



**HAL**  
open science

# Développement de capteurs magnétiques à base de dispositifs "magnoniques"

Olivier Haas

► **To cite this version:**

Olivier Haas. Développement de capteurs magnétiques à base de dispositifs "magnoniques". Electronique. Normandie Université, 2022. Français. NNT : 2022NORMC206 . tel-03738321

**HAL Id: tel-03738321**

**<https://theses.hal.science/tel-03738321>**

Submitted on 26 Jul 2022

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

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



Normandie Université

## THÈSE

**Pour obtenir le diplôme de doctorat**

**Spécialité ELECTRONIQUE, MICROELECTRONIQUE, OPTIQUE ET LASERS,**

**OPTOELECTRONIQUE MICROONDES**

**Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie**

**Développement de capteurs magnétiques à base de dispositifs " magnoniques "**

**Présentée et soutenue par  
OLIVIER HAAS**

**Thèse soutenue le 25/01/2022  
devant le jury composé de**

M. AKTHAM ASFOUR	Maître de conférences HDR, Université Grenoble Alpes	Rapporteur du jury
M. VINCENT LAUR	Professeur des universités, Université de Bretagne Occidentale	Rapporteur du jury
M. BASILE DUFAY	Maître de conférences, Université Caen Normandie	Membre du jury
M. SIDINA WANE	Ingénieur HDR, E-V Technologies	Membre du jury
M. VINCENT CROS	Directeur de recherche, Université Paris Saclay	Président du jury
M. SEBASTIEN SAEZ	Professeur des universités, Université Caen Normandie	Directeur de thèse

**Thèse dirigée par SEBASTIEN SAEZ (Groupe de recherche en informatique, image, automatique et instrumentation),**



UNIVERSITÉ  
CAEN  
NORMANDIE







Normandie Université

## THÈSE

**Pour obtenir le diplôme de doctorat**

**Spécialité ÉLECTRONIQUE, MICROÉLECTRONIQUE,  
OPTIQUE ET LASERS, OPTOÉLECTRONIQUE MICROONDES**

**Préparée au sein de l'université de Caen Normandie**

### **Développement de capteurs magnétiques à base de dispositifs «magnoniques»**

**Présentée et soutenue par  
Olivier HAAS**

**Thèse soutenue publiquement le 25/01/2022  
devant le jury composé de**

M. Aktham ASFOUR	Maître de Conférences HDR, G2Elab, Université Grenoble Alpes	Rapporteur
M. Vincent LAUR	Professeur des Universités, LabSTICC, Université de Bretagne Occidentale	Rapporteur
M. Vincent CROS	Directeur de Recherche CNRS, UMPHY CNRS/Thales, Université Paris-Saclay	Examineur
M. Sidina WANE	Docteur-Ingénieur HDR et président d'entreprise, EV-Technologies Colombelles	Examineur
M. Basile DUFAY	Maître de Conférences, GREYC, Université de Caen Normandie	Co-encadrant
M. Sébastien SAEZ	Professeur des Universités, GREYC, Université de Caen Normandie	Directeur de Thèse

**Thèse dirigée par Sébastien SAEZ, co-encadrée par Basile DUFAY, laboratoire GREYC (Groupe de recherche en informatique, image et instrumentation de Caen), Équipe électronique**



UNIVERSITÉ  
CAEN  
NORMANDIE





*À Charlotte et Martin,  
à mes parents,  
à mes frères et ma soeur,  
à toute ma famille.*



# Remerciements

Cette thèse décrit le travail qui a été réalisé durant 3 ans au sein de l'équipe électronique du laboratoire GREYC de l'université de Caen Normandie.

Une thèse est un travail de longue haleine et avant tout un travail d'équipe. C'est pourquoi les premières personnes que je tiens à remercier sont les personnes qui m'ont encadré. Sans elles, ce travail n'aurait simplement pas pu être réalisé. Merci à mon directeur de thèse SÉBASTIEN SAEZ, qui m'a donné l'occasion de réaliser cette thèse. Je tiens à remercier BASILE DUFAY qui a co-encadré ce travail de thèse. Merci à vous d'avoir encadré cette thèse avec rigueur, de m'avoir aiguillé et aidé durant ces trois années. Je vous remercie également de m'avoir transmis votre savoir-faire dans les différentes étapes de manipulations et de modélisations théoriques.

Je tiens également à remercier CHRISTOPHE DOLABDJIAN pour ses conseils avisés sur les mesures et l'importance de la cohérence entre ces différentes mesures. Son expérience m'a permis de voir ma thèse sous un angle nouveau.

Je remercie également JULIEN GASNIER, SYLVAIN LEBARGY et VICTOR PIERRON pour leur soutien technique, allant de la création de carte électronique à l'utilisation de machine complexe en salle blanche, en passant par la réalisation d'un outil de mesure dédié. Merci à toute l'équipe électronique pour les moments conviviaux.

Merci aux membres du comité de suivi individuel, VINCENT FRICK et BERTRAND BOURDART, qui ont pris de leur temps pour nos entretiens annuels. Ces réunions m'ont permis de prendre de la hauteur vis-à-vis de mon travail.

Merci à l'équipe administrative du laboratoire et à l'école doctorale, pour l'accompagnement qu'ils ont réalisé pendant ces 3 ans, pour l'achat de fournitures, la gestion de mon dossier étudiant...

Merci à MARLÈNE EXERTIER pour son aide à la relecture et à la correction de ce manuscrit.

Enfin, j'ai à cœur de remercier ma famille pour le soutien sans faille qu'elle a su me donner depuis tout petit. Un grand merci à toi, Charlotte, pour le bonheur que tu m'apportes jour après jour, pour ta patience et ta gentillesse que tu auras su me transmettre durant ces années. Merci Martin, pour la joie que tu nous apportes depuis que tu es arrivé dans la famille. Merci...



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 Contexte de l'étude</b>	<b>9</b>
1.1 Introduction aux ondes de spin . . . . .	10
1.1.1 Mouvement de l'aimantation et résonance ferromagnétique . . . . .	10
1.1.2 Précession inhomogène des spins et ondes de spin . . . . .	13
1.1.3 Typologie des ondes de spin magnétostatique dans un film . . . . .	14
1.1.4 Caractérisation des dispositifs magnoniques et rappels sur les paramètres S . . . . .	17
1.2 Modélisation des ondes de spin . . . . .	20
1.2.1 Définition du tenseur de perméabilité à l'aide de la relation LL . . . . .	22
1.2.2 Équations constitutives du système . . . . .	24
1.2.3 Résolution du système d'équations . . . . .	25
1.2.4 Excitation des ondes de spin par une antenne microstrip et relation de dispersion . . . . .	26
1.2.5 Définition de la réflexion des ondes de spin aux bords du film . . . . .	31
1.3 Capteurs de champs magnétiques . . . . .	34
1.3.1 Généralités sur les capteurs . . . . .	34
1.3.2 Caractéristiques et critères de performance d'un capteur magnétique . . . . .	37
1.3.3 Performances usuelles des magnétomètres . . . . .	38
1.4 État de l'art sur la magnonique et son utilisation en magnétométrie . . . . .	39
1.5 Conclusion . . . . .	40
<b>2 Mise en œuvre théorique d'un capteur magnétique à magnonique</b>	<b>45</b>
2.1 Excitation et mesure des ondes de spin . . . . .	46
2.1.1 Génération optimale des ondes de spin . . . . .	46
2.1.2 Adaptation des antennes aux impédances caractéristiques des lignes de transmission RF . . . . .	47
2.1.3 Minimisation du couplage électromagnétique entre les deux antennes . . . . .	50
2.2 Chaîne de mesure . . . . .	52

2.2.1	Choix de la chaîne de mesure . . . . .	52
2.2.2	Signal en sortie de l'élément sensible . . . . .	55
2.2.3	Signal en sortie de chaîne de mesure . . . . .	58
2.2.4	Sensibilité en tension du capteur . . . . .	62
2.3	Densité spectrale de bruit en sortie de la chaîne de mesure . . . . .	63
2.3.1	Bruit HF autour de la porteuse $f_0$ . . . . .	65
2.3.2	Niveau de bruit en sortie de démodulation . . . . .	70
2.3.3	Niveau de bruit en basse fréquence apparaissant après démodulation. . . . .	75
2.3.4	Bruit en sortie de chaîne de mesure et bruit équivalent en champ . . . . .	76
2.4	Conclusion . . . . .	79
<b>3</b>	<b>Réalisation du capteur magnétique et résultats expérimentaux</b>	<b>81</b>
3.1	Description de l'élément sensible . . . . .	82
3.1.1	Échantillons de matériau YIG utilisés . . . . .	82
3.1.2	Réalisation du porte-échantillon classique . . . . .	82
3.1.3	Filtrage spatial des ondes de spin . . . . .	84
3.1.4	Réalisation du porte-échantillon avec bandelettes . . . . .	92
3.1.5	Synthèse des éléments sensibles utilisés . . . . .	94
3.2	Mesures des paramètres $S$ des éléments sensibles . . . . .	95
3.2.1	Description du banc de mesure . . . . .	95
3.2.2	Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d0 . . . . .	99
3.2.3	Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d1 et d2 . . . . .	102
3.2.4	Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d3 . . . . .	111
3.2.5	Synthèse des sensibilités déterminées par la mesure des paramètres $S$ . . . . .	117
3.3	Mesures des performances en sensibilité du capteur à magnonique . . . . .	118
3.3.1	Description du capteur magnétique . . . . .	118
3.3.2	Sensibilité du capteur avec l'élément sensible d1 et d3 . . . . .	120
3.3.3	Performances en bruit . . . . .	130
3.4	Conclusion . . . . .	136
<b>4</b>	<b>Le dispositif magnonique comme coupleur d'ondes de spin</b>	<b>139</b>
4.1	Présentation du système . . . . .	140
4.1.1	Rappel des modèles étudiés . . . . .	140
4.1.2	Les antennes comme coupleur d'ondes électriques et de spin . . . . .	142
4.1.3	Système global . . . . .	144
4.2	Discussion autour des paramètres $S$ du système . . . . .	145
4.2.1	Antenne d'excitation et de réception . . . . .	146
4.2.2	Paramètres $S$ du coupleur complet . . . . .	148
4.2.3	Cas d'un système classique . . . . .	151

4.2.4	Passage d'un système adapté au porte-échantillon . . . . .	153
4.2.5	Conclusion . . . . .	155
4.3	Mesures de caractérisation sur un échantillon . . . . .	155
4.3.1	Principe de caractérisation . . . . .	155
4.3.2	Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d4 . . . . .	157
4.3.3	Analyse des paramètres $S$ pour un système classique . . . . .	164
4.4	Conclusion et perspectives de ce système d'étude . . . . .	169
4.4.1	Perspectives . . . . .	169
4.4.2	Conclusion . . . . .	177
 <b>Conclusion générale et perspectives</b>		 <b>179</b>
 <b>Bibliographie</b>		 <b>183</b>
 <b>Liste des figures</b>		 <b>194</b>
 <b>Liste des tableaux</b>		 <b>196</b>
 <b>A Relations pour définir le couplage entre deux lignes microstrips</b>		 <b>197</b>
 <b>B Caractérisation d'un film de YIG</b>		 <b>201</b>
 <b>C Photo des bancs de mesures</b>		 <b>202</b>



# Introduction

Les magnétomètres sont de plus en plus présents dans les objets et applications que nous utilisons chaque jour. Ils trouvent leur place dans des applications grand public tel que le smartphone dans lequel une boussole magnétique est intégrée, ou dans des applications plus spécifiques, allant de l'agriculture de précision avec la mesure de flux de produit sur une machine [1], au guidage magnétique [2], en passant par le contrôle non destructif [3]. Ces systèmes représentent très souvent le premier maillon d'une chaîne de mesure et de transmission qui peut être extrêmement complexe.

Un magnétomètre est donc un instrument de mesure qui délivre une grandeur proportionnelle au champ magnétique à mesurer. Il se compose principalement d'un capteur magnétique transformant les variations de champ magnétique en une grandeur électrique, et d'une électronique de conditionnement permettant de maintenir le capteur dans un mode de fonctionnement optimal et de mettre en forme le signal de sortie. Dans une chaîne de mesure complète, ce signal est ensuite numérisé et transmis à un processeur pour traiter l'information.

Il existe de nombreux types de magnétomètres dédiés à différents domaines d'applications et reposant sur des principes physiques de transduction variés. Ces travaux s'inscrivent dans le domaine de la magnétométrie à haute sensibilité consacré à la mesure des champs magnétiques de très faible intensité, généralement à basse fréquence, pour lequel les niveaux de performances en bruits sont de première importance. Parmi les phénomènes physiques de transduction compatible avec ces exigences, notre étude s'intéresse plus particulièrement au développement d'un capteur magnétique à base de dispositif dit « magnonique ».

La magnonique est un axe de recherche visant à utiliser le spin de l'électron pour stocker et transmettre des informations. La magnonique désigne également les cristaux utilisés pour l'excitation, le guidage des ondes de spin et le traitement de l'information. Une définition plus détaillée de l'onde de spin sera abordée à la section 1.1. Des travaux datant des années 1950 montrent l'influence du champ magnétique sur des échantillons magnoniques, permettant d'envisager leur utilisation comme capteur magnétique. En particulier, au cours des années 2010, des travaux ont montré l'intérêt de ces dispositifs pour la réalisation de capteurs magnétiques à haute sensibilité. Cependant, les performances du capteur magnétique envisagé n'y sont pas abordées et les contraintes liées à la chaîne de mesure dans sa globalité ne sont

pas prises en considération. Le travail de thèse présenté ici a donc pour objectif de compléter ces travaux en concrétisant une première réalisation d'un capteur à magnoniques. Il s'intègre donc dans un domaine pluridisciplinaire allant du développement électronique à la physique du matériau, en passant par les modélisations associées et le traitement des données.

Le laboratoire GREYC, au sein duquel a été effectué ce travail, possède une expertise sur ce type de problématiques avec l'optimisation des mises en œuvre de capteurs variés tels que la magnétoimpédance géante, les dispositifs à GMR ou les capteurs magnétoélectriques. Les résultats présentés dans ce manuscrit s'inspirent des démarches suivies pour ces travaux antérieurs.

Le premier chapitre rappelle les mécanismes qui régissent le phénomène d'onde de spin dans un matériau magnétique en détaillant particulièrement les points d'attentions nécessaires à la compréhension de la mise en œuvre de dispositifs magnoniques dans un capteur magnétique. Les critères de performance pertinents sont définis afin de dégager des éléments objectifs de comparaison et d'optimisation entre les différents types de mise en œuvre. Ce chapitre s'appuiera sur un état de l'art du sujet permettant de dégager les grandes lignes concernant le type de matériau à utiliser, la gamme de fréquences d'utilisation, ainsi que les procédés d'excitation et de mesures des ondes de spin.

Le deuxième chapitre détaille la mise en œuvre du dispositif choisi durant cette thèse. Il décrit les éléments constitutifs du capteur : les antennes d'excitation, leurs connexions avec l'électronique de conditionnement et le type de conditionnement électronique. Pour chacun d'eux, une justification des solutions retenues sera exposée. De plus, l'électronique de mesure choisie sera analysée afin de prédire les signaux attendus en sortie de chaîne de mesure en particulier au regard du signal et du bruit. Ceci permettant d'en comprendre les éléments limitants.

Le troisième chapitre aborde la partie expérimentale de ce travail et s'articule en trois grandes parties. Tout d'abord, la réalisation pratique des différents éléments sensibles sera décrite reposant sur des procédés issus du domaine de la microélectronique. Ensuite, la deuxième partie s'intéresse aux caractérisations expérimentales de l'élément sensible. Elle s'attardera également sur la description des différents bancs de mesure spécifiquement conçus pour mener ces caractérisations. Nous verrons ici que deux solutions distinctes de mise en œuvre peuvent être retenues, dont les performances seront comparées entre elles en particulier au regard de la sensibilité en champ tel que détaillé dans la troisième et dernière partie. Celle-ci expose également les performances en signal et en bruit du capteur magnétique réalisé en les comparant aux capteurs de référence de l'état de l'art.

Le quatrième et dernier chapitre est consacré au développement d'une modélisation globale de l'élément sensible issue du formalisme des paramètres  $S$  reposant sur l'utilisation de l'élément sensible comme coupleur d'onde de spin. En effet, au cours de ce travail de thèse, il est apparu que cette forme de modélisation est pertinente afin d'identifier les paramètres clé

pour l'optimisation des performances. Cependant, cette modélisation n'a pas pu être menée à son terme. Ce chapitre détaille malgré tout, les premières bases de cette modélisation et se veut donc être une ébauche pour de futurs travaux de recherche. Des premiers résultats expérimentaux sont également donnés, validant le modèle envisagé.

Enfin, la conclusion de cette thèse permet de résumer les principaux résultats obtenus durant ce travail de trois ans. Ajoutée au chapitre 4, elle présente les perspectives pour un futur travail d'optimisation.



