximum d'adaptation à $f=5.75$ GHz (Figure V.9) et les dimensions de la ligne CPW ont été déterminées pour avoir une impédance caractéristique de 50Ω et un gap compatible avec les pointes.

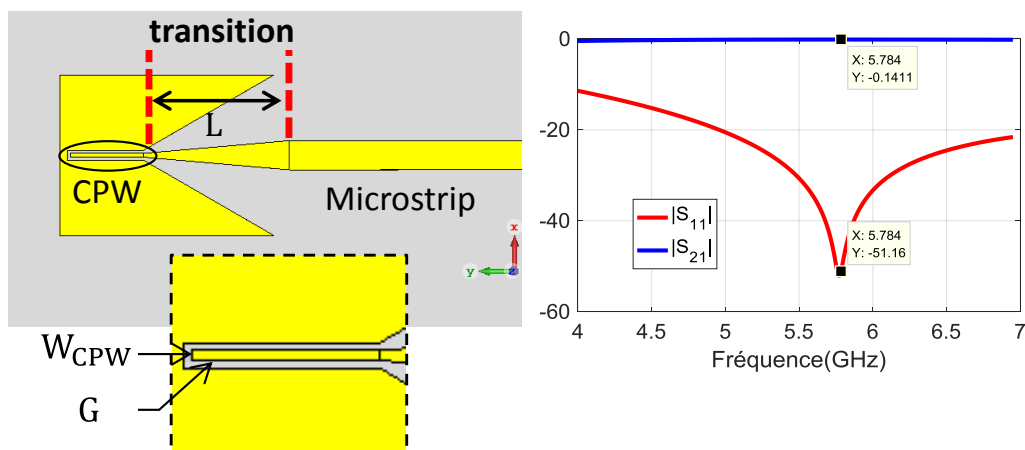


Figure V.9 : Optimisation de la transition microruban-coplanaire à $f=5.75$ GHz ;
 $L = 2\text{mm}$, $W_{CPW}=52\mu\text{m}$, $G=42 \mu\text{m}$

La Figure V.10 présente la structure finale du circulateur intégrant les accès coplanaires. Les ports d'excitation sont maintenant considérés sur le logiciel CST comme

des ports discrets, normalisés à 50Ω , pour se mettre en conditions de mesure sous pointes.

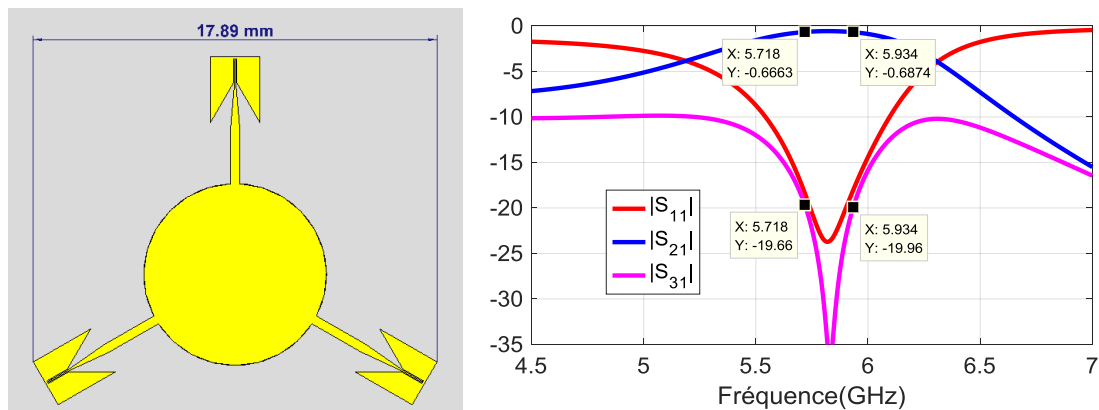


Figure V.10 : Performances simulées du circulateur après intégration des accès coplanaires

La Figure V.10 montre que le phénomène de circulation est conservé. Cependant, la transition microruban-coplanaire implique des pertes d'insertion supplémentaires et les pertes totales s'élèvent maintenant à -0.7 dB pour 220 MHz de bande passante (Figure V.10). La taille globale du circulateur est de l'ordre de 18 mm ($\approx 0.34\lambda_0$), ce qui demeure clairement avantageux par rapport à la structure triplaqué étudiée dans le premier chapitre ($31 \text{ mm} \approx 0.63\lambda_0$), pour les mêmes gammes de fréquence.

Ayant toujours l'objectif d'assurer plus de fiabilité et de précision à la simulation du circulateur, l'analyse électromagnétique est maintenant complétée par une étude magnétostatique, d'une part pour prévoir le type et la taille des aimants requis pour le fonctionnement du dispositif, et d'autre part pour prendre en compte la non-uniformité du champ magnétique statique impliqué.

II.1.3 - Etude magnétostatique

Rappelons que toute l'analyse EM menée précédemment est basée sur un champ interne homogène égal à 32 kA/m ($\approx 400 \text{ Oe}$). En se basant sur le fait que le ferrite Y36 est un grenat facile à aimanter ($4\pi M_s \approx 290 \text{ G}$), les aimants sont choisis de type ferrite, connus pour leur faible champ rémanent ($\leq 0.4 \text{ T}$).

Dans le cas des circulateurs microrubans, une nouvelle contrainte s'ajoute à l'étude de l'aimant permanent. Ce dernier est posé directement sur le conducteur central

et donc le moindre contact avec les lignes d'accès pourrait engendrer une influence sur la réponse du circulateur. En effet, contrairement aux ferrites qui se caractérisent par une résistivité élevée en hyperfréquence, les aimants sont considérés comme un matériau métallique, et peuvent donc « court-circuiter » les lignes de transmission. De ce fait, une limitation sur le rayon est donc imposée et celui-ci ne doit pas dépasser la partie centrale du conducteur de la jonction. Cette limitation implique d'autre part une forte non-homogénéité du champ interne, comme il a été mentionné dans les chapitres précédents. Une étude magnétostatique s'avère donc indispensable.

En fonction de ces considérations, le rayon de l'aimant a été fixé à 4 mm, légèrement inférieur à celui du conducteur central ($R=4.05$ mm). La seule variable ici est donc sa hauteur, qui sera optimisée jusqu'à ce que la distribution du champ interne converge vers la valeur fixée dans l'étude EM (32 kA/m). Rappelons que cette optimisation s'effectue pour un champ démagnétisant calculé en fonction des dimensions du résonateur ferrite. Nous traçons ainsi la non-uniformité radiale des trois champs statiques mis en jeu : champ appliqué, démagnétisant et interne (Figure V.11).