# Chapitre 1

## Contexte de l'étude

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction aux ondes de spin</b>	<b>10</b>
1.1.1	Mouvement de l'aimantation et résonance ferromagnétique	10
1.1.2	Précession inhomogène des spins et ondes de spin	13
1.1.3	Typologie des ondes de spin magnétostatique dans un film	14
1.1.4	Caractérisation des dispositifs magnoniques et rappels sur les paramètres S	17
<b>1.2</b>	<b>Modélisation des ondes de spin</b>	<b>20</b>
1.2.1	Définition du tenseur de perméabilité à l'aide de la relation LL	22
1.2.2	Équations constitutives du système	24
1.2.3	Résolution du système d'équations	25
1.2.4	Excitation des ondes de spin par une antenne microstrip et relation de dispersion	26
1.2.5	Définition de la réflexion des ondes de spin aux bords du film	31
<b>1.3</b>	<b>Capteurs de champs magnétiques</b>	<b>34</b>
1.3.1	Généralités sur les capteurs	34
1.3.2	Caractéristiques et critères de performance d'un capteur magnétique	37
1.3.3	Performances usuelles des magnétomètres	38
<b>1.4</b>	<b>État de l'art sur la magnonique et son utilisation en magnéto-</b>	<b>39</b>
<b>1.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>40</b>

---

## 1.1 Introduction aux ondes de spin

D'un point de vue macroscopique, les propriétés de la matière sont souvent décrites par des fonctions continues, les facteurs d'échelles permettant de négliger le caractère discret des atomes la constituant. Il en sera de même pour ces travaux. Cependant, afin d'introduire les ondes de spin et d'en donner une représentation plus intuitive, il sera tout d'abord fait référence à certaines de ces propriétés microscopiques.

### 1.1.1 Mouvement de l'aimantation et résonance ferromagnétique

Découvert en 1925 par S. A. GOUDSMIT et G. E. UHLENBECK [4], le spin de l'électron est l'une des caractéristiques fondamentales de cet électron, au même titre que sa masse ou sa charge électrique. Le spin se traduit par l'apparition d'un moment magnétique, qui, naturellement, interagit avec les champs magnétiques environnants. De manière générale, dans un matériau ferromagnétique, les spins des électrons s'alignent spontanément entre eux faisant apparaître un moment magnétique non nul dans le matériau, dès lors que la température n'excède pas la température critique de Curie. Lors de la saturation du matériau, les moments magnétiques ponctuels issus des spins de ses électrons s'orientent tous dans la même direction et s'alignent avec le champ magnétique appliqué. Ces moments seront également désignés par le terme spin. Lorsque les spins s'alignent avec  $\vec{H}_0$ , ils suivent un mouvement naturel de précession. Une illustration de ce phénomène est présentée en figure 1.1. Dans le cas de matériaux ayant des faibles champs coercitifs, l'organisation des moments magnétiques ponctuels sous champ nul est telle que leur résultante globale est proche de zéro. Plusieurs phénomènes existent allant de l'organisation en domaines magnétiques à une orientation aléatoire des moments individuels. À titre illustratif, ce dernier cas est représenté dans la figure 1.1a. La figure 1.1b illustre l'alignement des moments magnétique lorsque le

champ magnétique extérieur,  $\vec{H}_0$ , suffisamment intense pour saturer le matériau .

Dans le cas d'un matériau ferrimagnétique, tel que le grenat de fer et d'yttrium, matériau utilisé dans ces travaux (YIG, de composition chimique  $Y_3Fe_5O_{12}$ ), les spins s'alignent suivant deux réseaux de directions opposées (Fig. 1.1c). Les moments ponctuels étant d'amplitudes différentes, leur contribution globale conduit à l'apparition d'une aimantation non nulle du matériau, comme pour les matériaux ferromagnétiques. Cette similitude du comportement global nous conduira à considérer de la même façon les matériaux ferro- et ferrimagnétiques.

Dès 1935, L. LANDAU et E. LIFSHITS décrivent le phénomène de précession de l'aimantation  $\vec{M}$  autour d'un champ magnétique statique  $\vec{H}_{eff}$  [5] par la relation de LANDAU – LIFSHITS (LL) :  $\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{M} \wedge \left( \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s}\vec{M} \wedge \vec{H}_{eff} \right)$  où  $M_s$  est la valeur de l'aimantation à saturation,  $\mu_0$ , la perméabilité du vide ( $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  H/m),  $\gamma$ , le rapport gyromagnétique de l'électron ( $\frac{\gamma}{2\pi} = 28$  GHz/T) et  $\alpha$ , le facteur d'amortissement ou constante de GILBERT.

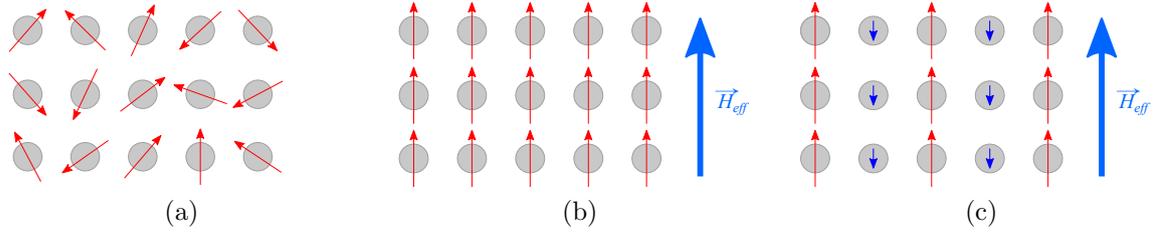


FIGURE 1.1 – (a) Représentation de l’alignement des spins du matériau en l’absence de champ magnétique ; (c) Représentation de l’alignement des spins d’un matériau ferromagnétique en présence d’un fort champ magnétique ; (b) Représentation de l’alignement de deux sous-réseaux de spins d’un matériau ferrimagnétique en présence d’un champ magnétique de saturation.

Dans cette expression,  $\vec{H}_{eff}$  représente le champ effectif statique local. Il dépend du champ extérieur appliqué  $\vec{H}_0$ , d’éventuels effets d’anisotropie, de magnétostriction ou autre, et des interactions entre les spins. Deux types d’interactions s’appliquent, d’une part, le couplage magnétique dipôle – dipôle, et, d’autre part, l’interaction d’échange. Cette dernière, d’ordre quantique, est dominante à très courte portée (pour des distances inférieures à quelques nm), contrairement au couplage magnétique. Ces interactions entre moments magnétiques créent une dépendance de  $\vec{H}_{eff}$  à la géométrie du matériau par l’apparition d’un champ démagnétisant  $\vec{H}_d$ .

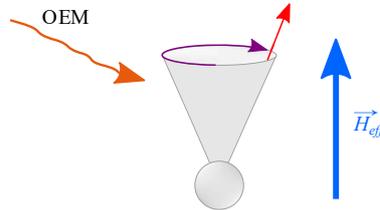


FIGURE 1.2 – Représentation schématisée de la précession d’un spin unique autour de l’axe du champ magnétique.

Si une onde électromagnétique (OEM) excite le matériau à une fréquence donnée, un régime de précession est forcé. Schématiquement (*cf.* Fig. 1.2), le spin décrit un cône dont le rayon dépend de la puissance de l’onde incidente, de l’amplitude du champ effectif statique et de la fréquence d’excitation.

La relation LL prédit la dépendance de la fréquence de précession au champ magnétique. Lorsque  $H_0$  domine, la précession libre des spins s’effectue à la fréquence dite de Larmor et est donnée par la relation  $\frac{\gamma}{2\pi}\mu_0 H_0$ .

Ainsi, en forçant la précession à la fréquence de Larmor, un phénomène de résonance apparaît : la résonance ferromagnétique (RFM). La puissance absorbée par le matériau est alors maximale. Ce phénomène a été observé pour la première fois dans un film ferromagnétique en 1946 par J. H. E. GRIFFITHS [6]. À cause des phénomènes dissipatifs, le pic apparais-

sant dans le spectre d'absorption à la fréquence de Larmor s'élargit. Sa largeur relative à mi-hauteur est proportionnelle à la constante de GILBERT  $\alpha$ , permettant ainsi de la mesurer ( $\alpha = \frac{\Delta H \gamma \mu_0}{2\omega_{LL}}$  où  $\Delta H$  s'exprime en A/m représente la largeur de la raie à la RFM pour une pulsation d'excitation fixe du matériau à  $\omega_{LL}$ ). Pour les échantillons du matériau magnétique (YIG) utilisés durant cette thèse, ce coefficient est de l'ordre de :  $\alpha = 8 \times 10^{-5}$  [7, 8, 9].

La dépendance du phénomène de RFM au champ démagnétisant conduit également à un fort effet de forme, comme l'ont montré les travaux réalisés par C. KITTEL [10]. Dans le cas d'une ellipsoïde, le champ effectif dans le matériau est corrigé par le champ démagnétisant, suivant la relation :  $H_{eff} = H_0 + H_d$ , avec  $\vec{H}_d = -[N]\vec{m}$ . Les facteurs,  $N_{xx}$ ,  $N_{yy}$  et  $N_{zz}$ , sont les termes diagonaux du tenseur démagnétisant  $[N]$ .

La fréquence de résonance ferromagnétique peut dès lors s'écrire à l'aide de la relation de Kittel, telle que :

$$f_{RFM} = \frac{\gamma}{2\pi} \mu_0 \sqrt{(H_{eff} + (N_{yy} - N_{zz})M_s)(H_{eff} + (N_{xx} - N_{zz})M_s)} \quad (1.1)$$

Ces facteurs varient en fonction de la géométrie du matériau, modifiant ainsi la fréquence de résonance. La figure 1.3 représente la dépendance de la fréquence de résonance ferromagnétique à l'intensité du champ magnétique statique appliqué pour trois formes élémentaires, le parallélépipède aimanté dans son plan et dans sa normale, la sphère et le cylindre aimanté transversalement et suivant sa longueur.

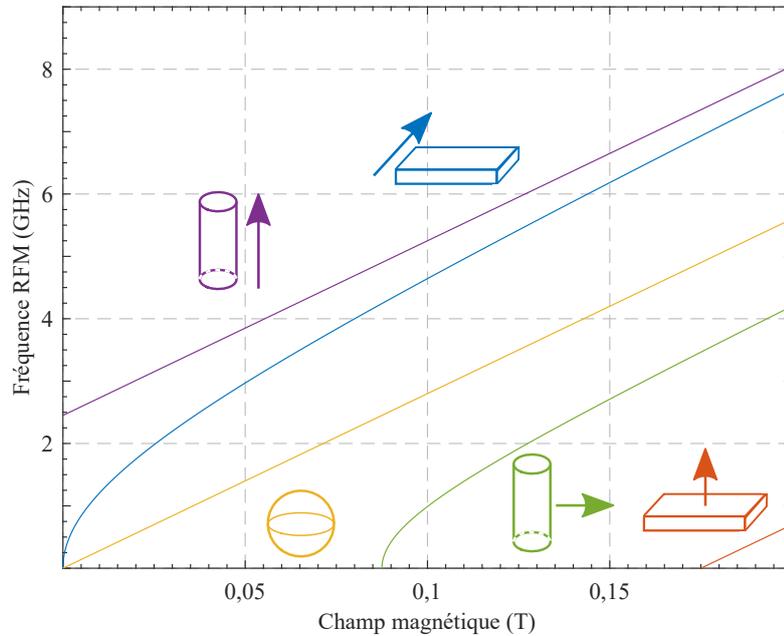


FIGURE 1.3 – Représentation de l'évolution de la fréquence de résonance pour différentes formes d'échantillons en fonction de la direction et de l'amplitude du champ appliqué. (Ces courbes sont obtenues avec les valeurs suivantes :  $\frac{\gamma}{2\pi} = 28$  GHz/T et  $\mu_0 M_s = 0,175$  T) [11].

La mise en œuvre la plus généralement employée lors de la réalisation d'un capteur de champ magnétique étant un film plat aimanté dans son plan, on constate que l'évolution de la fréquence de résonance n'est pas linéaire pour des bas champs (*cf.* courbe bleue de la figure 1.3).

### 1.1.2 Précession inhomogène des spins et ondes de spin

À la résonance ferromagnétique, tous les spins de l'échantillon précessent à la même fréquence de manière cohérente et homogène [12].

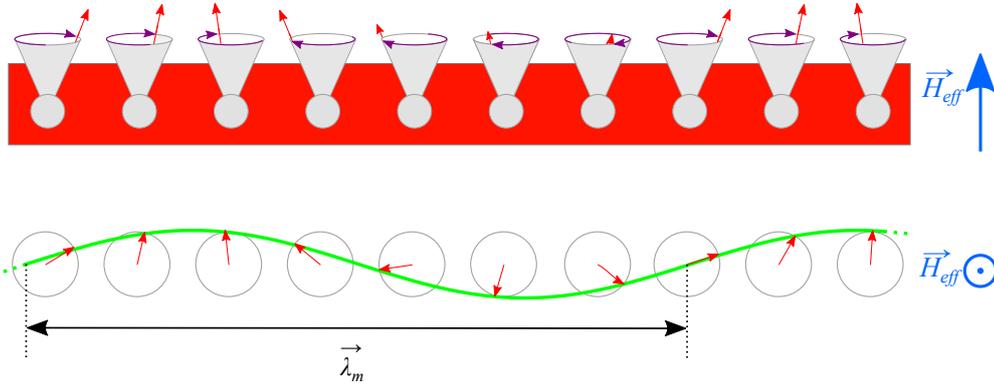


FIGURE 1.4 – Représentation schématisée de la précession d'une série de spin autour de l'axe de polarisation en champ faisant apparaître un déphasage entre chaque spin. L'onde de spin issue de la succession des déphasages est représentée en vert dont la longueur d'onde s'écrit  $\lambda_m$ .

À champ magnétique constant, l'application d'une onde électromagnétique à une fréquence d'excitation différente de la fréquence de résonance ferromagnétique peut également induire un phénomène de précession. Elle force alors la précession de tous les spins à la fréquence d'excitation. Cependant, leur orientation instantanée respective se propage de proche en proche, leur orientation moyenne restant toujours alignée sur le champ statique. L'onde décrivant la propagation de l'orientation des spins est appelée onde de spin. Ce phénomène est schématisé en figure 1.4.

On peut rappeler ici que, pour un phénomène ondulatoire périodique, on parle de période, généralement notée  $T$ , pour la période temporelle et de longueur d'onde, généralement noté  $\lambda$ , pour son homologue spatial. De même, on définit la pulsation, généralement notée  $\omega$ , par  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  et son homologue spatial, le nombre d'onde généralement noté  $k$ , par  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . Ce dernier est vectoriel puisqu'il prend en compte la direction de propagation.

Comme précédemment, deux interactions primaires régissent les interactions entre moments magnétiques : le couplage magnétique dipôle-dipôle et l'interaction d'échange. Cette dernière n'étant opérante qu'à des distances inférieures à quelques nanomètres, elle devient négligeable lorsque la longueur d'onde des ondes de spin est très supérieure à cette distance

caractéristique. De même, pour les plus basses fréquences ( $f_0 < 10$  GHz), les phénomènes de propagation des ondes électromagnétiques peuvent être négligés plaçant le système dans l'approximation quasi-statique. Si l'on considère des ondes de spin se propageant avec une grande longueur d'onde (c'est-à-dire  $\lambda_m \gg 2\pi\sqrt{A_{ex}}$ , avec  $A_{ex} = 3 \times 10^{-16}$  m<sup>2</sup> la constante d'échange), l'interaction prédominante entre les spins voisins est due à l'interaction dipolaire, produisant des ondes de spin magnétostatiques [13]. Une représentation des différents régimes de propagation d'une onde dans un milieu ferromagnétique est donné dans la figure 1.5.

Pour notre part, les travaux décrits dans ce manuscrit se limiteront aux ondes magnétostatiques. Ainsi, du point de vue des ondes de spin, les phénomènes de propagation électromagnétique et les interactions d'échanges seront négligés. Ces modes de propagation sont beaucoup étudiés depuis les années 1960 [14].

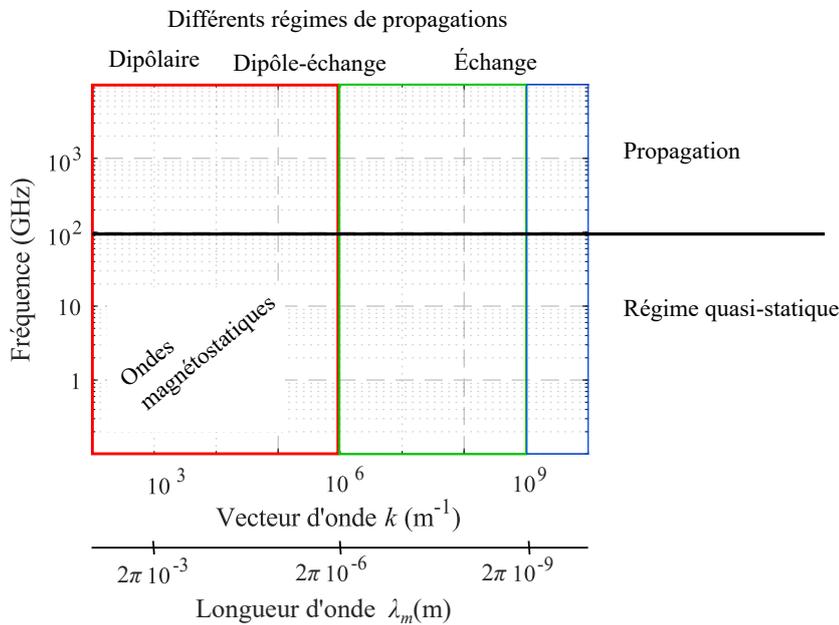


FIGURE 1.5 – Représentation des différentes zones des régimes de propagations des ondes de spins dans un milieu ferromagnétique pour un film de YIG (matériau utilisé durant cette thèse) [15, 16].

### 1.1.3 Typologie des ondes de spin magnétostatique dans un film

Comme décrit précédemment, la résonance ferromagnétique dépend fortement de la géométrie du matériau utilisé (*cf.* Fig. 1.3). Il en est de même pour la propagation des ondes de spin magnétostatiques. Ses propriétés dépendent notamment, pour un ruban, de la direction de l'aimantation et du vecteur d'onde. Elle est réalisée selon trois modes de propagation schématisés dans la figure 1.6. Pour ne pas alourdir la représentation, seul le vecteur d'onde et l'aimantation y sont représentés [13, 17, 18]. Chaque mode est caractérisé par une relation de dispersion spécifique. Cette dernière décrit la relation entre le vecteur d'onde  $\vec{k}$

apparaissant pour une excitation donnée et la pulsation  $\omega$  de cette excitation électrique.

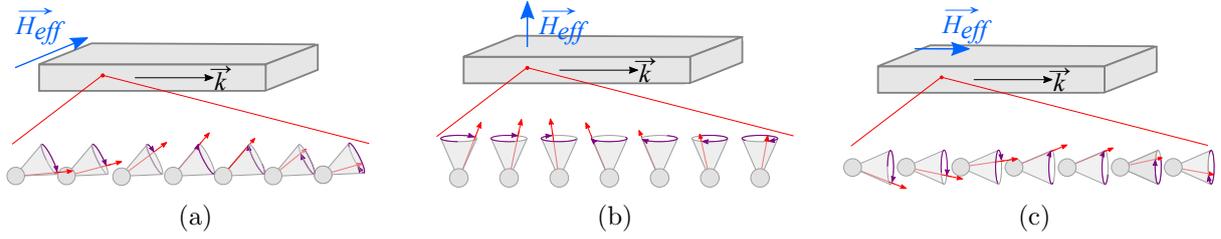


FIGURE 1.6 – Représentation simplifiée de l'orientation des vecteurs  $\vec{M}_s$  et  $\vec{k}$  afin de privilégier les ondes MSSW pour la figure (a), les ondes MFVW pour la figure (b) et les ondes MBVW pour la figure (c).

Le premier mode représenté à la figure 1.6a est appelé onde magnétostatique de surface (MSSW, magnetostatic surface spin wave). Il correspond à une aimantation dans le plan du film et perpendiculaire au vecteur d'onde. L'expression approchée de la relation de dispersion de ce mode s'écrit :

$$\omega(H_{eff}, k) = \sqrt{\left(\gamma\mu_0 H_{eff} + \frac{\gamma\mu_0 M_s}{2}\right)^2 - \left(\frac{\gamma\mu_0 M_s}{2}\right)^2 e^{-2kd_2}} \quad (1.2)$$

où  $d_2$  est l'épaisseur du film magnétique.

Le deuxième mode représenté à la figure 1.6b est appelé onde magnétostatique de volume progressive (MFVW, magnetostatic forward volume wave). Il correspond à une aimantation normale au plan du film et au vecteur d'onde. L'expression approchée de la relation de dispersion de ce mode s'écrit :

$$\omega(H_{eff}, k) = \sqrt{\gamma\mu_0 H_{eff} \left( \gamma\mu_0 H_{eff} + \gamma\mu_0 M_s \left( 1 - \frac{1 - e^{-kd_2}}{kd_2} \right) \right)}. \quad (1.3)$$

Enfin, le dernier mode représenté à la figure 1.6c est appelé onde magnétostatique de volume rétrograde (MBVW, magnetostatic backward volume wave). Il correspond à une aimantation dans le plan du film et colinéaire au vecteur d'onde. L'expression approché de la relation de dispersion de ce mode s'écrit :

$$\omega(H_{eff}, k) = \sqrt{\gamma\mu_0 H_{eff} \left( \gamma\mu_0 H_{eff} + \gamma\mu_0 M_s \frac{1 - e^{-kd_2}}{kd_2} \right)}. \quad (1.4)$$

Les termes « rétrograde » et « progressive » proviennent du signe de la vitesse de groupe  $v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k}$ . Pour les ondes de volume progressives et les ondes de surface, la vitesse de groupe est positive, c'est-à-dire que la longueur d'onde (respectivement le nombre d'onde) croît avec la période (resp. la fréquence) de l'excitation, tandis que pour les ondes rétrogrades, cette

vitesse est négative.

La figure 1.7 représente les fréquences des différents modes de propagation en fonction du nombre d'onde et d'un champ magnétique statique. Pour un champ magnétique  $H_0$ , chaque mode de propagation est également défini par la zone fréquentielle dans laquelle elle est possible. Cette zone peut être délimitée par ces deux valeurs extrêmes, c'est-à-dire quand la valeur de  $k \rightarrow 0$  ou  $k \rightarrow \infty$ .

Il est à noter que les limites de fréquences respectivement basses et hautes des ondes de spin de surface et de volume progressives (délimité par la relation  $\omega(H_{eff},k)/2\pi$   $\Big|_{MSSW}$  et  $\omega(H_{eff},k)/2\pi$   $\Big|_{MFVW}$ ) noté  $f_{RFM}$  des relations de dispersions, se superposent avec la valeur  $k \rightarrow \infty$  de la fréquence de résonance de la loi de Kittel déterminée par la relation 1.1 pour le champ magnétique  $H_0$  et les coefficients du tenseur de démagnétisation tels que,  $N_{xx} = N_{zz} = 0$  et  $N_{yy} = 1$ .

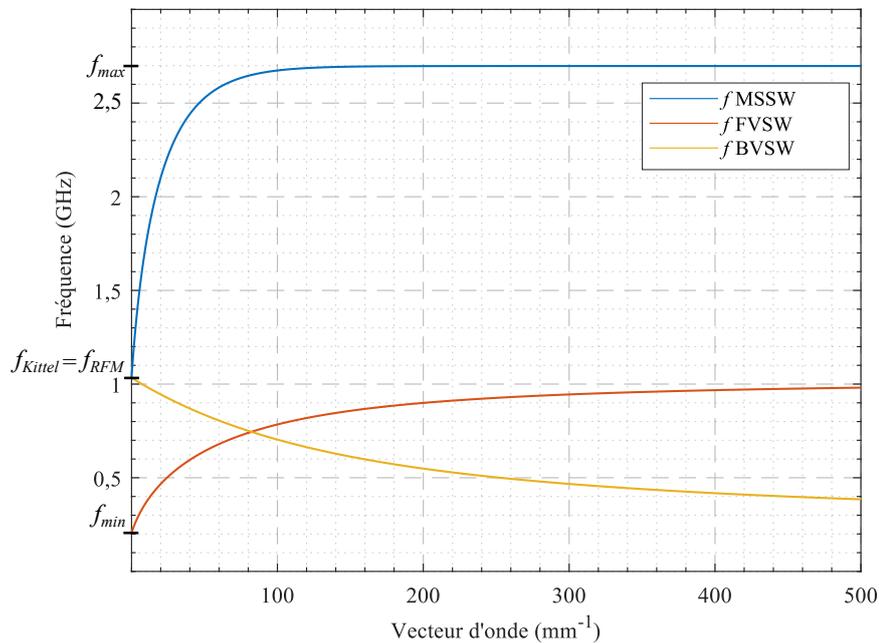


FIGURE 1.7 – Représentation de l'évolution des fréquences des trois principaux modes de propagation en fonction du nombre d'onde  $k$  et des fréquences limites pour chaque mode de propagation (Ces courbes sont obtenues des relations 1.1 à 1.4 avec les valeurs suivantes :  $\mu_0 M_S = 0,175$  T ;  $d_2 = 19,4$   $\mu\text{m}$  ;  $\mu_0 H_0 = 7,35$  mT).

### 1.1.4 Caractérisation des dispositifs magnoniques et rappels sur les paramètres S

Comme nous l'avons vu, une onde électromagnétique doit exciter le matériau magnétique saturé afin de créer une onde de spin. Dans la littérature il existe plusieurs procédés permettant l'excitation et la mesure des ondes de spin. Les deux principaux procédés utilisés sont électriques (à l'aide de micro-onde) ou optiques [19].

**micro-onde :** La technique micro-onde est la plus communément utilisée pour exciter et mesurer les ondes de spin [20, 21]. Une antenne excitatrice génère l'onde électromagnétique permettant la précession cohérente des spins dans le matériau saturé en champ à l'aide d'un signal électrique entrant. Une antenne du même type peut permettre de mesurer l'onde de spin, en produisant un signal électrique micro-onde en sortie.

**optique :** La diffusion Brillouin [22] permet uniquement de mesurer les ondes de spin par une mise en œuvre optique cette fois. Elle est basée sur la diffusion inélastique des photons par les ondes de spin. Dans cette technologie, comme précédemment, le matériau à tester est saturé en champ et les ondes de spin sont excitées par une antenne micro-onde. La mesure est cependant réalisée à l'aide d'un faisceau lumineux calibré et polarisé qui se réfléchit sur le matériau. Ensuite, un dispositif interférométrique ainsi qu'un logiciel de traitement permet de déterminer l'amplitude et la phase des ondes de spin en tout point du matériau [23].

Par soucis de simplicité et d'intégration du dispositif au sein d'une électronique de conditionnement, l'excitation et la mesure des ondes de spin se fera ici à l'aide de ligne microstrip. Ce dispositif électrique associant un port d'entrée, port 1, et un port de sortie, port 2, correspond à un quadripôle. À chaque port, 1 et 2, correspond un courant d'entrée,  $i_1$ <sup>(a)</sup> ou  $i_2$ , et une différence de potentiel,  $v_1$ <sup>(b)</sup> et  $v_2$ , comme indiqué en figure 1.8. Dans le cas d'un quadripôle linéaire, il est possible d'exprimer, en notation complexe, les tensions aux bornes des deux ports en fonction de ses courants d'entrées et des paramètres du quadripôle synthétisés par la matrice impédance,  $[Z]$ <sup>(c)</sup>, tel que :

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix}. \quad (1.5)$$

Dans le domaine des hyperfréquences, le formalisme utilisé est celui des paramètres S (ou paramètres de répartition). Ces paramètres, notés  $S_{mn}$ , désignent les coefficients de transmission et de réflexion sur chaque port du système. Un système linéaire à 2 ports est caractérisé

(a).  $i_1 = \hat{i}_1 e^{-j\omega t}$  et  $i_2 = \hat{i}_2 e^{-j\omega t}$ .

(b).  $v_1 = \hat{v}_1 e^{-j\omega t}$  et  $v_2 = \hat{v}_2 e^{-j\omega t}$ .

(c). Les grandeurs qui seront manipulées dans la suite de ce chapitre sont des grandeurs complexes. De manière générale, la notation complexe des paramètres S et impédance Z sera implicite.  $\underline{Z}_{11} \Rightarrow Z_{11}$ .

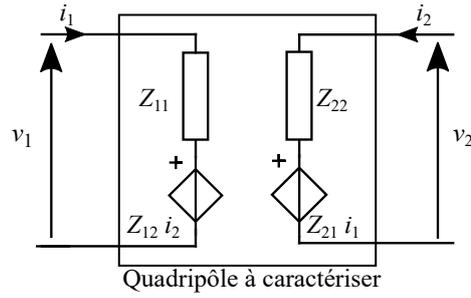


FIGURE 1.8 – Représentation générale d'un quadripôle et de sa matrice  $Z$ .

par sa matrice de répartition générale, représentée en figure 1.9, et donnée par :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (1.6)$$

où les grandeurs complexes normalisées incidentes,  $a_q$ , et réfléchies,  $b_q$ , sont définies par les relations suivantes en fonction de la tension  $v_q$  et le courant  $i_q$ , telles-que [24, 25] :

$$a_q = \frac{v_q + Z_c i_q}{2\sqrt{Z_c}} \text{ et } b_q = \frac{v_q - Z_c^* i_q}{2\sqrt{Z_c}} \text{ avec } q \in \{1, 2\} \quad (1.7)$$

avec  $Z_c$ , l'impédance caractéristique du système.

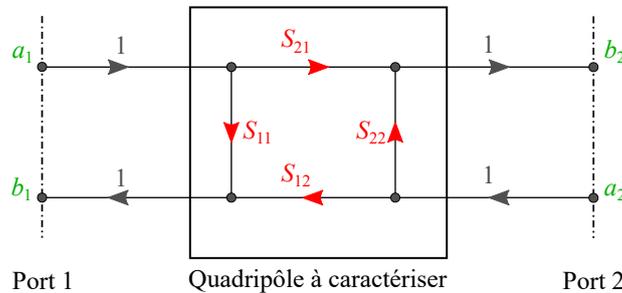


FIGURE 1.9 – Schématisation d'un quadripôle  $S$  par un graphe de fluence indiquant les paramètres  $S$ , les ondes incidentes et réfléchies.

De la même manière, les courants et les tensions aux bornes de ce quadripôles également sont définis par :

$$v_q = \sqrt{Z_c} (a_q + b_q) \text{ et } i_q = \frac{1}{\sqrt{Z_c}} (a_q - b_q) \text{ avec } q \in \{1, 2\}. \quad (1.8)$$

Identifiant le même quadripôle, il est possible de déterminer la matrice  $[Z]$  à partir de la matrice  $[S]$  et inversement par les relations suivantes :

$$[Z] = Z_c ([I_d] - [S])^{-1} ([I_d] + [S]) \text{ et} \quad (1.9)$$

$$[S] = \left( \frac{1}{Z_c} [Z] - [I_d] \right)^{-1} \left( \frac{1}{Z_c} [Z] - [I_d] \right). \quad (1.10)$$

où  $[I_d]$  représente la matrice identité  $[I_d] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ .

La représentation des paramètres S ne permet pas d'identifier facilement les caractéristiques de la mise en cascade de plusieurs quadripôles. La représentation adaptée est une représentation entrée/sortie, comme la matrice de chaîne  $[C]$ , définie par :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ a_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix}. \quad (1.11)$$

La matrice de chaîne peut être identifiée à partir des paramètres S et inversement par les relations :

$$[C] = \begin{bmatrix} -\frac{S_{11}S_{22}-S_{12}S_{21}}{S_{21}} & \frac{S_{11}}{S_{21}} \\ -\frac{S_{22}}{S_{12}} & \frac{1}{S_{21}} \end{bmatrix} \text{ et} \quad (1.12)$$

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{C_{12}}{C_{22}} & \frac{C_{11}C_{22}-C_{12}C_{21}}{C_{22}} \\ \frac{1}{C_{22}} & -\frac{C_{21}}{C_{22}} \end{bmatrix}. \quad (1.13)$$

La mise en cascade de deux quadripôles est alors définie par le produit des matrices de chaîne :  $[C] = [C_1] \times [C_2]$ .

En pratique, les paramètres S peuvent être mesurés à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel, VNA. Après une phase de calibration, ce dernier mesure l'amplitude et la phase des différents paramètres en fonction de la fréquence d'excitation,  $f_0$ . Il apparaît alors que le quadripôle S est caractérisé par la matrice suivante :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} |S_{11}| \exp(J\varphi_{11}) & |S_{12}| \exp(J\varphi_{12}) \\ |S_{21}| \exp(J\varphi_{21}) & |S_{22}| \exp(J\varphi_{22}) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (1.14)$$

où  $S_{mn}$ ,  $|S_{mn}|$  et  $\varphi_{mn}$  représentent respectivement le nombre complexe du paramètre mesuré, son amplitude et sa phase.

Le VNA permet alors de caractériser le comportement des dispositifs magnoniques. En les polarisant à l'aide d'un champ magnétique statique,  $H_0$ , il est possible de caractériser le comportement de ces dispositifs tant en réflexion qu'en transmission en fonction de  $H_0$  et de la fréquence d'excitation,  $f_0$ .

$$S_{11}(f_0, H_0) = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0}, \quad S_{21}(f_0, H_0) = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} \text{ et}$$

$$S_{12}(f_0, H_0) = \frac{b_1}{a_2} \Big|_{a_1=0}, \quad S_{22}(f_0, H_0) = \frac{b_2}{a_2} \Big|_{a_1=0}. \quad (1.15)$$

Les paramètres  $S$  ainsi mesurés sont bien associés à la caractérisation de l'onde de spin en transmission et en réflexion [26, 19, 24]. Ces paramètres dépendent du champ extérieur  $H_0$ , de la puissance incidente,  $P_{in}$ , et de la fréquence,  $f$  de l'OEM incidente.

La mise en œuvre du film de YIG avec les antennes d'excitation et de mesure que nous utiliserons tout au long de cette thèse est représentée dans la figure 1.10.