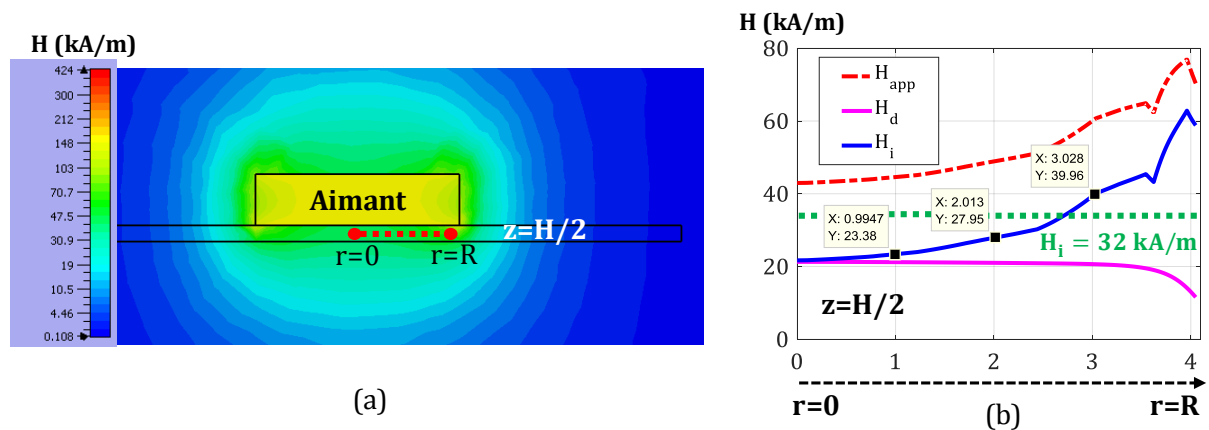


Figure V.11 : (a) Distribution inhomogène du champ magnétique appliqué dans l'entrefer dans le plan (xOz) , (b) Variation radiale des champs appliqué, démagnétisant et interne en $z=H/2$: champ interne autour de 32 kA/m

L'objectif étant d'obtenir la valeur homogène de 32 kA/m de champ interne considérée au cours de l'étude hyperfréquence, une hauteur d'aimant de 2 mm a été choisie. Néanmoins, la non-uniformité de ce champ demeure non-négligeable, et sa prise en compte dans l'étude électromagnétique est donc indispensable pour étudier son

influence sur les paramètres S du circulateur. Le champ interne inhomogène est donc une nouvelle fois modélisé par plusieurs zones concentriques dans lesquelles différentes valeurs de H_i sont définies. La comparaison des deux résultats issus respectivement d'un champ homogène (32kA/m) et d'un champ inhomogène est illustrée dans la Figure V.12.

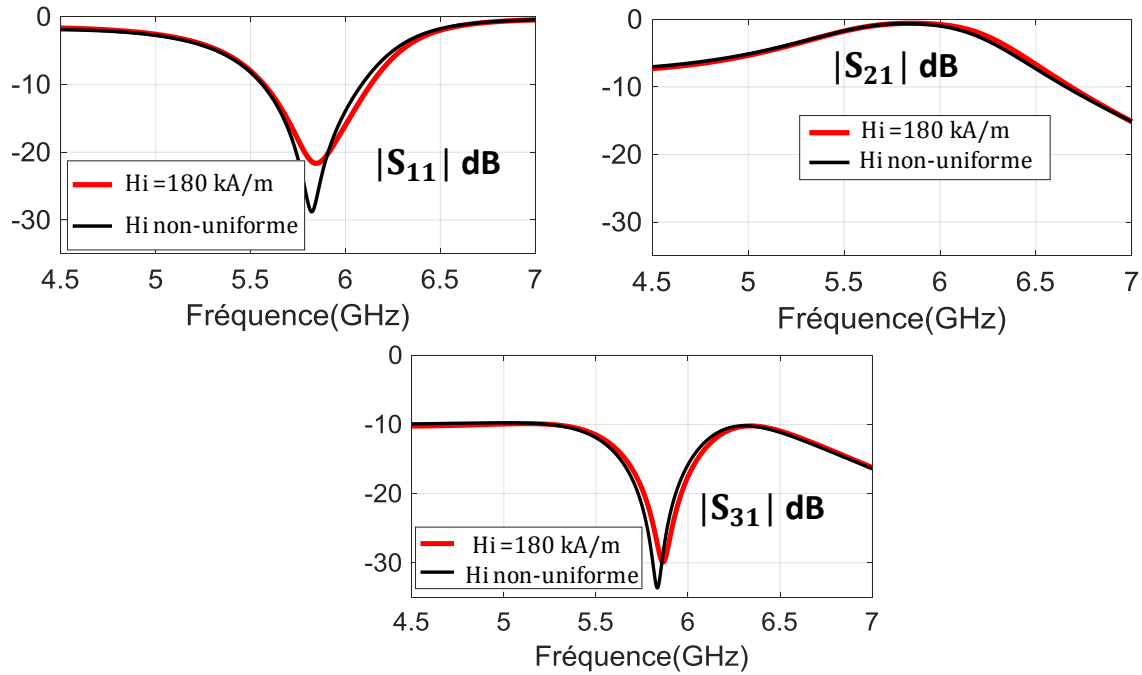


Figure V.12 : Etude comparative entres les paramètres S issus d'un champ interne homogène égal à 32 kA/m et de la co-simulation MS-EM

Cette étude montre que les performances sont globalement conservées et nous permet de nous assurer que la non-homogénéité du champ interne n'influe pas considérablement sur la réponse du circulateur. Un niveau d'adaptation et d'isolation est conservé en-dessous de -20 dB sur une bande passante de 220 MHz, centrée sur $f=5.8$ GHz.

Afin de valider expérimentalement ces résultats de conception, un prototype de circulateur microruban est réalisé, en respectant les paramètres physiques et géométriques impliqués dans la modélisation numérique qui vient d'être développée.

II.1.4 - Validation expérimentale

La réalisation du circulateur microruban a été effectuée au sein du laboratoire Xlim en suivant le même process technologique que celui décrit lors de la réalisation de

la ligne coplanaire. La couche d'or qui en est issue est obtenue avec une épaisseur de 5 μm environ. Le substrat utilisé est de type grenat Y36, fourni par la société Exxelia Temex, d'une surface de 50 mm^2 et d'une épaisseur de 0.635 mm. Un polissage a été appliqué à ses deux faces, afin de viser de meilleures performances. Quatre motifs de circulateurs ont été réalisés sur le même substrat dans le but d'évaluer la reproductibilité de ce type de circuit, à l'échelle industrielle massive (Figure V.13).