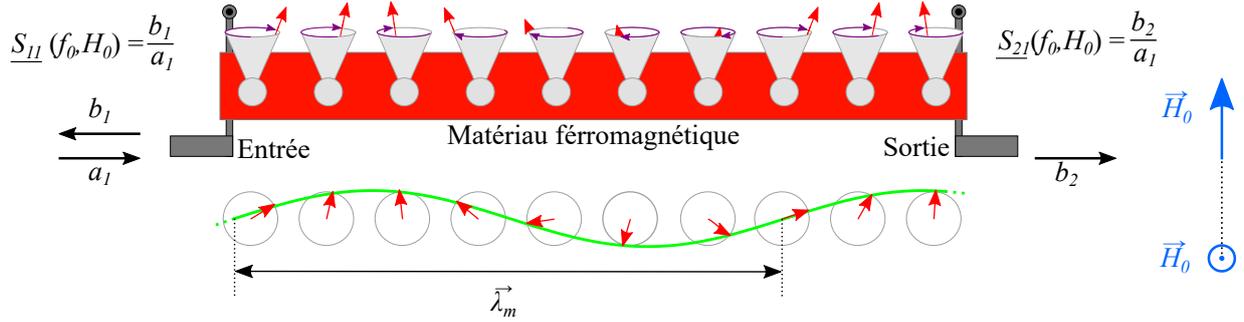


FIGURE 1.10 – Représentation de la mise en œuvre et de la propagation des ondes de spin dans un film de YIG avec les antennes d'excitation et de mesure. Les caractérisations, en transmission et en réflexion, de l'élément sensible sont notées respectivement  $S_{21}(f_0, H_0)$  et  $S_{11}(f_0, H_0)$ .

## 1.2 Modélisation des ondes de spin

Après avoir décrit la phénoménologie des ondes de spin dans la section précédente, le modèle de la propagation des ondes de spin sera présenté afin de mettre l'accent sur les principaux paramètres agissant sur cette propagation. La propagation des ondes de spin dans un film de YIG a été modélisée pour la première fois dans les années 1960 par DAMON et ESCHBACH [27]. Dans les années 1970, GANGULY et WEBB, et SETHARES ont proposé une modélisation permettant de déterminer la propagation des ondes de spin en étudiant celle des ondes électromagnétiques se propageant dans le guide d'onde [21, 28].

La configuration choisie pour cette thèse est similaire à celle décrite dans les travaux cités précédemment et est couramment rencontrée dans la littérature (*cf.* sous-section 1.4). Elle repose sur un porte-échantillon, sur lequel un film magnétique (ici, du YIG) est simplement posé sur ce dernier. Une photo illustrative est donnée en annexe C.1. Cependant, afin de comprendre les mécanismes électromagnétiques qui régissent le phénomène de propagation, le modèle présenté ici s'intéresse à une géométrie plus générale, celle du guide d'onde représenté dans la figure 1.11.

Dans cette mise en œuvre, le film magnétique, d'épaisseur  $d_2$ , est placé entre le substrat de la carte électronique d'épaisseur  $d_3$  et le Grenat de Gadolinium Gallium (GGG) d'épaisseur

$d_1$ . Le substrat GGG est généralement utilisé pour le dépôt de la couche mince de YIG. Sur le substrat (carte électronique) sont gravées des antennes de largeur  $w_4$  permettant d'exciter et de mesurer les ondes de spin qui se propagent dans le guide. Le repère associé au film ferromagnétique tout au long de ce travail est un repère cartésien direct dont les caractéristiques sont les suivantes. L'origine du repère est placée au centre de l'antenne d'excitation et à l'interface avec le YIG. Le champ magnétique externe de saturation, noté  $\mathbf{H}_0$ , est appliqué dans le plan du film et selon l'axe  $\vec{z}$ . La fréquence de travail sera choisie telle que des ondes de spin de surface soient générées et qu'elles se propagent le long de l'axe  $\vec{x}$ .

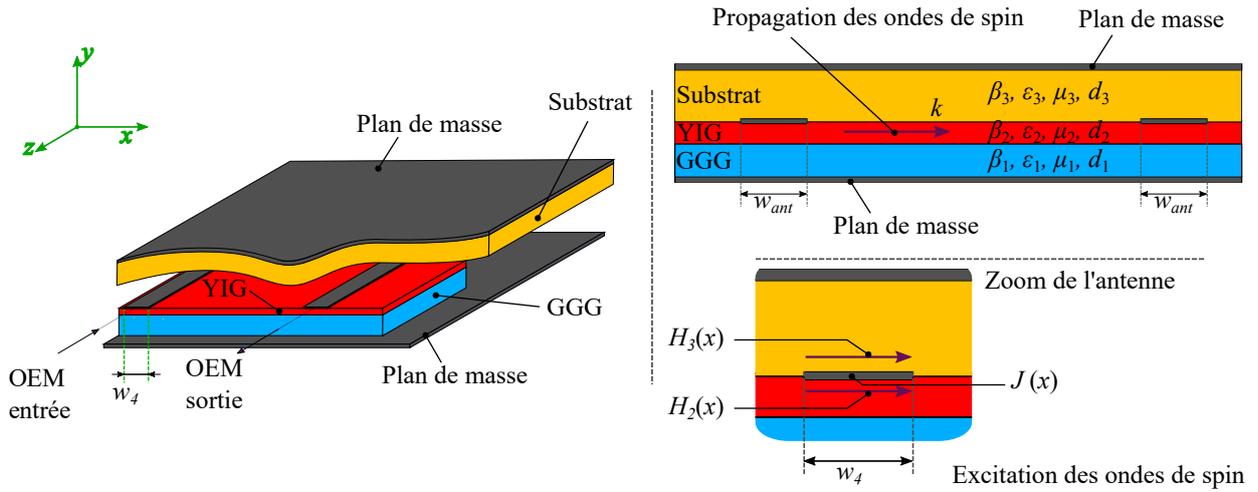


FIGURE 1.11 – Représentation de la mise en œuvre du film de YIG pour la modélisation physique.

Compte tenu des dimensions des échantillons et des fréquences de travail accessibles, le matériau sera considéré de manière macroscopique. L'aimantation et les champs électromagnétiques seront alors considérés comme des grandeurs continues [29, 13]. La modélisation de la propagation des ondes de spin dans un guide d'onde est basée sur la résolution simultanée de l'équation du mouvement de l'aimantation (*cf.* section précédente), des équations de Maxwell et des relations de passage entre chaque milieu. Pour obtenir une expression analytique simple de la propagation de l'onde de spin, certaines approximations sont réalisées. Dans l'étude menée par SETHARES, et reprise ici, le cadre de travail est le suivant [28] :

1. le film est supposé infiniment large (suivant  $z$ ) ; le système est donc considéré comme invariant suivant cette direction ( $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ ) ;
2. le film est supposé infiniment long (suivant  $x$ ), aucune réflexion de l'onde ne se superpose à l'onde électromagnétique ;
3. le matériau magnétique est supposé homogène et isotrope ;
4. les antennes d'excitation et de mesure sont considérées sans perte pour un signal sinusoïdal aux fréquences d'études et infiniment fines ;

5. l'évolution des ondes dans le guide est supposée plane progressive et harmonique (OPPH) suivant  $x$  ;
6. pour les fréquences d'excitation considérées, l'approximation magnétostatique (régime quasi-statique) est adoptée ( $\vec{\text{rot}} \vec{H} \approx 0$ ) ;
7. pour les longueurs d'ondes considérées, l'interaction d'échanges entre spins est négligée ;
8. les pertes dans les différents matériaux sont négligeables ;
9. le système fonctionne en régime linéaire.

L'étude étant réalisée en régime harmonique et pour des ondes planes progressives (*cf.* hypothèse 5), les grandeurs seront notées sous la forme d'amplitude complexe. Ainsi, une grandeur  $\underline{X}_n(x, y, z, t)$ , se propageant suivant le vecteur d'onde  $\vec{k}$  colinéaire à  $\vec{x}$ , se définit comme :

$$\underline{X}_n(x, y, z, t) = x_n(y, k, \omega) e^{J(\omega t - kx)} = x_n e^{J(\omega t - kx)} \quad (1.16)$$

où  $x_n(y, k, \omega)$  représente l'amplitude complexe de la grandeur à la pulsation  $\omega$  et au nombre d'onde  $k$ . Par souci de lisibilité, sa dépendance à  $y$ , à  $k$  et à  $\omega$  est omise dans l'expression. Ainsi,  $x_n(y, k, \omega)$  est noté  $x_n$ . D'un point de vue temporel, l'amplitude complexe de  $\underline{X}_n(x, y, z, t)$  est notée  $\underline{X}_n(x, y, z)$  tel que :

$$\underline{X}_n(x, y, z, t) = e^{J\omega t} \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} x_n e^{-Jkx} dk}_{X_n(x, y, z)} \quad (1.17)$$

On remarque que cette amplitude complexe et la transformée de Fourier spatiale de la grandeur sont liées :

$$\underline{X}_n(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} x_n e^{-Jkx} dk = 2\pi \mathcal{F}^{-1}(x_n) \quad (1.18)$$

et

$$x_n = \frac{1}{2\pi} \mathcal{F}(X_n) = \frac{1}{2\pi} \hat{X}_n. \quad (1.19)$$

### 1.2.1 Définition du tenseur de perméabilité à l'aide de la relation LL

La première étape consiste à déterminer les effets du matériau magnétique sur la propagation de l'onde de spin. Comme nous l'avons évoqué à la section 1.1, d'un point de vue microscopique, les ondes de spin se traduisent par l'évolution inhomogène de l'aimantation dans un matériau. Cette évolution est décrite par la relation LL qui s'écrit, en négligeant les pertes  $\alpha$ , par [5] :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \wedge \vec{H}_{eff} \quad (1.20)$$

où  $\vec{M}$  et  $\vec{H}_{eff}$  sont respectivement l'aimantation du matériau et le champ effectif qui traduit l'ensemble des forces magnétiques au sein du matériau avec  $\mu_0$ , la perméabilité du vide ( $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  H/m), et  $\gamma$ , le rapport gyromagnétique de l'électron ( $\frac{\gamma}{2\pi} = 28$  GHz/T).

Le champ magnétique effectif,  $\vec{H}_{eff}$ , utilisé dans la relation 1.20 traduit l'ensemble des champs exercés sur les moments magnétiques. L'énergie totale emmagasinée au sein de l'échantillon, est la somme des différentes énergies magnétiques disponibles, à savoir : l'énergie de Zeeman, anisotropique, dipolaire et d'échange. Dans ce chapitre nous ne détaillerons pas leurs origines, cependant elles sont énumérées dans plusieurs recueils [16, 29]. Dans le cas de notre étude, en considérant un film suffisamment large, les énergies dipolaires, d'anisotropies et d'échanges peuvent être négligées de façon à ce que le champ effectif interne s'apparente au champ magnétique externe appliqué,  $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext} = \vec{H}_0$ . Afin de permettre une modélisation analytique du système, l'analyse se limite au cas linéaire des petites variations de champs. La relation 1.20 est linéarisée autour d'un point de fonctionnement  $\vec{M}_s$  et  $\vec{H}_0$  représentant respectivement l'aimantation à saturation du matériau et le champ externe statique. Les composantes  $\vec{m}$  et  $\vec{h}$  sont leurs petites variations autour du point de fonctionnement. Le mouvement de l'aimantation est donné par l'équation LL linéarisée tel-que :

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 (\vec{M}_s \wedge \vec{h} + \vec{m} \wedge \vec{H}_0) \quad (1.21)$$

Cette expression permet de déterminer le tenseur de perméabilité,  $[\mu_r]$ . Les étapes de cheminement sont détaillées dans [16]. Pour le matériau magnétique isotrope et sans perte, O'KEEFFE a défini ce tenseur en normalisant ses coefficients par la valeur de l'aimantation  $M_s$ , [30] tel que :

$$[\mu_r] = \begin{bmatrix} \mu_{11} & J\mu_{12} & 0 \\ -J\mu_{12} & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.22)$$

avec  $\mu_{11} = \mu_{22} = 1 - \frac{\Omega_H}{\Omega^2 - \Omega_H^2}$  et  $\mu_{12} = \frac{\Omega}{\Omega^2 - \Omega_H^2}$  où  $\Omega = \frac{2\pi f}{\gamma \mu_0 M_s}$  et  $\Omega_H = \frac{H}{M_s}$  sont les pulsations normalisées.

Les matériaux diélectriques, tel que le GGG ou l'isolant du porte-échantillon, sont amagnétiques et ont un tenseur de perméabilité égal à la matrice identité. Le tableau 1.1 synthétise les propriétés électromagnétiques des matériaux en fonction de leurs caractéristiques pour les différentes couches du guide d'onde. Il permet de définir, suivant le matériau, les relations entre les champs d'induction électrique  $\vec{D}$  et magnétique  $\vec{B}$  en fonction des champs d'excitation électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$  par :  $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$  et  $\vec{B} = \mu_0 [\mu_r] \vec{H}$ .

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif des paramètres des matériaux pour chaque couche du guide d'onde.

y	milieu	propriétés matériaux ( $\epsilon_r, \mu_r$ )		
$-(d_1 + d_2)$	Plan de masse			
$y \in ]-d_1 - d_2; -d_2[$	I (GGG)	$\epsilon_1, 1$		
$-d_2$	Interface GGG/YIG			
$y \in ]-d_2; 0[$	II (YIG)	$\epsilon_2,$	$\begin{vmatrix} \mu_{11} & J\mu_{12} & 0 \\ -J\mu_{12} & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$	
0	Interface YIG/substrat			
$y \in ]0; d_3[$	III (substrat)	$\epsilon_3, 1$		
$d_3$	Plan de masse			

## 1.2.2 Équations constitutives du système

Les lois de l'électrodynamique formulées dans les équations de Maxwell régissent le comportement électromagnétique au sein de chaque matériau constituant l'élément sensible (*cf.* figure 1.11).

Il est à noter que le matériau YIG est un isolant dont la résistance spécifique est de l'ordre de  $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$  à température ambiante [31]. Il en résulte que les densités de charges libres sont nulles tant dans le YIG que dans les autres matériaux diélectriques. Des charges libres peuvent cependant être en mouvement à l'interface entre le matériau magnétique et le diélectrique constituant le porte-échantillon, c'est-à-dire dans les antennes supposées d'épaisseurs négligeables. À cette interface, il peut donc apparaître une densité de courant surfacique, définie par  $\vec{J}(x, y, z, t) = J_z(x, y, z, t) \vec{z} = J_z(x) e^{j\omega t} \vec{z}$  dans le cas sinusoïdal.

Dans ces conditions et en se limitant au cas quasi-statique (hypothèse n°6), les équations de MAXWELL s'écrivent :

$$\begin{cases} \text{div} \vec{D} = 0 \\ \text{div} \vec{B} = 0 \\ \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{rot} \vec{H} = 0 \end{cases} \quad (1.23)$$

En considérant les approximations énumérées plus haut et la notation donnée dans l'expression 1.16, on en déduit deux systèmes d'équations indépendantes :

$$\begin{cases} -jke_x + \frac{\partial e_y}{\partial y} = 0 \\ -jke_y - \frac{\partial e_x}{\partial y} = -j\mu_0 \omega h_z \\ \frac{\partial h_z}{\partial y} = 0 \\ jkh_z = 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} -jkh_y - \frac{\partial h_x}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial e_z}{\partial y} = -j\omega b_x \\ -jke_z = j\omega b_y \\ -jkb_x + \frac{\partial b_y}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (1.24)$$

Compte tenu des valeurs à l'infini, le premier système conduit à considérer  $e_x = e_y = h_z = b_z = 0$ .

À l'interface entre les milieux  $i$  et  $j$ , la continuité des grandeurs électromagnétiques  $\vec{D}$ ,  $\vec{B}$ ,  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  est décrite par les équations de passage :

$$\begin{cases} \vec{n}_{i \rightarrow j} \wedge (\vec{E}_i - \vec{E}_j) = 0 \\ \vec{n}_{i \rightarrow j} \wedge (\vec{H}_i - \vec{H}_j) = \vec{J}_{i/j} \\ \vec{n}_{i \rightarrow j} \cdot (\vec{D}_i - \vec{D}_j) = 0 \\ \vec{n}_{i \rightarrow j} \cdot (\vec{B}_i - \vec{B}_j) = 0 \end{cases} \quad (1.25)$$

où les indices  $i$  et  $j$  indiquent dans quel matériau est considérée la grandeur électromagnétique,  $\vec{n}_{i \rightarrow j}$  est le vecteur normal à l'interface orienté de  $i$  vers  $j$ , et  $\vec{J}_{i/j}$  la densité surfacique de courant à l'interface considérée.

Ainsi, les équations constitutives du système sont les suivantes :

$$\text{dans chaque milieu} \begin{cases} \frac{\partial h_x}{\partial y} = -jkh_y \\ \frac{\partial b_y}{\partial y} = jkb_x \\ \frac{\partial e_z}{\partial y} = -J\omega b_x \\ e_z = -\frac{\omega}{k}b_y \end{cases} \quad \text{et aux interfaces } i/j \begin{cases} e_{iz} = e_{jz} \\ h_{ix} = h_{jx} - j_{i/j,z} \\ b_{iy} = b_{jy} \end{cases} \quad (1.26)$$

### 1.2.3 Résolution du système d'équations

La résolution des équations des champs électromagnétiques au sein de chaque couche du guide d'onde fait apparaître une dépendance des champs vis-à-vis de l'épaisseur,  $y$ , et du sens de propagation,  $\pm |k|$ , suivant une loi exponentielle. Dans chaque couche ( $n = \text{I}$ ,  $n = \text{II}$  et  $n = \text{III}$ ), cette résolution conduit aux expressions suivantes, tel que :

$$\begin{cases} h_x = -Js \left( A_{+n} e^{\beta_n |k| y} + A_{-n} e^{-\beta_n |k| y} \right) \\ b_y = \mu_0 \left( A_{+n} \alpha_{+n} e^{\beta_n |k| y} - A_{-n} \alpha_{-n} e^{-\beta_n |k| y} \right) \\ e_z = -s\mu_0 \frac{\omega}{|k|} \left( A_{+n} \alpha_{+n} e^{\beta_n |k| y} - A_{-n} \alpha_{-n} e^{-\beta_n |k| y} \right) \end{cases} \quad (1.27)$$

où  $A_{+n}$  et  $A_{-n}$  sont des variables d'intégration réelles (à déterminer pour satisfaire toutes les conditions aux frontières),  $\alpha_{+n}$ ,  $\alpha_{-n}$  et  $\beta_n$  sont des coefficients qui dépendent des propriétés du matériau propre à chaque couche dont les valeurs sont résumées au sein du tableau 1.2.

En reprenant l'hypothèse 5 et en intégrant le spectre  $x_n(y, k, \omega)$  afin de remonter aux valeurs de  $\underline{X}_n(x, y, z, t)$ , le système d'équations complet est obtenu. Il est résumé par le tableau 1.3.

TABLE 1.2 – Coefficients magnétiques déterminés à partir des propriétés du matériau de chaque couche suivant le sens  $s$  ( $s = \pm 1$ )

$n$	I	II	III
$\beta_n$	1	$\sqrt{\frac{\mu_{11}}{\mu_{22}}} = 1$	1
$\alpha_{+n}$	1	$\mu_{22}\beta_2 - s\mu_{12} = 1 - \frac{\Omega_H - s\Omega}{\Omega^2 - \Omega_H^2}$	1
$\alpha_{-n}$	1	$\mu_{22}\beta_2 + s\mu_{12} = 1 - \frac{\Omega_H + s\Omega}{\Omega^2 - \Omega_H^2}$	1

### 1.2.4 Excitation des ondes de spin par une antenne microstrip et relation de dispersion

Les constantes d'intégration  $A_{\pm n}$  peuvent toutes être exprimées en fonction de  $A_{-2}$  dont la valeur est déterminée grâce à l'équation de continuité du champ magnétique  $H_x$  au niveau de l'antenne. La différence du champ magnétique entre les deux matériaux est directement proportionnelle à la densité de courant traversant l'antenne et s'exprime par :

$$H_{3x}(x, 0, t) - H_{2x}(x, 0, t) = -J \int_{-\infty}^{\infty} s ((A_{+3} + A_{-3}) - (A_{+2} + A_{-2})) e^{-Jkx} dk = J_z(x) \quad (1.28)$$

En résolvant le système d'équation afin de déterminer le coefficient d'intégration  $A_{-2}$  et en définissant  $A_{\pm n} = A'_{\pm n} A_{-2}$  ou  $A'_{\pm n} = A_{\pm n} / A_{-2}$ , on obtient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{+3} = \frac{T e^{2\beta_2 |k| d_2} \alpha_{+2} - \alpha_{-2}}{1 - e^{-2|k| d_3}} A_{-2} = A'_{+3} A_{-2} \\ A_{-3} = \frac{T e^{2\beta_2 |k| d_2} \alpha_{+2} - \alpha_{-2}}{e^{-2|k| d_3} - 1} A_{-2} = A'_{-3} A_{-2} \\ A_{+2} = T e^{2\beta_2 |k| d_2} A_{-2} = A'_{+2} A_{-2} \\ A_{-1} = \frac{(1+T) e^{(\beta_2 - 1) |k| d_2}}{1 + e^{2|k| d_1}} A_{-2} = A'_{-1} A_{-2} \\ A_{+1} = \frac{(1+T) e^{(\beta_2 + 1) |k| d_2}}{1 + e^{-2|k| d_1}} A_{-2} = A'_{+1} A_{-2} \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{avec} \\ T = \frac{\alpha_{-2} + \tanh(|k| d_1)}{\alpha_{+2} - \tanh(|k| d_1)} \\ F_T = \frac{\alpha_{-2} e^{-2\beta_2 |k| d_2} - T \alpha_{+2}}{\tanh(|k| d_3)} - \left( e^{-2\beta_2 |k| d_2} + T \right) \\ \text{De plus,} \\ A_{-2} = \frac{J s e^{-2\beta_2 |k| d_2} \hat{J}_z}{2\pi F_T} = \frac{J s e^{-2\beta_2 |k| d_2}}{2\pi F_T} \frac{\sin(k w_{ant}/2)}{k w_{ant}/2} I_0 \\ A'_{-2} = 1 \end{array} \quad (1.29)$$

Ces équations permettent de déterminer l'ensemble des champs dans le système sous forme d'intégrale spatiale en fonction de la transformée de Fourier spatiale de  $J_z$ . Pour une antenne de largeur  $w_4$  et parcourue par un courant d'amplitude  $I_0$ ,  $\hat{J}_z = I_0 \frac{\sin(k w_4/2)}{k w_4/2}$  en considérant une distribution de courant homogène sur toute la largeur de l'antenne. Ces intégrales étant de la forme  $\int_{-\infty}^{\infty} f(k) e^{-Jkx} dk$  avec  $f(k)$ , une fonction de  $k$  présentant des singularités, peuvent être déterminées par la méthode des résidus. Ces singularités correspondent aux valeurs de  $k$  pour lesquelles  $F_T(k, \omega) = 0$ . Cette égalité correspond à la relation de dispersion qui associe au nombre d'onde  $k$  de la propagation des ondes de spin à la fréquence d'excitation électrique du courant :

$$\frac{\alpha_{-2} + \tanh(|k| d_1)}{\alpha_{+2} - \tanh(|k| d_1)} \frac{\alpha_{+2} + \tanh(|k| d_3)}{\alpha_{-2} - \tanh(|k| d_3)} - e^{-2\beta_2 |k| d_2} = 0 \quad (1.30)$$

TABLE 1.3 – Tableau récapitulatif des paramètres de résolution pour chaque couche du guide d'onde.

Position y Milieu $n = \text{I,II,III}$ Propriétés matériaux	Conditions aux frontières
	$H_{nx}, B_{ny}, E_{nz}$
$y = -(d_1 + d_2)$ Plan de masse	$B_{1y}(x, -(d_1 + d_2), t) = 0$
$y \in ]-d_1 - d_2; -d_2[$ $n = \text{I (GGG)}$ $\varepsilon_1, 1$	$H_x(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} -J_S \left( A_{+1} e^{ k y} + A_{-1} e^{- k y} \right) e^{j(\omega t - kx)} dk$ $B_y(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mu_0 \left( A_{+1} e^{ k y} - A_{-1} e^{- k y} \right) e^{j(\omega t - kx)} dk$ $E_z(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{\omega s}{ k } \mu_0 \left( A_{+1} e^{ k y} - A_{-1} e^{- k y} \right) e^{j(\omega t - kx)} dk$
$y = -d_2$ Interface GGG $\rightarrow$ YIG	$H_{1x}(x, -d_2, t) = H_{2x}(x, -d_2, t)$ $B_{1y}(x, -d_2, t) = B_{2y}(x, -d_2, t)$ $E_{1z}(x, -d_2, t) = E_{2z}(x, -d_2, t)$
$y \in ]-d_2; 0[$ $n = \text{II (YIG)}$ $\varepsilon_2, \begin{bmatrix} \mu_{11} & J\mu_{12} & 0 \\ -J\mu_{12} & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$	$H_x(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} -J_S \left( A_{+2} e^{\beta_2  k y} + A_{-2} e^{-\beta_2  k y} \right) e^{j(\omega t - kx)} dk$ $B_y(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mu_0 \left( A_{+2} \alpha_{+2} e^{\beta_2  k y} - A_{-2} \alpha_{-2} e^{-\beta_2  k y} \right) e^{j(\omega t - kx)} dk$ $E_z(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{\omega s}{ k } \mu_0 \left( A_{+2} \alpha_{+2} e^{\beta_2  k y} - A_{-2} \alpha_{-2} e^{-\beta_2  k y} \right) e^{j(\omega t - kx)} dk$
$y = 0$ Interface YIG $\rightarrow$ substrat	$H_{3x}(x, 0, t) - H_{2x}(x, 0, t) = J_z(x, t)$ $B_{2y}(x, 0, t) = B_{3y}(x, 0, t)$ $E_{2z}(x, 0, t) = E_{3z}(x, 0, t)$
$y \in ]0; d_3[$ $n = \text{III (substrat)}$ $\varepsilon_3, 1$	$H_x(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} -J_S \left( A_{+3} e^{ k y} + A_{-3} e^{- k y} \right) e^{j(\omega t - kx)} dk$ $B_y(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mu_0 \left( A_{+3} e^{ k y} - A_{-3} e^{- k y} \right) e^{j(\omega t - kx)} dk$ $E_z(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{\omega s}{ k } \mu_0 \left( A_{+3} e^{ k y} - A_{-3} e^{- k y} \right) e^{j(\omega t - kx)} dk$
$y = d_3$ Plan de masse	$B_{3y}(x, d_3, t) = 0$

Cette relation a une solution unique réelle positive non nulle si et seulement si la fréquence d'excitation est comprise entre une valeur minimale,  $f_{min}$ , telle que  $2d_2 + (d_1 + d_3) \left( \frac{1}{\alpha_{-2}(f_{min})} + \frac{1}{\alpha_{+2}(f_{min})} \right) = 0$  et une valeur maximale,  $f_{max}$ , telle que  $\frac{\alpha_{-2}(f_{max})+1}{\alpha_{+2}(f_{max})-1} \frac{\alpha_{+2}(f_{max})+1}{\alpha_{-2}(f_{max})-1} = 0$ .

La figure 1.12 représente la fréquence d'excitation électrique suivant le vecteur d'onde  $k$  de l'onde de spin à partir des modèles réalisés (*cf.* équation 1.30). Elle est comparée au cas d'un matériau magnétique dont l'évolution est déjà donnée dans la figure 1.7 (*cf.* équation 1.2), cas d'une propagation MSSW pour un substrat très épais,  $d_1 \rightarrow \infty$  et  $d_3 \rightarrow \infty$ . De manière générale, les fréquences modélisées par les relations 1.2 et 1.30 se superposent. Cependant, pour des vecteurs d'onde très faible (pour des longueurs d'ondes de spin inférieur à 2 mm) une petite différence apparaît.

Dans le cas de l'équation 1.2, la limite inférieure est la valeur  $f_{RFM}$ , tandis que dans le cas de la relation 1.30, cette limite a pour valeur  $f_{min}$ . Les deux fréquences sont séparées par la valeur  $\Delta f = f_{min} - f_{RFM} \approx 100$  MHz pour une simulation à  $\mu_0 H_0 = 7,35$  mT. Cet écart

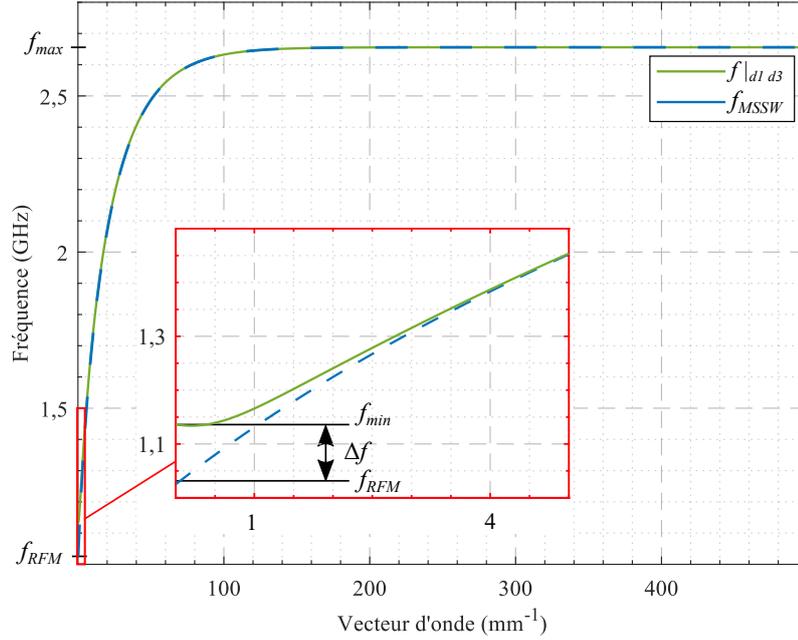


FIGURE 1.12 – Superposition des représentations de l'évolution de la fréquence en fonction du vecteur d'onde des relations 1.2 et 1.30 (Ces courbes sont obtenues par simulation avec les valeurs suivantes :  $\mu_0 M_S = 0,175 \text{ T}$  ;  $\mu_0 H_0 = 7,35 \text{ mT}$  ;  $d_1 = \infty$  ;  $d_2 = 19,4 \mu\text{m}$  ;  $d_3 = 1,56 \text{ mm}$  ;  $w_4 = 250 \mu\text{m}$ ).

entre les deux courbes apparaît du fait de la faible épaisseur du substrat  $d_1$ .

Ainsi, pour une fréquence d'excitation  $f_0$  donnée, les ondes de spin se propagent avec une longueur d'onde unique dans les deux sens, c'est-à-dire avec les nombres d'onde  $\pm k_0$ , solutions de la relation de dispersion. Les champs au sein de chaque couche peuvent alors être déterminés pour un nombre d'ondes donné,  $s|k_0|$ , par la méthode des résidus :

$$\begin{cases} H_{xn}^{(s)}(x, y, t) = J e^{-2\beta_2|k_0|d_2} \frac{A'_{+n} e^{|k_0|y} + A'_{-n} e^{-|k_0|y}}{F_T^{(1)}(|k_0|)} \frac{\sin(kw_4/2)}{kw_4/2} I_0 e^{J(\omega_0 t - k_0 x)} \\ B_{yn}^{(s)}(x, y, t) = -s\mu_0 e^{-2\beta_2|k_0|d_2} \frac{A'_{+n}\alpha_{+n} e^{|k_0|y} - A'_{-n}\alpha_{-n} e^{-|k_0|y}}{F_T^{(1)}(|k_0|)} \frac{\sin(kw_4/2)}{kw_4/2} I_0 e^{J(\omega_0 t - k_0 x)} \\ E_{zn}^{(s)}(x, y, t) = \frac{\omega_0}{|k_0|} \mu_0 e^{-2\beta_2|k_0|d_2} \frac{A'_{+n}\alpha_{+n} e^{|k_0|y} - A'_{-n}\alpha_{-n} e^{-|k_0|y}}{F_T^{(1)}(|k_0|)} \frac{\sin(kw_4/2)}{kw_4/2} I_0 J(\omega_0 t - k_0 x) \end{cases} \quad (1.31)$$

Enfin, en considérant une longueur d'antenne de  $l_1$  et le nombre d'onde  $s|k_0|$ , l'expression de ces champs permet de déterminer l'énergie rayonnée dans la direction de propagation par la détermination du vecteur de Poynting total sur l'épaisseur :  $P^{(s)} = \Re \left[ \frac{l_1}{2} \int_{-d_1-d_2}^{d_3} E_z^{(s)} H_y^{(s)*} dy \right]$ . Les champs étant proportionnels à  $I_0$ , l'énergie rayonnée suivant le sens  $s$  est proportionnelle au carré de  $I_0$  et prend une expression de la forme :

$$P^{(s)} = R_{ray}^{(s)} I_0^2 \quad (1.32)$$

où  $R_{ray}^{(s)}$  est la résistance de rayonnement du système.

La résistance de rayonnement s'exprime en fonction des paramètres de mise en œuvre du guide d'onde. Cette résistance modélise la partie réelle de l'impédance dans laquelle l'énergie rayonnée par une antenne est dissipée, et vaut :

$$R_{ray}^{(s)} = (-s) \frac{\mu_0 \omega_0 w_{YIG}}{2 |k_0|^2} A(|k_0|) \frac{1}{4} \frac{e^{-2\beta_2 |k_0| d_2}}{|F_T^{(1)}(k_0)|^2} \left( \frac{\sin \frac{k_0 w_4}{2}}{\frac{k_0 w_4}{2}} \right)^2 \quad (1.33)$$

$A(|k_0|)$  étant un terme regroupant tous les paramètres de mise en œuvre et s'exprimant par :

$$\begin{aligned} A(|k_0|) = & (T_M + 1)^2 \frac{\sinh(2|k_0|d_1) - 2d_1|k_0|}{4 \cosh^2(|k_0|d_1)} \\ & + \frac{(\alpha_{+2} T_M e^{\beta_2 |k_0| d_2} - \alpha_{-2} e^{-\beta_2 |k_0| d_2})^2}{4 \sinh^2(|k_0|d_3)} (\sinh(2|k_0|d_3) - 2d_3|k_0|) \\ & + \frac{\alpha_{+2} T_M^2}{2} (e^{2\beta_2 |k_0| d_2} - 1) - \frac{\alpha_{-2}}{2} (e^{-2\beta_2 |k_0| d_2} - 1) \\ & - \frac{\mu_{11} \mu_{22} + \mu_{12}^2}{\mu_{22}} T_M |k_0| d_2 \end{aligned} \quad (1.34)$$

La figure 1.13 présente l'évolution de la résistance de rayonnement en fonction de la fréquence. La simulation est réalisée pour trois largeurs d'antennes différentes.