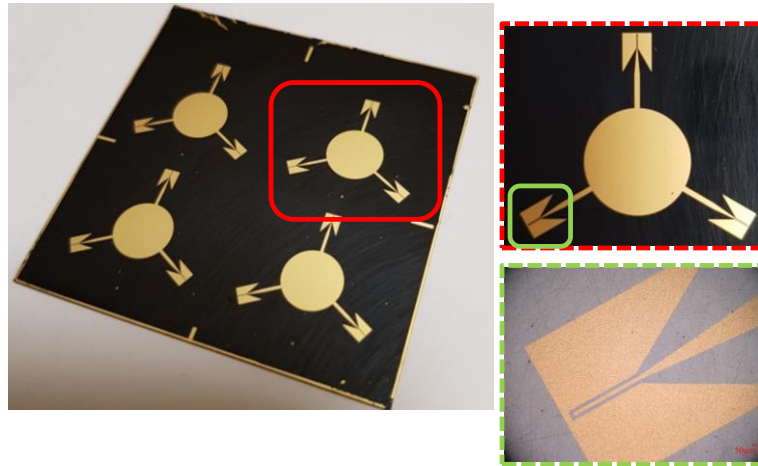


Figure V.13 : Réalisation du circulateur microruban, gravure du conducteur central sur le substrat ferrite par la technique d'électrolyse

Les paramètres S du circulateur ont été mesurés sous pointes comme présentés Figure V.14(a), par le biais d'un analyseur vectoriel « Rohde&Shwarz ZVA 10MHz-24GHz ». L'aimant permanent a été posé sur l'un des motifs (Figure V.14(b)), en évitant tout contact brusque avec les pointes pour de ne pas les endommager.

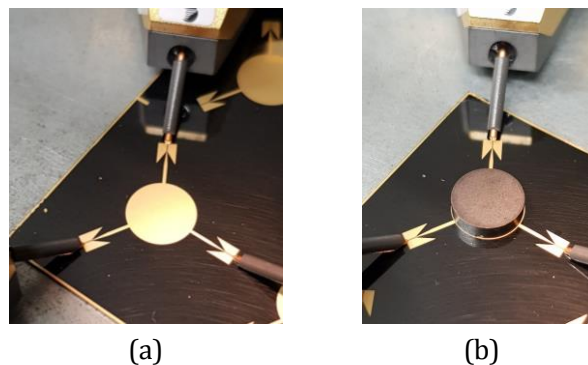


Figure V.14 : Mesure sous pointes du circulateur microruban (a) sans aimant (b) avec aimant

Les premiers résultats obtenus par ces mesures sont illustrés sur la Figure V.15.

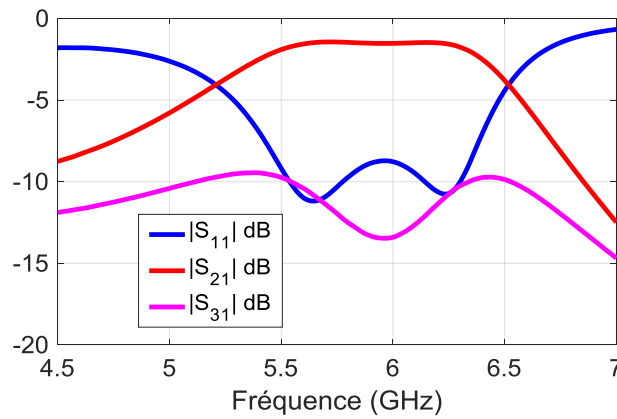


Figure V.15 : Premiers résultats expérimentaux : Dégradation des paramètres S

D'un premier abord, les résultats expérimentaux obtenus ne correspondent pas au phénomène de circulation attendu. La fréquence centrale de la bande est aux alentours de 6 GHz, ce qui pourrait être traduit théoriquement par une augmentation du champ interne. Par ailleurs, le niveau d'isolation est supérieur à -15 dB, ce qui demeure insatisfaisant. En investiguant ces premiers résultats obtenus, il s'est avéré, à travers l'utilisation d'un gaussmètre, que le support métallique du banc de mesure, qui est à base de fer, contribue à intensifier le champ magnétique appliqué par l'aimant permanent. Le champ interne qui en résulte est donc bien supérieur à celui requis pour le fonctionnement optimal du circulateur. A l'issue de cette constatation, et afin de s'en assurer, une rétro-simulation magnétostatique, présentée sur la Figure V.16, est effectuée en modélisant le support métallique sur lequel est posé le prototype mesuré.

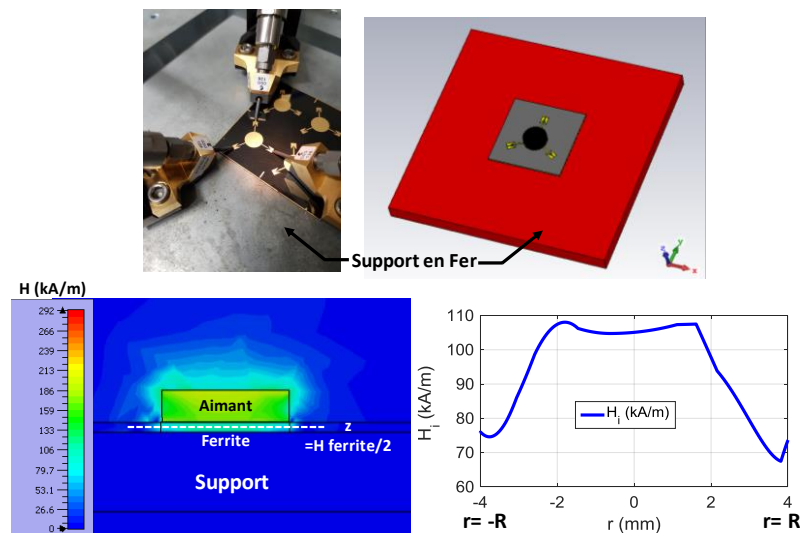


Figure V.16 : Rétro-simulation magnétostatique : Prise en compte du support en fer et nouvelle détermination du champ interne

Le résultat de rétro-simulation obtenu permet d'affirmer que le champ magnétique interne a bien été amplifié à cause du contact direct du circulateur avec le support du banc de mesure. Ce champ a augmenté d'une valeur moyenne de 32 kA/m à 100 kA/m (Figure V.16). Pour remédier à cela, un isolant à base de Rohacell (de permittivité proche de 1) a été inséré entre le circulateur et ce support métallique, et dont le rôle est d'éviter toute contribution externe à l'amplification du champ appliqué par les aimants. Le circulateur est de nouveau mesuré et nous obtenons les paramètres S présentés sur la Figure V.17. Ils sont comparés avec les résultats numériques obtenus par la simulation électromagnétique.

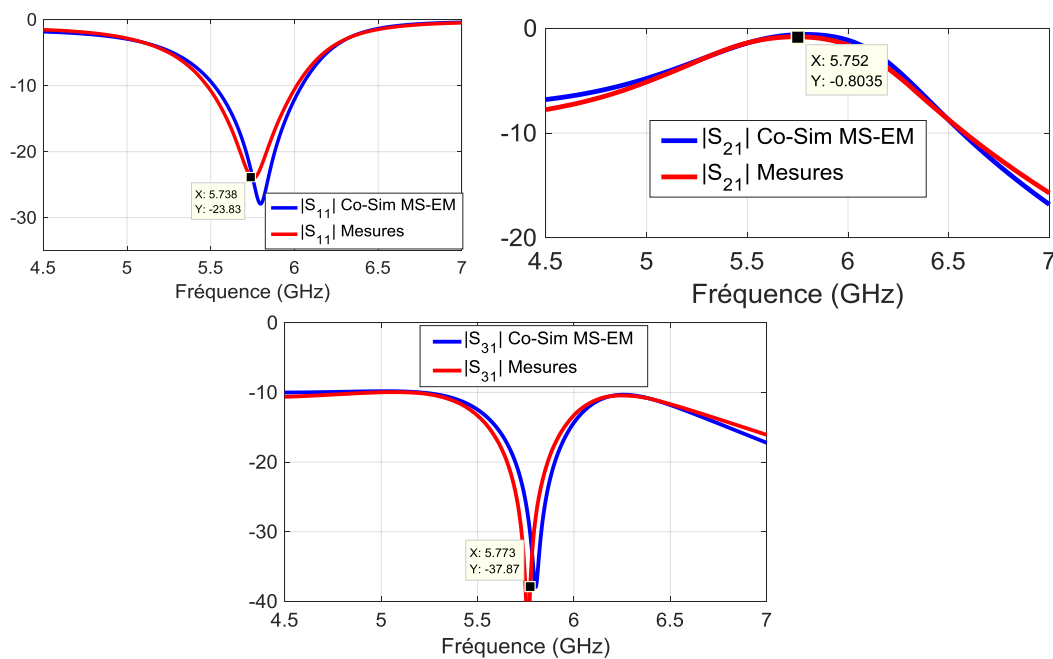


Figure V.17 : Comparaison des paramètres S numériques et expérimentaux après avoir séparé le circulateur du support métallique

La comparaison des résultats numériques et pratiques illustre un excellent accord entre les simulations et les mesures. Les pertes d'insertion mesurées sont de l'ordre de -0.8 dB dans une bande de circulation de 200 MHz à -20 dB. Nous pouvons en déduire que ces résultats allient une méthodologie fiable et une technique de réalisation performante, et ceci se traduit par le décalage fréquentiel entre les simulations et les mesures qui est calculé à 50 MHz, soit à un pourcentage d'erreur presque négligeable (0.8 %). Par ailleurs, la reproductibilité des performances du dispositif a également été vérifiée par la mesure de deux circulateurs sur la même plaquette présentée dans la

Figure V.13. Ceci a aussi permis de valider que la polarisation de deux circulateurs « voisins » par deux aimants distincts ne perturbe pas les performances attendues (Figure V.18).

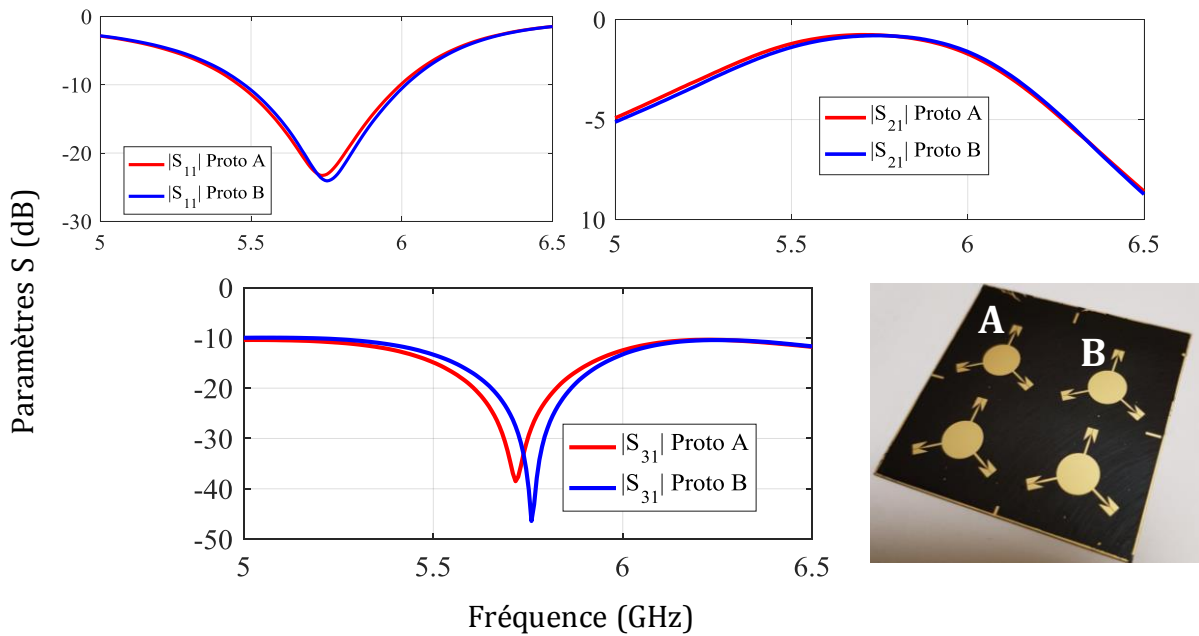


Figure V.18 : Comparaison des paramètres S mesurés pour deux circulateurs voisins : validation de la reproductibilité des performances

Une fois cette première approche de circulateur microruban validée, une deuxième étude a été également menée dans le but d'élargir la bande passante du dispositif.

III - Conception de circulateur microruban en bande X

Cette partie va décrire brièvement la modélisation d'un circulateur microruban, opérant sur toute la bande X allant de 8 GHz à 12 GHz, en appliquant la démarche de fonctionnement large bande élaborée dans le chapitre IV.

La première étape consiste à choisir le matériau ferrite adéquat en termes d'aimantation à saturation, en fonction de la fréquence de travail. Rappelons que pour obtenir un fonctionnement large bande basé sur la technique d'alignement d'impédance [V.3], il est nécessaire que la fréquence centrale de circulation soit au milieu de la bande fréquentielle $[f_m, 2f_m]$, ce qui implique que $f_m = \frac{2}{3}f_{\text{circ}}$. En suivant ce principe, un matériau ferrite de type spinelle TT1-2500 [V.11] de $4\pi M_s$ autour de 2500G a été choisi.

Il possède une constante diélectrique de l'ordre de 13 et une faible tangente de pertes ($<5.10^{-4}$). Quant au champ interne, il est initialement fixé à une valeur homogène de 10 kA/m, pour se mettre en condition champ faible ($f_r < f_{circ}$).

Ensuite, la largeur angulaire des lignes d'accès ψ est déterminée en fonction du rapport ϵ_f/ϵ_d , qui est dans notre cas égal à 1. En effet, nous allons suivre le même principe que précédemment, en utilisant un substrat ferrite homogène dont nous n'aimantons que la partie circulaire délimitée par le conducteur central.