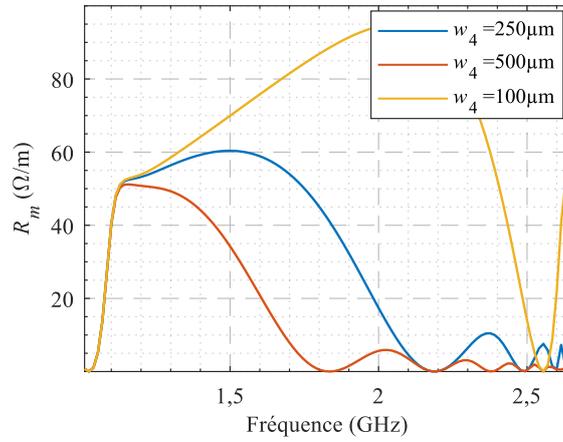


FIGURE 1.13 – Évolution de la résistance de rayonnement en fonction de la fréquence d'excitation pour trois largeurs d'antennes  $w_4$  (ces courbes sont obtenues avec les valeurs suivantes :  $\mu_0 M_S = 0,175$  T ;  $d_2 = 19,4$   $\mu\text{m}$  ;  $\mu_0 H_0 = 7,35$  mT).

La largeur de l'antenne d'excitation détermine la gamme des longueurs d'ondes qui peuvent être excitées. Cette excitation est d'autant plus efficace que la largeur de l'antenne est petite devant la longueur de l'onde de spin  $\lambda_m$ . La bande de fréquence est directement liée au rapport entre la largeur de l'antenne d'excitation et l'épaisseur du film de YIG, noté  $\frac{w_4}{d_2}$  [21]. Plus ce rapport est petit, plus une large gamme d'ondes de spin peut être excitée, et inversement. Dans notre cas, un rapport entre l'antenne d'excitation et l'épaisseur du film  $\frac{w_4}{d_2} = 14$  permet d'exciter les ondes de spin sur une plage de fréquence d'environ 700 MHz.

Afin d'agrandir cette plage de fréquence, il est alors possible d'augmenter l'épaisseur du film de YIG, ou de diminuer la largeur de l'antenne.

À présent, à l'aide de cette résistance de rayonnement, pour la mise en œuvre décrite dans l'étude bibliographique (*cf.* section 1.4), la variation de l'impédance caractéristique de la ligne d'excitation, notée  $Z'_c$ , peut être déterminée en fonction de la résistance de rayonnement,  $R_{ray}$  et des paramètres de mise en œuvre de la ligne qui seront décrits dans la section 2.1. Cette impédance caractéristique s'exprime par :

$$\begin{aligned} Z'_c &= \sqrt{\frac{R_{ray} + jL\omega}{jC\omega}} \\ &= \sqrt{\frac{L}{C} - j\frac{R}{C\omega}} \\ &= Z_c \sqrt{1 - j\frac{R_{ray}}{L\omega}} \end{aligned} \quad (1.35)$$

Dans le cadre d'une propagation sans perte des ondes de spin, il est désormais possible de déterminer les amplitudes des paramètres  $S$  de l'échantillon au travers de la variation de l'impédance caractéristique de la ligne sous le YIG,  $Z'_c$ . En négligeant les pertes par conduction de la ligne, l'amplitude des paramètres en réflexion et en transmission,  $S_{11}$  et  $S_{21}$ , s'exprime par [32, 13] :

$$S_{11} = 20 \log_{10} \left( \left| \frac{R_{ray} - Z'_c}{R_{ray} + Z'_c} \right| \right) \quad (1.36)$$

et

$$S_{21} = 20 \log_{10} \left( 1 - \left| \frac{R_{ray} - Z'_c}{R_{ray} + Z'_c} \right| \right) \quad (1.37)$$

La figure 1.14 représente l'évolution de l'amplitude des paramètres de réflexion à l'entrée,  $S_{11}$ , et de transmission direct,  $S_{21}$ , en fonction de la fréquence d'excitation obtenue à l'aide des relations 1.36 et 1.37.

À l'aide de la modélisation de la résistance de rayonnement il est désormais possible de modéliser et de tracer l'amplitude des paramètres de répartition de la mise en œuvre du matériau. Dans la fenêtre où les ondes de spin se propagent, délimitée par la fréquence de résonance ferromagnétique,  $f_{min}$ , et la fréquence  $f_{max}$ , l'amplitude de  $S_{11}$  atteint  $-3,5$  dB à  $1,5$  GHz, tandis que l'amplitude de  $S_{21}$  atteint  $-10$  dB à  $1,5$  GHz. Ces courbes sont obtenues pour des largeurs d'antennes de  $250 \mu\text{m}$ . Plusieurs bandes de réjections apparaissent sur la caractéristique de l'amplitude de  $S_{21}$ . Ces bandes de réjections apparaissent pour des longueurs d'ondes  $\lambda_m = \frac{2w_A}{n}$ , où  $n$  représente un entier naturel. Notons, que ces bandes de réjections sur  $S_{21}$  se traduisent par des zéros sur la caractéristique de  $S_{11}$ . Pour cette mise en œuvre, nous pouvons conclure que des fréquences d'excitation supérieures à  $2,1$  GHz ne pourront pas exciter correctement les ondes de spin.

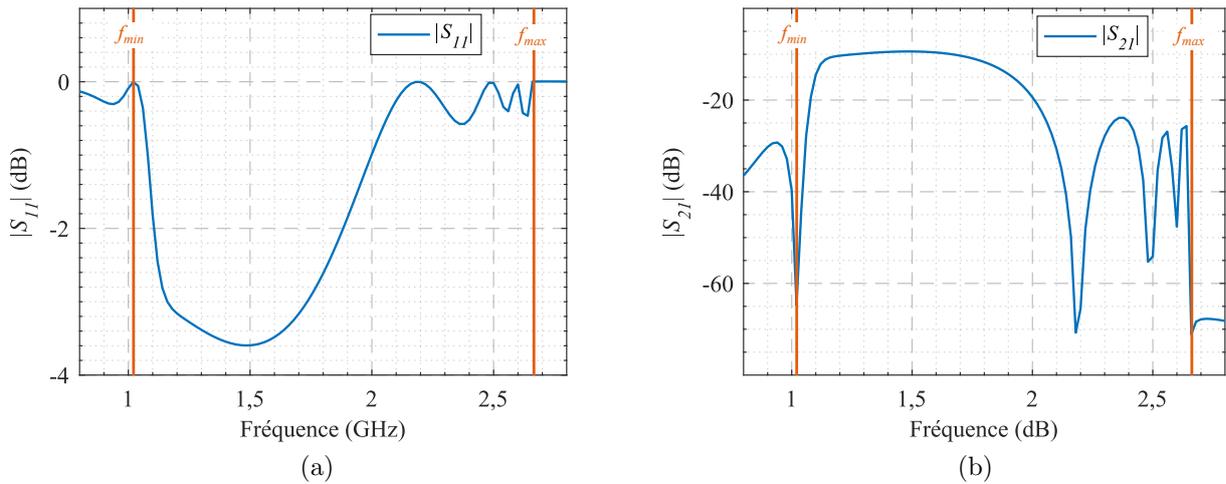


FIGURE 1.14 – Évolution de l'amplitude des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  en fonction de la fréquence d'excitation pour un champ magnétique fixe (ces courbes sont obtenues avec les valeurs suivantes :  $\mu_0 M_S = 0,175$  T ;  $d_2 = 19,4$   $\mu\text{m}$  ;  $\mu_0 H_0 = 7,35$  mT ;  $w_4 = 250$   $\mu\text{m}$ ).

### 1.2.5 Définition de la réflexion des ondes de spin aux bords du film

Lors de la modélisation des ondes de spin dans la section précédente, l'hypothèse n°2 limitait la propagation d'ondes planes à une structure infinie suivant le sens de propagation  $x$ . Or, dans la mise en œuvre d'un dispositif magnonique, le film utilisé est borné spatialement dans sa longueur. Il nous faut donc ajouter à la modélisation précédente les effets de réflexion de l'onde de spin sur les bords du film. Ce phénomène a été étudié par MARCELLI pour des ondes de volume [33]. Il a également été visualisé et mesuré par SHIMADA pour des ondes de volume progressives [34]. La figure 1.15 présente la mise en œuvre du film magnétique sur les deux antennes, d'excitation et de mesure, et introduit les différentes longueurs considérées.

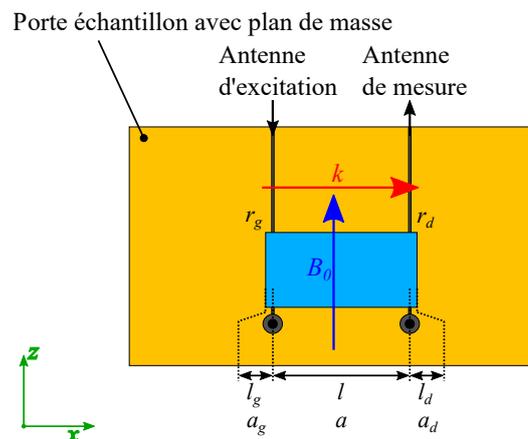


FIGURE 1.15 – Mise en œuvre du film de YIG pour définir le principe de réflexion des ondes de spin en bord de film.

Dans la modélisation présentée par MARCELLI, la puissance électrique transmise par les

antennes en onde de spin dépend principalement de la puissance électrique,  $P_{in}$ , et d'un coefficient de couplage  $C$  qui dépend de la fréquence d'excitation  $f_0$ . La prise en compte de la dissipation dans l'équation de LANDAU-LIFSHITZ (amortissement de GILBRET,  $\alpha$ , négligé jusqu'ici) induit une atténuation de la puissance de l'onde suivant son temps de propagation  $T_p$  dont la valeur vaut  $e^{(\gamma\Delta HT_p)}$ , où  $\Delta H$  et la largeur du pic à mi-hauteur du pic de résonance ferromagnétique. Le temps de propagation de l'onde dépend de la fréquence d'excitation,  $f_0$  par la relation 1.2, du nombre d'onde  $k$ , de la vitesse de groupe  $v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k}$  et de la distance parcourue  $L$  :  $T_p = \frac{L}{v_g} = L/\frac{\partial\omega}{\partial k}$ .

Lorsque l'onde de spin n'est pas réfléchiée en bout de ligne, la puissance transmise à l'antenne de sortie,  $P_{out}$ , pour une puissance d'entrée  $P_{in}$  s'exprime par :

$$P_{out} = P_{in} C^2 e^{(\gamma\Delta HT_p)} \quad (1.38)$$

Les réflexions prises en compte durant cette étude sont, d'une part, les réflexions aux extrémités du matériau magnétique (réflexion totale, notée  $|T_m| = 1$ ) et, d'autre part, les réflexions  $r$  qui ont lieu lorsque l'onde rencontre une antenne (changement de milieu). Par itérations successives, il est aisé de calculer la superposition des puissances transférées à chaque réflexion à droite ou à gauche du film. Trois temps de propagation caractéristiques apparaissent :  $T_g$ ,  $T_p$  et  $T_d$ . Ils sont liés aux distances parcourues par les ondes entre le bord gauche et l'antenne d'injection,  $l_g$  avec  $T_g = \frac{l_g}{v_g}$ , entre les deux antennes,  $l_p$  avec  $T_p = \frac{l_p}{v_g}$ , et entre l'antenne de mesure et le bord droit,  $l_d$  avec  $T_d = \frac{l_d}{v_g}$ , comme représenté en figure 1.15.

Pour la mise en œuvre décrite dans la figure 1.15, un exemple de propagation d'ondes de spin et de ses rebonds est représenté dans la figure 1.16.

Dans cette figure, pour une excitation sur l'antenne de gauche et une mesure sur l'antenne de droite, quatre exemples d'ondes peuvent être discutés.

1. La puissance émise sur l'antenne se propage vers la droite (sens positif) suivant la loi  $P = P_{in} C^2 e^{(\gamma\Delta HT_p)}$ . Elle est mesurée sans réflexion directement par l'antenne de mesure.
2. Après le passage au travers de l'antenne de mesure, l'onde (atténuée) poursuit son chemin et est réfléchiée une fois par le bord droit (onde 1 puis 2) :

$$P = P_{in} C^2 r e^{(\gamma\Delta HT_p)} e^{(\gamma\Delta HT_d)} \quad (1.39)$$

3. D'un autre coté, l'antenne émet également une onde vers la gauche qui est mesurée après une réflexion à gauche (onde 5 et 4) :

$$P = P_{in} C^2 r e^{(\gamma\Delta HT_p)} e^{(\gamma\Delta HT_g)} \quad (1.40)$$

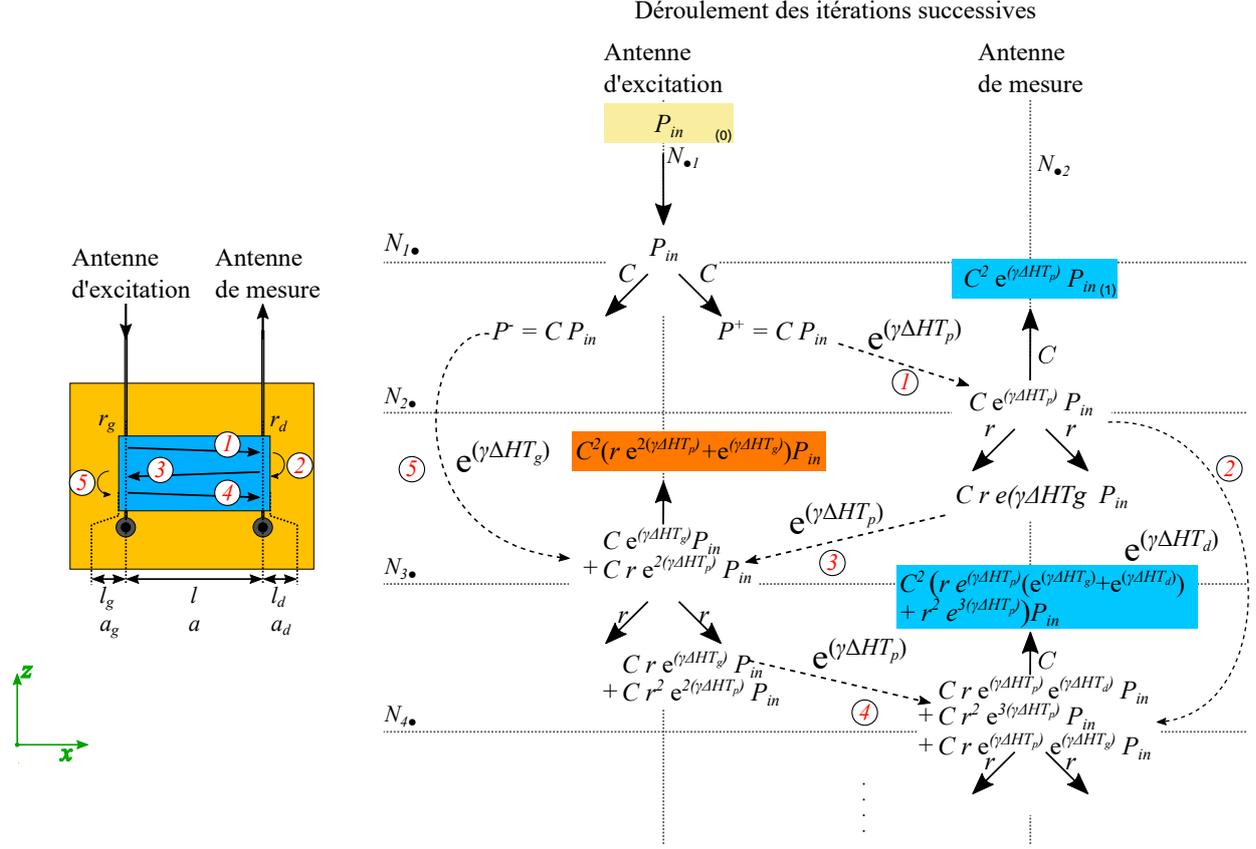


FIGURE 1.16 – Représentation de quelques ondes de puissance issues de 0, 1 ou 2 réflexions.

4. L'onde est réfléchiée plusieurs fois entre les antennes (onde 1, 3 et 5)

$$P = P_{in} C^2 r^2 e^{(3\gamma\Delta HT_p)} \quad (1.41)$$

Cet exemple nous montre qu'une onde arrive directement d'une antenne à l'autre, 2 arrivent après une réflexion, de très nombreuses arrivent après deux réflexions, illustrées par le cas 4 uniquement. Pour un nombre d'itérations indéterminé, la puissance en sortie de l'antenne de mesure peut s'écrire sous la forme de la somme de chaque contribution en tenant compte du nombre de réflexions,  $n_g$  et  $n_d$ , telle que :

$$P_{out} = P_{in} C e^{(\gamma\Delta HT_p)} \sum_{n_d=0}^{n_d, \max} r^{n_d} e^{n_d(\gamma\Delta HT_d)} + C^2 r^2 e^{3(\gamma\Delta HT_p)} P_{in} + P_{in} C^2 e^{(\gamma\Delta HT_p)} \sum_{n_g=1}^{n_g, \max} \sum_{n_d=0}^{n_d, \max} r^{n_d+n_g} e^{n_g(\gamma\Delta HT_g)+n_d(\gamma\Delta HT_d)} \quad (1.42)$$

Dans le cadre de notre étude, nous utilisons les ondes de surface et non celles de volume. Il apparaît alors que, en raison de la non réciprocity de la propagation des ondes de spin dans le matériau, le coefficient de couplage  $C$  ne peut être pris comme égal pour les ondes positives et négatives [28, 33]. Cependant, comme pour les ondes de volume, les ondes de surface connaîtront des réflexions multiples qui engendreront des associations cumulatives

ou destructives, conduisant à une fluctuation de la puissance reçue liée aux différents temps de parcours.