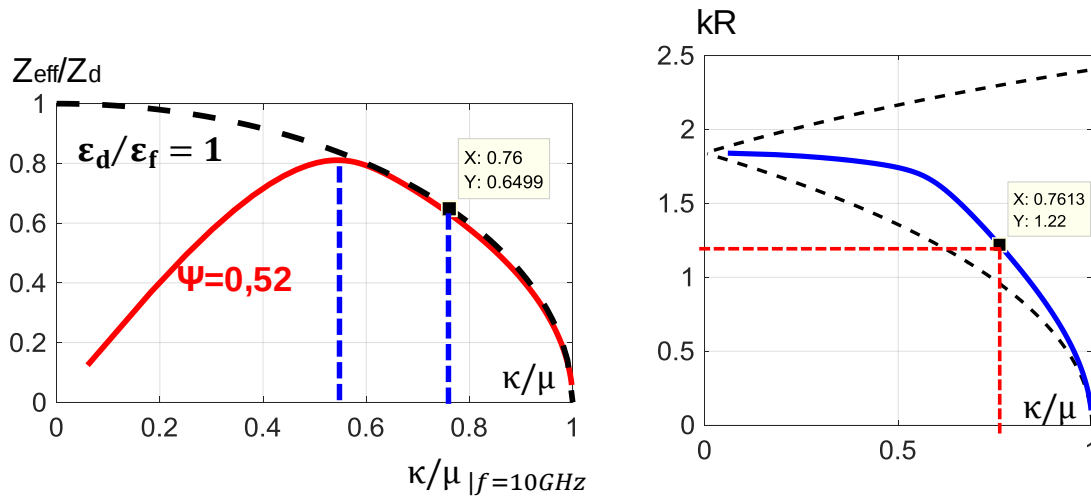


Figure V.19 : Détermination des points de fonctionnement du circulateur microruban pour $f=10$ GHz

La détermination graphique des points de fonctionnement du circulateur nous permet par la suite de dimensionner le rayon du conducteur central ainsi que la largeur des lignes de couplage, pour une circulation centrée à $f = 10$ GHz.

$$\left| \begin{array}{l} kR = 1.22 \\ k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_f \mu_{eff}|_{f=10 \text{ GHz}}} \\ \text{A. N: } R = 2.2 \text{ mm} \end{array} \right. \quad (V.1)$$

$$\left| \begin{array}{l} \psi = 0.52 \text{ rad} \\ W = 2. R. \sin(\psi) \\ \text{A. N: } W = 2.18 \text{ mm} \end{array} \right. \quad (V.2)$$

Un modèle numérique est conçu sur CST Studio Suite pour la simulation de la jonction à ferrite, en prenant en compte les paramètres déterminés analytiquement. Pour l'instant, le but est de valider numériquement le phénomène de circulation dans la bande fréquentielle fixée, avant d'assurer l'adaptation d'impédance externe, reliant la jonction aux accès 50 Ω .

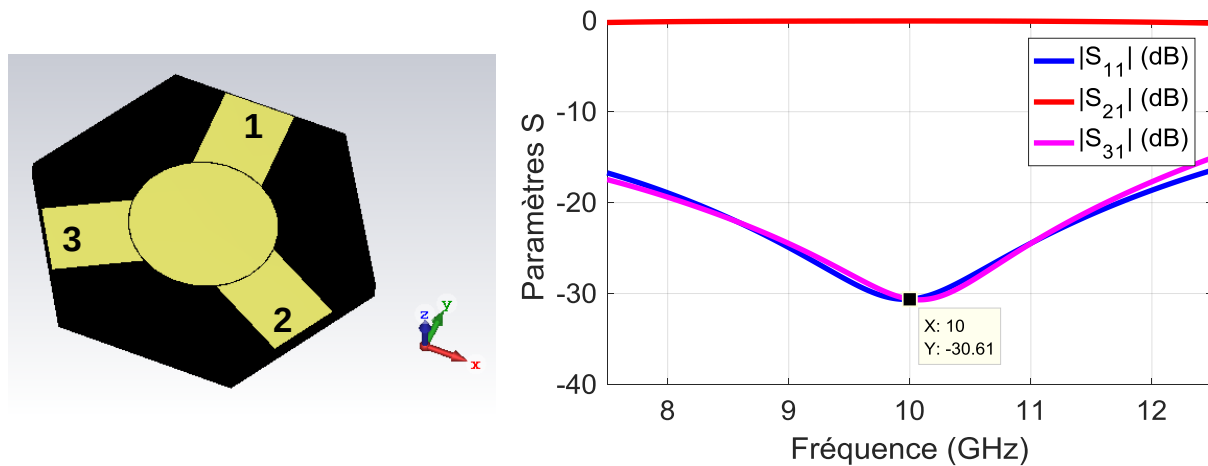


Figure V.20 : Modélisation numérique de la jonction à ferrite pour $f=10$ GHz

D'après les résultats numériques ci-dessus, la détermination analytique des paramètres géométriques de la jonction s'avère exacte, vu que le fonctionnement du circulateur est immédiatement obtenu à 10 GHz, sans avoir recours à une optimisation paramétrique. Cependant, la valeur de l'impédance caractéristique des lignes d'accès est subie par le choix de ces paramètres, et doit donc être adaptée à un accès 50 Ω .

Etant donné que dans cette section, l'exigence en terme de pourcentage de bande passante ne dépasse pas 40 %, il est théoriquement possible de limiter le réseau d'impédance externe à un transformateur d'impédance seulement, au lieu de 2 [V.12]. La jonction est maintenant couplée à des motifs d'excitation coplanaires, à travers un transformateur quart d'onde et le tout est conçu en suivant les mêmes démarches que celles décrites dans les sections précédentes.

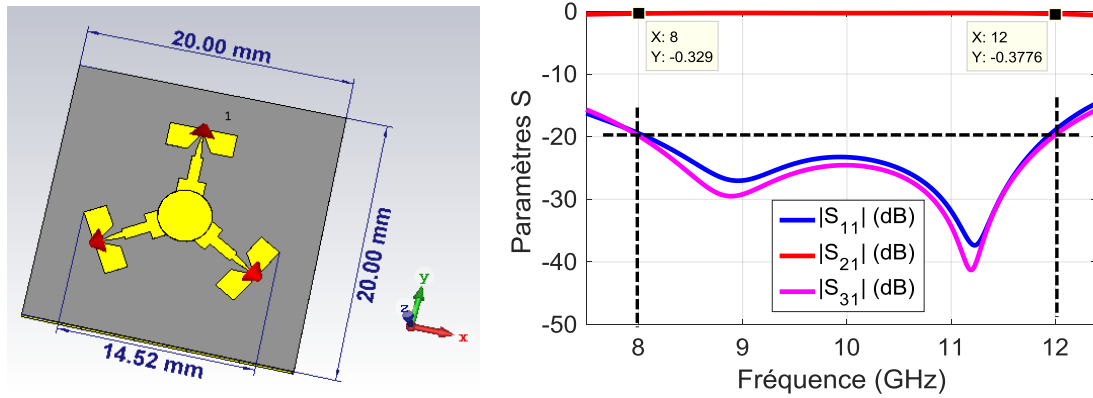


Figure V.21 : Modélisation numérique de la structure complète du circulateur microruban [8 GHz – 12 GHz]

L'analyse électromagnétique du circulateur microruban présenté ci-dessus a mené à un fonctionnement optimisé dans la bande [8 GHz – 12 GHz], avec de faibles pertes d'insertion (< -0.37 dB) et un niveau d'isolation similaire au coefficient d'adaptation, inférieur à -20 dB (Figure V.21). L'encombrement total du circuit est inférieur à 15 mm^2 ($\approx 0,5 \lambda_0$).

Cette étude n'a pas encore abouti à une validation expérimentale, et fait donc partie de l'ensemble des perspectives fixées à l'issue de ces travaux de thèse.

IV - Conclusion du chapitre V

Les circulateurs planaires de type microruban ont fait l'objet de ce dernier chapitre. Les technologies planaires suscitent de nos jours un intérêt majeur dans les systèmes RF modernes, où la compacité des dispositifs RF est indispensable. En l'occurrence, une méthodologie de circulateur microruban a été élaborée en partant d'un cas simple où la bande passante a été fixée de façon arbitraire. Le but ici était de valider le concept de gravure de ligne sur substrat ferrite, et dont la réalisation a montré des performances élevées, reproductibles et en excellente corrélation avec les simulations. Enfin, un cahier des charges un peu plus complexe était fixé, pour la conception d'un circulateur en bande X, toujours dans le but de réduire la taille du dispositif. Des premiers résultats ont été présentés dans ce chapitre, et montrent un circulateur de dimensions relativement réduites ($\approx 0,5\lambda_0$) et capable de couvrir 40% de bande passante. En effet, en se fixant des critères d'isolation et d'adaptation à -20dB, la bande allant de 8 GHz à 12 GHz est couverte tout en présentant des pertes d'insertion inférieure à 0.37 dB. La réalisation de ce circulateur est en cours.

V - Bibliographie du chapitre V

- [V.1] R. E. Neidert, “*Computer Program CIRCREN for Y-Junction Stripline and Microstrip Ferrite Circulators*,” NRL report 9381, Naval Research Laboratory, Washington, D. C., 1992.
- [V.2] R. E. Neidert et P. M. Phillips, “*Losses in Y-Junction Stripline and Microstrip Ferrite Circulators*,” IEEE Trans. Microwave Th. Tech. MTT-41, 1081, 1993.
- [V.3] Y. S. Wu et F. J. Rosenbaum, “*Wide band operation of microstrip circulators*,” IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. WIT-22, pp. 849-856, 1974.
- [V.4] P.R.Raj, A.Basu et SK Koul, “*Comparison of Triangular Geometries of Y Junction Co-sintered LTCC based Microstrip Circulator*”, IEEE MTTS International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes (IMWS-AMP 2017), 20-22, Pavia, Italy, Sept. 2017.
- [V.5] J. Helszajn et D. James, “*Planar Triangular Resonators with Magnetic Walls*,” IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, March 1975, pp. 288-298.
- [V.6] T. Jensen, V. Krozer et C. Kjærgaard, “*Realisation of microstrip junction circulator using LTCC technology*,” Electronics Letters, 20th January 2011 Vol. 47 No. 2.
- [V.7] V. V K Thalakkatukulathil et al. “*Electromagnetic modeling of anisotropic ferrite—Application to microstrip Y-junction circulator design*”, Journal of Applied Physics, 123, 234503 (2018).
- [V.8] G. Gauthier, L. P. Katehi et G. M. Rebeiz, “*W-band finite ground coplanar waveguide (CPWPW) to microstrip line transition*,” in IEEE MTT-S Int. Microwave Symp.Dig., Baltimore, MD, Jun. 1998 Vol.: 1, pp. 107 -109.
- [V.9] G. Strauss, P. Ehret, et W. Menzel, “*On-wafer measurement of microstrip-based MMICs without via holes*,” in IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, San Francisco, CA, Jun. 1996. Vol. 3, pp. 1399 -1402.

[V.10] G. Zheng, J. Papapolymerou et M. Tentzeris, “*Wideband Coplanar Waveguide RF Probe Pad to Microstrip Transitions without Via Holes*”, IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol. 13, pp. 544-546, 2003.

[V.11] www.skyworksinc.com/Product/3508/TT1-2500

[V.12] R. E. Collin, “*Foundations for Microwave Engineering, Second Edition*”, The IEEE Press Series on Electromagnetic Wave Theory, 2001

Conclusion générale

Le thème général des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit porte sur la contribution au développement des circulateurs à ferrite, par l'élaboration de méthodologies de conception fiables. Ces travaux sont le fruit d'une collaboration très proche qui s'est déroulée entre l'institut de recherche Xlim et l'entreprise Inoveos, le tout dans le cadre du projet ANR LabCom Inogyro et d'une convention CIFRE.

L'objectif principal de cette thèse était de mettre au point une méthode de conception fiable de circulateurs à ferrite, menant à des dispositifs immédiatement opérationnels et permettant ainsi de s'affranchir des phases de post-réglage qui nécessitent une intervention humaine longue et coûteuse.

L'élaboration d'une méthodologie fiable implique le fait que la structure électromagnétique doit être finement modélisée, en prenant en compte autant que possible tous les phénomènes physiques en jeu, pour avoir une réponse numérique qui soit la plus proche possible de la réalité. Ceci doit être établi tout en gardant un volume de calcul raisonnable et compatible avec les performances des calculateurs actuels.

Afin de relever ce défi, plusieurs phases ont été accomplies :

- Tout d'abord, une étude bibliographique a été mise en œuvre pour appréhender l'ensemble des notions théoriques relatives à ce sujet. Pour ce faire, nous avons dressé dans le premier chapitre un état de l'art reprenant les différentes problématiques liées au matériau ferrite. Nous avons mis l'accent sur la complexité de la modélisation des ferrites, en raison des différents phénomènes physiques à prendre en compte : perméabilité statique non-linéaire, perméabilité tensorielle en hyperfréquences (anisotropie), dispersion en fréquence, résonance gyromagnétique (pertes magnétiques), état d'aimantation, démagnétisation etc. Ensuite, un tour d'horizon des différentes topologies de circulateurs a permis de comparer leurs différentes performances, leurs avantages et d'identifier les verrous à lever.