### 1.3 Capteurs de champs magnétiques

La dépendance des ondes de spin au champ magnétique externe, vu dans les deux premières sections, permet à ce phénomène d'être utilisé comme capteur magnétique, c'est-à-dire un système dont la grandeur électrique de sortie varie en fonction du champ magnétique à mesurer. Il convient ici de distinguer capteur magnétique et magnétomètre. Le magnétomètre étant un système de mesure, sa grandeur de sortie est l'image du champ magnétique à mesurer. Elle lui est donc proportionnelle. Afin d'obtenir un magnétomètre, une électronique de conditionnement adaptée à l'élément sensible est souvent nécessaire afin de garantir la linéarité du système. Après une présentation générale des capteurs et des magnétomètres, les critères de performance les caractérisant seront énoncés. Enfin, un état de l'art présentera les différents capteurs magnétiques et magnétomètres actuels et les travaux se concentrant sur l'utilisation de dispositifs YIG afin de créer un capteur magnétique.

#### 1.3.1 Généralités sur les capteurs

Quelle que soit la technologie utilisée, les principes généraux de mise en œuvre des capteurs restent les mêmes. Les capteurs fournissent un signal de sortie,  $y_C(t)$ , (le plus souvent une tension,  $v_C(t)$ , ou un courant,  $i_C(t)$ ) qui est l'image de la mesurande,  $x_M(t)$ . On souhaite que  $y_S(t)$  et  $x_M(t)$  soient proportionnels, le coefficient de proportionnalité étant la sensibilité du capteur,  $S_M$ . Alors, le capteur est dit linéaire. Dans ce cas idéal, la transduction d'un capteur peut être représentée telle que schématisée dans la figure 1.17 et s'écrit :

$$y_C(t) = S_M x_M(t). \quad (1.43)$$

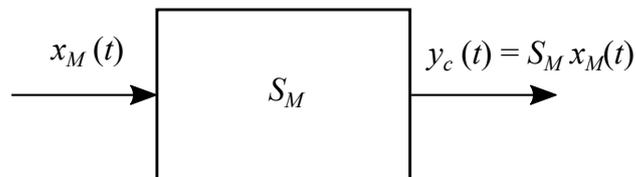


FIGURE 1.17 – Représentation d'un capteur idéal sous forme de schéma bloc.

Cependant, la dépendance du signal de sortie à la mesurande est généralement non-linéaire. De plus, les perturbations telles que les fluctuations aléatoires ou les grandeurs

d'influence (par exemple, la température) doivent également être prises en compte pour une étude plus approfondie.

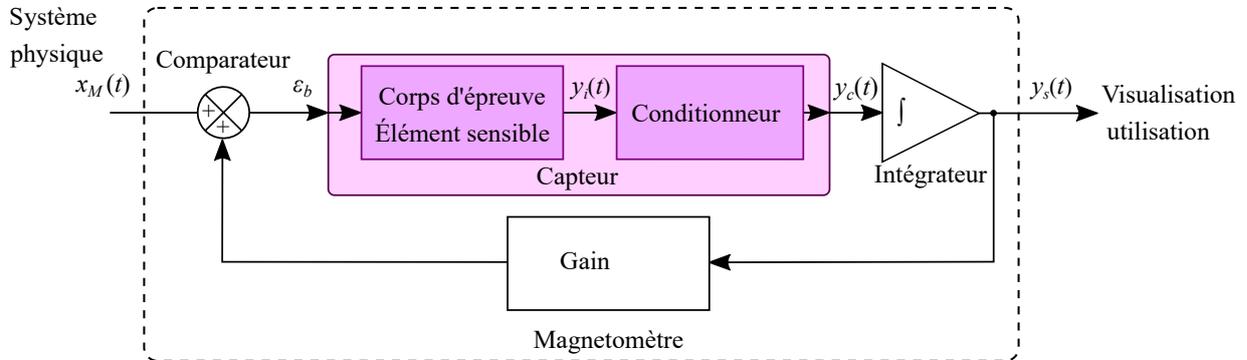


FIGURE 1.18 – Schéma bloc résumant les principales fonctions d'un instrument de mesure dont la linéarité est assurée par la boucle de contre-réaction.

De manière globale, la sortie des capteurs est de deux types différents. Le premier cas se caractérise par un signal  $y_i(t)$  directement exploitable par l'utilisateur, ses variations étant de même nature temporelle que celle de la mesurande. La réponse étant généralement non-linéaire, une approximation de Taylor permet de linéariser la réponse autour du point de fonctionnement,  $X_M$ , en considérant des variations de la mesurande de faible amplitude,  $x_m(t)$ , et peut être donnée par la relation :

$$y_S(x(t)) = y_C(X_M) + \frac{\partial y_C}{\partial x_M}(X_M) x_m(t) + o(x_m(t)) \quad (1.44)$$

où  $X_M$  et  $o(x_m(t))$  représentent respectivement la partie statique de la mesurande et une fonction négligeable devant  $x_M(t) - X_M = x_m(t)$ . Cette forme linéarisée permet de définir une sensibilité au point de fonctionnement,  $S_M(X_M) = \frac{\partial y_C}{\partial x_M}(X_M)$ . La limitation du fonctionnement linéaire à de petites variations pourrait être un inconvénient majeur mais, en bouclant le système sur la mesurande à l'aide d'un intégrateur (comme représenté en figure 1.18) le système est linéaire sur une large plage de signal d'entrée. Le capteur est alors utilisé comme comparateur. La sensibilité du système est liée à la boucle de retour alors que le bruit équivalent en entrée est dominé par celui du capteur et de sa mise en œuvre.

Le second cas, quant à lui, est plus complexe. Le principe physique mis en œuvre lors de la transduction conduit à faire apparaître une modulation du signal  $y_i(t)$  par la mesurande. En supposant que le signal de sortie du capteur soit un signal sinusoïdal de pulsation  $\omega_0 = 2\pi f_0$ , d'amplitude  $\widehat{y}_c$  et de phase  $\varphi$ , cette amplitude et cette phase dépendent de la mesurande telles que  $y_C(t, x_M(t)) = y_c(\widehat{\omega_0, x_M(t)}) \cos(\omega_0 t + \varphi(\omega_0, x_M(t)))$ . Le passage par les amplitudes complexes permet généralement de simplifier les expressions. Ainsi cette tension s'exprime

par :

$$\underline{y_C}(t, x_M(t)) = y_c(\widehat{\omega_0, x_M(t)}) e^{J\varphi(\omega_0, x_M(t))} e^{J\omega_0 t} = \underline{y_c}(\widehat{\omega_0, x_M(t)}) e^{J\omega_0 t}. \quad (1.45)$$

Comme dans le premier cas, en considérant une mesurande définie par  $x_M(t) = X_M + x_m(t)$ , où  $X_M$  et  $x_m(t)$  représentent respectivement le point de fonctionnement du capteur et les petites variations de mesurande à détecter. L'amplitude complexe,  $\underline{y_c}(\widehat{\omega_0, x_M(t)})$ , s'écrit alors :

$$\underline{y_c}(\widehat{\omega_0, x_M(t)}) = \underline{y_c}(\widehat{\omega_0, X_M}) + \left. \frac{\partial y_c(\omega_0, X)}{\partial X} \right|_{X=X_M} \cdot x_m(t). \quad (1.46)$$

De ce fait, la grandeur de sortie de l'élément sensible est :

$$\underline{y_C}(t, x_M(t)) = \left( \underline{y_c}(\widehat{\omega_0, X_M}) + \left. \frac{\partial y_c(\omega_0, X)}{\partial X} \right|_{X=X_M} \cdot x_m(t) \right) e^{J\omega_0 t}. \quad (1.47)$$

En démodulant ce signal par un signal de pulsation  $\omega_0$ , un nouveau signal de sortie,  $v_c$ , apparaît dans le système. Cette grandeur est proportionnelle à  $x_m(t)$  :

$$\underline{v_c}(t, x_m(t)) = \left. \frac{\partial y_c(\omega_0, X)}{\partial X} \right|_{X=X_M} \cdot x_m(t) \quad (1.48)$$

Ce système intégrant transduction et démodulation est un nouveau capteur correspondant au premier cas dont la sensibilité (complexe) est  $\left. \frac{\partial y_c(\omega_0, X)}{\partial X} \right|_{X=X_M}$ , les variations de la mesurande et du signal de sortie sont bien de même nature temporelle. Comme dans le premier cas, le bouclage avec un intégrateur permet de maintenir la linéarité du système pour une large plage de mesurande.

Dans ces travaux de thèse, nous sommes confrontés au cas d'une mesurande modulée (*cf.* section 1.3), impliquant la mise en œuvre d'une démodulation. Nous nous concentrerons notamment sur l'élément sensible et sa mise en œuvre, le bouclage en lui-même n'intervenant que dans un second temps.

Pour résumer, la chaîne de mesure pour la mise en œuvre d'un dispositif YIG se compose principalement d'un étage de polarisation HF et d'un étage de démodulation permettant d'obtenir une tension de sortie proportionnelle aux variations du champ magnétique. Cette mise en œuvre est représentée dans la figure 1.19, où  $x_M(t) = B(t)$ .

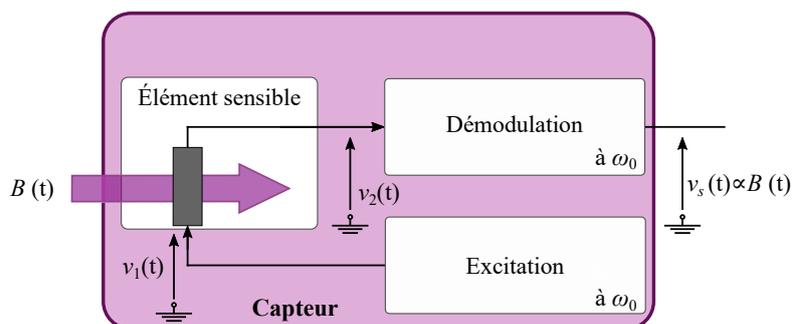


FIGURE 1.19 – Représentation générale du principe de mise en œuvre de l'élément sensible de type magnétique comprenant la source d'excitation et l'électronique de démodulation.

### 1.3.2 Caractéristiques et critères de performance d'un capteur magnétique

Plusieurs critères permettant de caractériser les performances d'un capteur magnétique sont à prendre en compte. Plus ou moins d'importance est accordée à chacune d'entre-elles suivant le type d'application visée. Ces paramètres peuvent être récapitulés dans la liste non-exhaustive ci-dessous :

1. la linéarité, critère caractérisant la proportionnalité de la grandeur de sortie par rapport à la grandeur d'entrée ;
2. le taux de distorsion harmonique (THD), écart relatif à la variation linéaire du signal en régime harmonique ;
3. la sensibilité en champ, rapport entre la variation du signal de sortie et la variation du signal magnétique en entrée, exprimée en  $V/T$  ;
4. la bande-passante (BP), gamme de fréquences dans laquelle le signal possède un affaiblissement inférieur à 3 dB, exprimée en Hz ;
5. la densité spectrale de bruit équivalente en champ, niveau de bruit en entrée du capteur exprimée en  $T/\sqrt{\text{Hz}}$  et détermine le plus petit champ détectable par le capteur ;
6. la dynamique de mesure, rapport entre la densité spectrale de bruit équivalente en champ et la valeur maximale possible en entrée.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons plus en détail au niveau de bruit équivalent en champ ramené à l'entrée du capteur. En effet, cette caractéristique permet de déterminer le plus petit champ magnétique mesurable par le capteur ainsi développé. Avant de développer un magnétomètre, nous devons caractériser le capteur en boucle ouverte, car les performances du capteur final (le magnétomètre) sont limitées par l'électronique et les performances en boucle ouverte du capteur (bruit et sensibilité) [35].

### 1.3.3 Performances usuelles des magnétomètres

Dans le domaine des capteurs magnétiques et plus précisément de la magnétométrie à haute sensibilité, les magnétomètres à SQUID (superconducting quantum interference device) font office de référence ultime. En effet, ils affichent des niveaux de bruit équivalent en champ de quelques  $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour les SQUID utilisant des superconducteurs à basse température critique [36, 37]. Pour obtenir ces performances, le capteur est refroidi à des températures cryogéniques (quelques Kelvin). À température ambiante, deux technologies font office de référence, à savoir le magnétomètre fluxgate (FG) [38] et le magnétomètre à magnéto-impédance géante (MIG) [39, 40]. Ces deux magnétomètres affichent des sensibilités en champ de l'ordre de 100 à 150  $\text{kV}/\text{T}$ , et des densités spectrales de bruit équivalent en champ de l'ordre du  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  en zone de bruit blanc. Dans la famille des magnéto-résistances, qu'elles soient anisotropes (AMR) ou géantes (GMR), les capteurs ont des densités spectrales de bruit équivalent en champ de l'ordre de 25  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Enfin, la sonde de Hall, (SH), qui sera utilisée afin de déterminer le champ de saturation dans le chapitre 3, affiche une densité spectrale de bruit qui est bien supérieure aux capteurs dits à haute sensibilité. Cette valeur s'élève à 130  $\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Par contre, ce capteur est intrinsèquement linéaire et très simple de mise en œuvre. Les performances de ces capteurs sont synthétisées dans le tableau 1.4.

TABLE 1.4 – Tableau comparatif entre différentes technologies de capteur du marché et développé au laboratoire faisant office de référence.

	Sensibilité de l'élément sensible V/T	Bande passante Hz	Bruit équivalent en champ @10 kHz $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$	Dimensions de l'élément sensible $L \times w \times d$ en mm
MIG [39, 41]	100 k	DC à 70 k	0,4 à 0,7	$25 \times 3 (L \times \varnothing)$
SQUID[37, 36]	-10 k	DC à 10 k	$10^{-3}$ à $10^{-1}$	$< 10 \times 10$
FG (Bartington Mag-03)[38]	143 k	DC à 3 k	6	$54 \times 20$ $(L \times \varnothing)^{(e)}$
GMR (NVE Corp. AAH002)[42]	750	DC à 75 k	25	$5 \times 3,8 \times 1,5^{(d)}$
AMR (Honeywell HMC1001) [43]	160	DC à 5 M	25	$10 \times 3,8 \times 1,5^{(d)}$
SH (Allegro A1324)[44]	50	DC à 17 k	130 k	$3 \times 4 \times 1,5^{(d)}$

(d). Taille du boîtier SIP.

(e). Taille de la sonde de mesure.

Grâce à cette revue rapide des capteurs magnétiques, des premiers objectifs peuvent être fixés en termes de performances visées avec le développement de capteur à base de dispositifs magnoniques. Si ce dernier affiche des performances en sensibilité comprises dans la gamme

du  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , cela placera cette technologie dans la moyenne de cette étude. De plus, ces niveaux de performances peuvent être atteints si l'électronique de conditionnement présente déjà un niveau de bruit faible.

## 1.4 État de l'art sur la magnonique et son utilisation en magnétométrie

Depuis le début des années 1960, de nombreux travaux sur les ondes de spin ont été entrepris comme le montrent différentes synthèses [45, 46, 47]. Des applications dans des domaines très variés ont vu le jour, allant du stockage numérique dans les années 1990 [48], aux portes logiques en 2015 [49], en passant par la réalisation de filtres large bande [50], de coupleurs [51], ou de limiteurs [52].

Depuis le début des années 2010, le sujet de la magnonique connaît un réel intérêt dans le domaine de l'instrumentation et de la transmission de données. Une synthèse non exhaustive sur le sujet est donnée en [19]. Certains travaux se sont concentrés sur l'optimisation et la mise en œuvre de l'élément sensible. Nous pouvons notamment citer les travaux menés par T. GOTO qui ont permis de réduire l'influence de la température sur le système en réalisant un montage différentiel des éléments sensibles [53]. H. TAKAGI présente une structure multicouche de différents matériaux permettant de générer un champ magnétique de polarisation, en vue de créer un capteur de champ absolu [54]. Plusieurs équipes se concentrent sur l'optimisation des coefficients de transmission de l'élément sensible, en s'inspirant des filtres à ondes acoustiques de surface (SAW, surface acoustic wave filter). Cette modification structurelle de l'élément sensible a pour objectif de privilégier la transmission des ondes de spin à des fréquences définies lors du design du filtre [55, 56, 57, 58, 59]. En limitant la bande passante des ondes de spin dans la matériau, l'intention de ces équipes est d'augmenter la sensibilité en champ du corps d'épreuve.

Cependant, la majorité des études menées se limite à la seule mesure de l'amplitude des coefficients de transmission du matériau ferromagnétique. De plus, le paramètre généralement retenu pour quantifier la sensibilité en amplitude utilise une définition différente de celle présentée dans les parties précédentes de ce chapitre. Dans la majorité des cas, la sensibilité, souvent exprimée en  $\%/Oe$ , traduit les variations relatives de l'amplitude du paramètre  $S$ , notée  $|S_{21,B}|$ , par rapport à une valeur initiale  $|S_{21,A}|$  [54],  $\frac{|S_{21,B}| - |S_{21,A}|}{|S_{21,A}|} \times 100$ . Ce type de figure de mérite est très utilisé dans le cas des magnétorésistances ou la GMI. Dans ce dernier cas, il a cependant été montré que l'augmentation du rapport  $\frac{\Delta Z}{Z}$  peut conduire à une diminution de  $\frac{\partial Z}{\partial B}$  dès lors que l'arc menant à un pic de la caractéristique est corrélé avec l'éloignement des ces pics suivant le champ magnétique [60]. Ceci montre l'importance d'identifier le paramètre à optimiser :  $\frac{\partial Z}{\partial B}$  et non  $\frac{\Delta Z}{Z}$  pour les capteurs GMI, ou  $\frac{\partial S}{\partial B}$  et non  $\frac{\Delta S}{S}$  pour le capteur de champ

magnétique à magnonique.