- Dans le deuxième chapitre, nous sommes entrés dans le vif du sujet, par la reprise des études théoriques élaborées dans la littérature pour la conception de circulateurs triplaques. En partant de la résolution des équations de Maxwell dans un milieu magnétique anisotrope, une démarche analytique issue des travaux de Bosma a

été rappelée. Elle conduit à la détermination des expressions du champ électromagnétique dans la jonction, des équations de résonance dans les résonateurs à ferrite, des paramètres géométriques de la structure et enfin de la matrice de répartition (paramètres S) du dispositif. Néanmoins, ces modèles analytiques se basent sur plusieurs hypothèses simplificatrices qui cachent un certain nombre de phénomènes physiques inhérents à ce type de dispositifs. Parmi ces hypothèses, nous rappelons l'hypothèse de mur magnétique à la périphérie des disques de ferrite impliquant la génération de modes TM invariants selon l'axe z , le recours au tenseur de Polder (ferrite saturé) pour la modélisation des ferrites en hyperfréquences, l'utilisation d'un champ interne homogène dans toute les zones du ferrite etc. Cet ensemble de simplifications peut créer une différence entre la modélisation électromagnétique et la vraie réponse expérimentale du circulateur. D'autre part, l'étude des méthodologies proposées dans la littérature a également montré, pour les circulateurs fonctionnant en champ faible, les limites du modèle de Bosma. De nouvelles alternatives ont donc été trouvées en terme d'adaptation d'impédance, pour l'obtention du phénomène de circulation en champ faible. En se basant sur cette analyse, une « démarche numérique » complète de conception d'un circulateur triplaque fonctionnant en champ faible a été proposée. Une co-simulation magnétostatique-électromagnétique a été mise en œuvre pour prendre en compte la non-uniformité du champ interne et surtout pour un choix rigoureux des aimants permanents. Toute cette approche a été mise en place en utilisant la suite CST Studio Suite. La validation expérimentale de la méthode, par la réalisation d'un premier prototype fonctionnant à une bande passante choisie arbitrairement [6 GHz – 6.5 GHz], a mis en évidence une étroite corrélation entre les résultats de simulations et de mesures. Des performances de haut niveau sont également obtenues : -0.25 dB de pertes d'insertion, et -20 dB d'adaptation et d'isolation dans la bande. Ceci a permis de valider les premiers objectifs fixés dans cette thèse.

- Une méthode originale de conception de circulateurs bi-bandes a été mise au point au cours du troisième chapitre, visant les nouvelles applications sans-fil où l'intégration de dispositifs multi-bandes devient nécessaire. Cette méthode repose sur le couplage simultané des modes fondamentaux à polarisation inverse ($n=1$) et des modes supérieurs ($n=2$). Nous avons démontré qu'en plus de l'obtention du fonctionnement bi-bandes, il est possible d'inverser le sens de circulation de l'onde émise à f_2 , par rapport à

f_1 . Une co-simulation (magnétostatique/électromagnétique) complète a également été mise en œuvre et l'aboutissement fut la réalisation de deux prototypes de circulateurs bi-bandes (unidirectionnel et bidirectionnel). Les mesures des paramètres S ont illustré encore une fois un bon accord avec les résultats de modélisation. De faibles pertes d'insertion (-0.25 dB à f_1 et -0.4 dB à f_2) et -20 dB d'isolation et d'adaptation ont été mesurés dans les deux bandes respectives.

- Dans le quatrième chapitre, nous nous sommes focalisés sur l'élargissement de la bande passante des circulateurs à ferrite : une notion qui était négligée dans les sections précédentes. Pour ce faire, nous avons eu recours à la littérature pour étudier les différentes méthodologies proposées. La technique de l'alignement d'impédance « Continuous Tracking Circulator », démontrée initialement par Wu et Rosenbaum et développée dans des travaux plus récents, semblait être la plus pertinente pour un fonctionnement large bande. L'objectif de cette partie était d'optimiser cette étude analytique par le biais d'une co-simulation complète, dans le but d'obtenir des performances optimisées, au-delà de l'état de l'art. Un premier prototype réalisé en topologie triplaque répond au cahier des charges fixé pour une bande fréquentielle d'une octave [5 GHz – 10 GHz] et montre un fonctionnement en bon accord avec les résultats de co-simulation. Les pertes d'insertion sont en-dessous de -0.4 dB avec une isolation inférieure à -17 dB dans toute la bande. En considérant le compromis entre les niveaux d'adaptation/isolation, les pertes d'insertion et le pourcentage de bande passante, ces performances s'avèrent élevées par rapport à ce qui est présenté dans l'état de l'art.

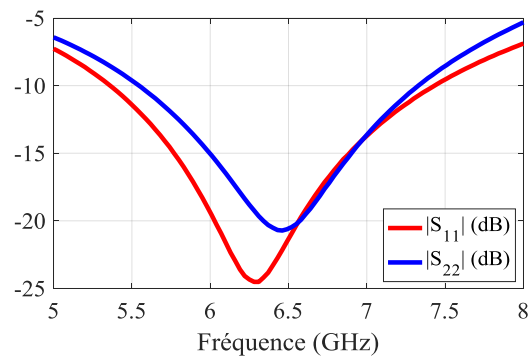
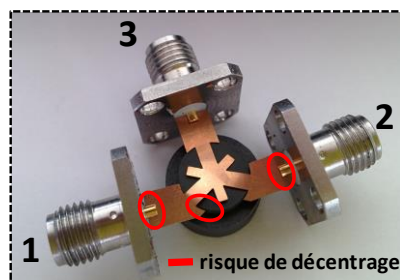
- Dans le cinquième chapitre, nous avons développé des circulateurs en technologie planaire et en l'occurrence des circulateurs microrubans. En effet ceux-ci présentent pour les industriels de multiples avantages dans les nouveaux systèmes de télécommunications (miniaturisation, compacité, faible coût etc.). Un premier exemple de circulateur microruban a été démontré pour un fonctionnement à une bande passante relativement étroite [5.7 GHz – 5.9 GHz]. L'objectif ici était de valider dans un premier temps la faisabilité du dépôt de couches métalliques sur substrat ferrite en salle blanche. Cette première étape a été accomplie et validée par un prototype dont les performances sont en excellente corrélation avec la démarche numérique. Cet exercice a également montré une bonne reproductibilité entre les quatre motifs de circulateurs

réalisés sur la même plaquette, ce qui présente un avantage majeur à l'échelle industrielle. Ensuite, la technique d'alignement d'impédance, requise pour un fonctionnement large bande, a été finalement appliquée en technologie microruban. Les résultats de simulations seront prochainement validés par la réalisation d'un circulateur couvrant toute la bande X [8 GHz – 12 GHz].

Perspectives

Les objectifs fixés pour ces travaux de thèse sont atteints. Cependant les résultats obtenus dans chaque section ont mis en évidence certaines limitations et donc plusieurs perspectives de recherche académiques et/ou d'amélioration de l'existant :

- **Concernant le prototype en topologie triplaque connectorisée** : le centrage des disques de ferrite autour du conducteur central, ainsi que la soudure de la ligne avec les connecteurs SMA, se font manuellement. A des fréquences élevées, où les dimensions deviennent faibles proportionnellement à la longueur d'onde, un léger décentrage suffit pour engendrer une dissymétrie non-négligeable au niveau des coefficients d'adaptation du circulateur.



Dissymétrie des paramètres S due au décentrage de la jonction triplaque

Afin de remédier à cette problématique, un système de centrage mécanique est envisagé pour perfectionner le montage manuel des circulateurs triplaques, et assurer ainsi de meilleures performances.

Par ailleurs, des travaux récents sont en cours d'étude pour remplacer les ferrites doux par des hexaferrites afin de migrer vers **les circulateurs auto-polarisés**. Ceci

permettra la suppression du système de polarisation qui contribue à l'encombrement de la structure. Cependant, le fonctionnement des hexaferrites à ces gammes de fréquence s'avère contraignant, en raison du champ d'anisotropie extrêmement élevé par lequel ils se caractérisent. Ce dernier implique une fréquence gyromagnétique très supérieure à la bande C et donc un facteur d'anisotropie très faible pour ces fréquences. Il serait envisageable de travailler sur la réduction du champ d'anisotropie tout en gardant les mêmes performances des ferrites auto-polarisés (rapport M_r/M_s , champ coercitif etc.) pour la conception de circulateurs opérant à des fréquences modérées. Nous avons commencé à aborder ce type de problème **grâce à une collaboration d'une année environ avec le LabSticc.**

- **Concernant la méthodologie de conception des circulateurs bi-bandes :** le fonctionnement de ces circulateurs est basé sur l'exploitation des modes supérieurs de la structure résonante à ferrite. Ces modes sont directement liés au dimensionnement des disques de ferrite et donc aux modes fondamentaux. Par conséquent, l'écart fréquentiel entre les deux bandes de circulation est « subi » ce qui ne permet pas aujourd'hui de choisir l'écart entre les fréquences f_1 et f_2 de fonctionnement ce qui est problématique pour répondre précisément à des cahiers des charges. De plus, les circulateurs conçus fonctionnent en champ fort et présentent donc des bandes passantes relativement étroites, en raison du faible facteur d'anisotropie impliqué par le champ interne qui est élevé. A cela s'ajoute la limitation en termes de montée de fréquence, liée au fonctionnement en champ fort.

A l'issue de l'ensemble de ces problématiques, une nouvelle thèse CIFRE/Défense vient d'être lancée dans le but d'apporter des améliorations à ce sujet encore jeune. La conception de circulateurs bi-bandes en champ faible sera un objectif tout comme : la maîtrise des conditions d'adaptation sur chacune des sous bandes, l'élargissement des bandes et la maîtrise de l'écart entre les bandes de fonctionnement.

- **Concernant le circulateur microruban en bande X :** la validation expérimentale est envisagée dans le futur proche, afin de valider la méthodologie proposée.

Valorisation du travail scientifique

Conférences nationales :

- H.Turki, L.Huitema, T.Monediere et B.Lenoir, "*Modélisation de circulateurs triplaques à ferrite pour des applications bi-bandes et/ou bidirectionnelles*", 20èmes Journées Nationales Microondes 16-19 mai 2017 – Saint-Malo, France.

- H.Turki, L.Huitema, T.Monediere, B.Lenoir, S.Kirouane et C.Breuil "*Nouveau concept de circulateurs triplaques à ferrite pour des applications bi-bandes*", 15èmes Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux Paris, 19-21 Mars 2018.

Prix de la meilleure présentation orale.

- S.Kirouane, H.Turki, L.Huitema, T.Monediere, B.Lenoir, « *Modélisation d'un circulateur à ferrite en guide d'onde rectangulaire en bande Ka,* » 15èmes Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux Paris, 19-21 Mars 2018.

Conférences internationales :

- H.Turki, L.Huitema, T.Monediere, B.Lenoir, C.Breuil "*Methodology to Develop a Low-loss Dual-band Stripline Circulator*", European Microwave Conference (EuMC) 47th, Nuremberg 10-12 Oct. 2017.

- H.Turki, L.Huitema, T.Monediere, B.Lenoir, C.Breuil, "*Complete Methodology of Low-loss Ultra-wideband Junction Circulator*", 2018 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium - IMS 2018, Jun 2018, Philadelphia.

Revue Soumise / «Major Revision» :

H.Turki, L.Huitema, T.Monediere, B.Lenoir, C.Breuil , "*New Concept Validation of Low-loss Dual-band Stripline Circulator*", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 29-03-2018.

Dossier technique secret et Enveloppes Soleau :

«Méthode de conception de circulateurs triplaques et microstrips (monobande et multibandes) à ferrite», n°599988 & n°599968 déposées le 23 et 24 juillet 2018.

Résumé en français :

Les circulateurs à ferrite sont des dispositifs essentiels et indispensables dans les chaînes de communication radiofréquences. Ils assurent l'aiguillage des signaux selon leur provenance, en favorisant la propagation de l'onde EM dans une direction plutôt que dans une autre. De ce fait, ils permettent de dissocier les signaux d'émission et de réception. Ils utilisent les propriétés d'anisotropie et de non-réciprocité des matériaux ferrites lorsque ces derniers sont aimantés par un champ magnétique statique. Leur mise au point s'avère assez délicate. D'un point de vue industriel, pour répondre à un cahier des charges, sont souvent obligés aujourd'hui de partir de designs existants qu'ils font évoluer « au coup par coup » grâce au savoir-faire de quelques spécialistes. Des réglages longs, fastidieux, et coûteux sont donc nécessaires et ils ne garantissent pas toujours une solution optimum. Il est en outre souvent difficile d'imaginer de nouveaux designs. Le principal but de ces travaux de thèse est de mettre au point une méthode de conception fiable permettant de prendre en compte les phénomènes physiques mises en jeu (perméabilité tensorielle, effets magnétostatiques, modélisation numérique robuste) afin d'obtenir des dispositifs opérationnels, sans réglage et aux performances optimisées.

Résumé en anglais :

Biased ferrite circulators have known a great technological progress, searching for fulfill the exponential growth of many new applications. Their operation is directly linked to the anisotropic characteristic of ferrite material to create non-reciprocity phenomenon. Their design remains quite complicated in view of several limitations of their high-frequency modelization. The main goal of this thesis is to establish a complete methodology which aims to take into account all the physical features related to such a device, to offer a reliable results with optimized performances and to minimize the post-tuning step which remains problematic for the industry of circulators.