Ainsi, les seules caractérisations des coefficients de transmission de l'élément sensible ne permettent pas de réaliser un capteur ni d'en donner les performances, tant au niveau du signal que du bruit, ni de l'optimiser. À ce jour il semble qu'aucune publication n'a abordé ce sujet.

Le tableau 1.5 synthétise les différentes mises en œuvre et les performances d'un point de vue de la sensibilité du capteur. Enfin, nous pouvons utiliser cette synthèse comme point de départ de cette thèse. Elle permet de donner à priori les mises en œuvre les plus intéressantes. Elles seront présentées ci-après en conclusion du chapitre.

## 1.5 Conclusion

Ce premier chapitre a présenté le phénomène des ondes de spin en fonction de l'orientation du champ magnétique appliqué et la mise en œuvre d'un dispositif magnonique dans un capteur magnétique.

Une étude bibliographique relative à l'utilisation de dispositifs magnoniques afin de créer un capteur magnétique révèle que quasiment tous les travaux s'intéressent uniquement à l'augmentation de la transduction. Aucun travail (au sens où la grandeur du signal et de la mesurande sont de même nature temporelle) ne s'est intéressé à la mise en œuvre de cet élément sensible dans un capteur magnétique et d'en mesurer ses performances tant au niveau de sensibilité en champ qu'au niveau du bruit. Or, comme nous l'avons évoqué dans ce premier chapitre, un capteur magnétique n'est pas seulement composé d'un élément sensible qui réagit à une grandeur externe, mais un système complexe permettant de mettre en forme le signal mesuré.

L'étude bibliographique permet également de dégager plusieurs caractéristiques sur le principe de mise en œuvre, le domaine de fréquence dans lequel les ondes de spin se propagent et l'excitation des ondes de spin. La liste suivante synthétise le principe de mise en œuvre issue de cette bibliographie et des conclusions des sections précédentes.

1. Le matériau principalement utilisé est du YIG déposé sur un substrat de GGG avec des épaisseurs allant de  $5\ \mu\text{m}$  à  $110\ \mu\text{m}$  et des surfaces de quelques  $\text{mm}^2$ . De plus la topologie d'ondes de spin privilégiée est celle des ondes de spin de surface ;
2. La gamme de fréquence d'excitation du matériau varie généralement dans la gamme du GHz. Le formalisme des paramètres  $S$  est utilisé ;
3. L'excitation des ondes de spin est réalisée par des antennes microstrip dont la largeur est globalement d'environ  $100\ \mu\text{m}$ . Pour exciter les ondes de spin de façon optimale, cette largeur doit être la plus petite possible ;

4. L'utilisation d'une démodulation est nécessaire pour extraire le signal utile de la porteuse ;
5. L'effet de forme sur le film de YIG est important sur la propagation de l'onde de spin. L'utilisation d'un film rectangulaire va privilégier les rebonds de l'onde sur les bords parallèles aux antennes, tandis qu'un film de forme biseauté, va privilégier la propagation sans rebond.

De plus, l'étude bibliographique présente quelques sensibilités obtenues pour une mise en œuvre d'un film micro-structuré. TAKAGI et INOUE affichent des sensibilités d'environ  $300 \text{ T}^{-1}$ . Cette valeur nous permet d'envisager une sensibilité en champ du capteur autour de la centaines de  $\text{V/T}$  si cet élément sensible est excité avec une tension de 1 V. Avec cette mise en œuvre, il est alors possible d'envisager un niveau de bruit en sortie de capteur compris entre le  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  et le  $\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Cette technologie de capteur n'a été que très peu étudiée, d'après le site *Web of Sciences*, car seules 20 études sont menées sur l'utilisation de YIG pour réaliser un capteur, et seulement 6 d'entre elles se concentrent sur la caractérisation de ce type de matériau. Les seules caractérisations des coefficients de transmission de l'élément sensible ne permettent pas de réaliser un capteur ni d'en donner les performances, tant au niveau du signal que du bruit, ni de l'optimiser.

Comme cela a été évoqué, le formalisme  $[S]$  ou  $[Z]$  n'est valable que pour un système linéaire. Pour le YIG que l'on utilisera, le comportement lié à l'amplitude des ondes incidentes est fortement non linéaire, puisqu'il peut être utilisé comme limiteur de puissance [67, 52]. Pour garantir la linéarité du système, nous maintiendrons l'amplitude de l'excitation suffisamment faible.

L'élément sensible étant défini à partir de cette conclusion, il convient de le mettre en œuvre. C'est l'objet des deux chapitres suivants, le premier s'intéressant à la mise en œuvre théorique et le second à l'ensemble des réalisations.

TABLE 1.5 – Synthèse de l'état de l'art

Ref	Matériau, Forme Dim. $L \times l \times d$ (mm $\times$ mm $\times$ $\mu$ m) $M_S$ (T)	Excitation (GHz) Puissance (dBm) Dist. ant. (mm) Larg. ant. ( $\mu$ m)	Variation fréq. (GHz/T) Sensibilité (T <sup>-1</sup> )	Structuration nombres type dim. en $\mu$ m ( $L_A \times d_A$ ; $L_B \times \delta$ )	Stade de développement et commentaires
[55, (a)]	YIG/GGG Film rectangulaire 15 $\times$ 30 $\times$ 5	4,5 à 6,8 34 à 48 8 -	26 -	11 Cu / air (270 $\times$ 0.5; 30 $\times$ -)	Mesure $ S_{21} $
	YIG/GGG Film rectangulaire 15 $\times$ 30 $\times$ 5	4,5 à 6,8 34 à 48 8 -	26 23(f)	11 Aimant / air (250 $\times$ -; 270 $\times$ -)	
[54]	YIG/GGG Film 6 $\times$ 9 $\times$ 20	2,9 à 3,1 - 5 50	26 - $\approx$ 300(f)	10 sur le porte-échantillon Cu / air (250 $\times$ 18; 150 $\times$ -)	Dépôt de cuivre sur le porte-échantillon au centre de l'échantillon de YIG
	YIG/GGG Film biseauté - $\times$ - $\times$ 110 0,178	3,15 à 3,26 - 4 20	26 - -	-	
[59]	YIG/GGG, Film 6 $\times$ 9 $\times$ 110	2,8 à 3,8 - -	26 - $\approx$ 238(f)	10 Cu / air (260 $\times$ 14; 40 $\times$ -)	Mesure de arg( $S_{21}$ ) et étude de la stabilité en température du signal magnonique.
	YIG/GGG Film 1,5 $\times$ 22 $\times$ 10	0,130 à 5 - 4 -	50 40(f)	10 gravure dans le YIG (75 $\times$ $d$ ; 75 $\times$ 1, 2)	Caractérisation de la variation du coefficient de réflexion, $ S_{21} $ , en fonction du champ magnétique appliqué,

(f). Valeur déterminée à partir des courbes des paramètres  $S$  avec la variation de  $\frac{|S|}{f} \cdot \frac{f}{B}$ , où  $|S|/f$  en (1/GHz) représente la variation du paramètre  $|S|$  en fonction de la fréquence, et  $f/B$  en (GHz/T) représente la variation fréquentielle de la caractéristique.

TABLE 1.6 – Synthèse de l'état de l'art (suite)

Ref	Matériau, Forme Dim. $L \times l \times d$ (mm $\times$ mm $\times$ $\mu$ m) $M_S$ (T)	Excitation (GHz) Puissance (dBm) Dist. ant. (mm) Larg. ant. ( $\mu$ m)	Variation fréq. (GHz/T) Sensibilité (T <sup>-1</sup> )	Structuration nombres type dim. en $\mu$ m ( $L_A \times d_A$ ; $L_B \times \delta$ )	Stade de développement et commentaires
[63]	YIG/GGG Film $5 \times 15 \times 5$	1 à 9 - 6 50	32 - -		Caractérisation de la variation du coefficient de réflexion, $ S_{11} $ , en fonction du champ magnétique appliqué,
[64]	YIG dopé au Bismuth Film $3,5 \times 50 \times 10$	8,3 0 $5 \times 10^{-3}$ 20	- - 8, 7 rad/mT(f)		Caractérisation du paramètre de réflexion, $ S_{11} $ et arg ( $S_{11}$ ). Détection synchrone
[65]	YIG /GGG Film $3,5 \times 50 \times 8,6$	3,8 15 10 20	- - -	14 Cu/air (80 $\times$ - ; 80 $\times$ -)	Caractérisation des ondes de surface à l'aide d'un montage piézoélectrique
[66]	YIG/GGG Jonction croisée $3 \times 0,65 \times 4$ 0, 175	$\approx 4$ à 5 -6 - -	- 10		Création d'un interféromètre à l'aide d'une structure de YIG en croix possédant deux sources à 90°.

(f). Valeur déterminée à partir des courbes des paramètres  $S$  avec la variation de  $\frac{|S|}{f} \cdot \frac{f}{B}$ , où  $|S|/f$  en (1/GHz) représente la variation du paramètre  $|S|$  en fonction de la fréquence, et  $f/B$  en (GHz/T) représente la variation fréquentielle de la caractéristique.



# Chapitre 2

## Mise en œuvre théorique d'un capteur magnétique à magnonique

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Excitation et mesure des ondes de spin</b>	<b>46</b>
2.1.1	Génération optimale des ondes de spin	46
2.1.2	Adaptation des antennes aux impédances caractéristiques des lignes de transmission RF	47
2.1.3	Minimisation du couplage électromagnétique entre les deux antennes	50
<b>2.2</b>	<b>Chaîne de mesure</b>	<b>52</b>
2.2.1	Choix de la chaîne de mesure	52
2.2.2	Signal en sortie de l'élément sensible	55
2.2.3	Signal en sortie de chaîne de mesure	58
2.2.4	Sensibilité en tension du capteur	62
<b>2.3</b>	<b>Densité spectrale de bruit en sortie de la chaîne de mesure</b>	<b>63</b>
2.3.1	Bruit HF autour de la porteuse $f_0$	65
2.3.2	Niveau de bruit en sortie de démodulation	70
2.3.3	Niveau de bruit en basse fréquence apparaissant après démodulation.	75
2.3.4	Bruit en sortie de chaîne de mesure et bruit équivalent en champ	76
<b>2.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>79</b>

---

Dans le chapitre précédent, la propagation des ondes de spin dans un film de YIG a été présentée. Pour exciter et mesurer les ondes de spin, des antennes sous forme de lignes microstrips ont été introduites. Un premier modèle permettant de comprendre le couplage entre les antennes et les ondes de spin a également été vu. Cependant, le modèle de propagation abordé ne prend pas en compte la connexion des antennes avec le reste du système. Ce chapitre, constitué de trois parties, a pour objectif de décrire l'ensemble de la mise en œuvre d'un film de YIG en tant que capteur magnétique.

La première partie se concentre sur la réalisation et l'optimisation d'un porte-échantillon faisant office d'interface entre le film de YIG et l'électronique de conditionnement. En effet, au regard des fréquences d'excitation (HF) l'adaptation du porte-échantillon à l'électronique de démodulation est un point clé afin d'obtenir la transduction la plus importante possible.

La seconde partie concerne la conception et la modélisation en signal de l'électronique de conditionnement. Le synoptique général d'un capteur magnétique a été présenté à la figure 1.19 (*cf.* chapitre 1) et sera maintenant décrit en détail. Ce capteur comprend principalement un générateur sinusoïdal HF, l'élément sensible et une démodulation en quadrature. Cette chaîne de démodulation a pour objectif principal d'extraire les variations du champ magnétique modulé à haute fréquence en une grandeur exploitable par l'utilisateur.

Enfin, la troisième partie se concentre sur l'établissement du modèle de bruit en sortie du capteur. Cette modélisation a pour objectif d'identifier les points d'optimisation de la mise en œuvre du capteur d'un point de vue du bruit.

## 2.1 Excitation et mesure des ondes de spin

### 2.1.1 Génération optimale des ondes de spin

Comme cela a été évoqué à la section 1.2 du chapitre précédent, la puissance portée par les ondes de spin dépend du courant se propageant en regard du matériau magnétique (*cf.* relation 1.32). Par conséquent, afin de maximiser la puissance magnétique, il convient de maximiser le courant dans l'antenne. Pour une puissance d'excitation donnée, le courant dans la charge est maximale si cette dernière présente une impédance la plus faible possible. Par conséquent, afin de maximiser le courant la traversant, la ligne microstrip constituant chaque antenne se termine par un court-circuit à la masse.

De plus, la situation idéalisée décrite jusqu'ici considère une invariance des grandeurs électromagnétiques suivant la largeur du matériau magnétique. Ceci a conduit à considérer ce dernier comme infiniment large et soumis à une excitation en courant constante sur cette même largeur. En pratique, la largeur du matériau magnétique ne peut pas être infinie. Pour s'approcher du cas invariant, sa largeur doit être suffisamment grande pour pouvoir négliger les effets de bord et pour considérer le champ démagnétisant comme négligeable.

Dans ce cas, pour rester le plus proche possible du cas idéal évoqué ci-dessus, le courant électrique doit rester constant sur toute la largeur du matériau. Pour un matériau de largeur 5 mm, tel qu'utilisé dans ce travail de thèse, cela implique de travailler dans une gamme de longueur d'onde électrique de l'ordre de  $\lambda_e/4 \geq 25$  mm, soit  $f_0 \leq 1,5$  GHz. En effet, à cette fréquence, la variation de l'amplitude du courant sur la largeur du matériau de YIG n'excède pas 4 %.

Enfin, d'après la densité de courant exprimé dans la relation 1.24 (*cf.*  $\widehat{J}_z$ ), la génération d'onde de spin dépend de la transformée de FOURIER spatiale du courant dans l'antenne d'excitation. Pour une ligne de courant, cette transformée de FOURIER est décrite par un sinus hyperbolique. Afin d'exciter une large gamme d'onde de spin, la largeur de ligne de courant sera choisie la plus petite possible. La diminution de cette largeur sera limitée par la résolution du procédé utilisé pour réaliser les lignes microstrips. Pour une fréquence d'excitation dans la gamme allant de 1 à 1,5 GHz, la longueur d'onde de spin, déterminée à l'aide de la relation de dispersion, est comprise entre 1 et 25 mm pour un champ magnétique statique  $B_0$  de 6,5 mT (avec une aimantation à saturation du matériau YIG  $\mu_0 M_s = 0,175$  T et d'épaisseur égale à 19,4  $\mu\text{m}$ ). Par conséquent, une largeur de piste inférieure à 1 mm est compatible avec cette contrainte tout en présentant une résistance linéique négligeable. Aussi, la valeur maximale de la densité de courant dépend également de cette largeur, mais peut être facilement ajustée en jouant sur la puissance issue de la source d'excitation. L'utilisation d'une ligne de largeur  $w_4 = 250$   $\mu\text{m}$  est privilégiée, permettant ainsi d'atteindre des valeurs moyennes de résistance de rayonnement (*cf.* figure 1.13). De plus, comme le montre la figure 1.14, la propagation des ondes de spin est maximale jusqu'à  $f = 1,5$  GHz avant de décroître fortement jusqu'à zéro à 2,4 GHz.

### 2.1.2 Adaptation des antennes aux impédances caractéristiques des lignes de transmission RF

Afin d'obtenir une transmission optimale de la puissance incidente issue de la source d'excitation vers l'antenne, la charge représentée par la ligne court-circuitée doit présenter une impédance d'entrée adaptée vis-à-vis de l'impédance caractéristique des lignes de transmission utilisées. Ici, il s'agit d'une adaptation 50  $\Omega$ , classiquement rencontrée dans cette gamme de fréquence de travail. Cette adaptation a pour objectif principal de supprimer l'onde réfléchie en entrée et en sortie du quadripôle lorsqu'une onde incidente, respectivement à l'entrée et à la sortie, lui est appliquée.

Il est évident qu'une ligne court-circuitée d'impédance nulle comme justifié précédemment, ne peut être considérée comme adaptée puisque son impédance vue à l'entrée sera toujours différente de 50  $\Omega$ . Pour transmettre toute la puissance incidente à un récepteur dont l'impédance est différente de l'impédance caractéristique du système, il faut insérer

un adaptateur. Cet adaptateur doit satisfaire deux conditions. Les éléments qui forment l'adaptateur doivent être sans perte pour transmettre toute la puissance et son impédance d'entrée doit être égale à l'impédance caractéristique du système pour que le coefficient de réflexion soit nul. Pour satisfaire ces conditions, il existe plusieurs façons d'adapter un système comme l'utilisation de dispositifs discrets formés d'inductances et de capacités, ou de lignes parallèles, en circuit ouvert ou fermé, appelés stub.

Dans le cadre de ce travail, la solution retenue repose sur les caractéristiques particulières d'un stub en court-circuit de longueur quart-d'onde ( $\lambda_e/4$ ). En effet, pour une ligne de transmission court-circuitée, et en reprenant les relations classiques de la tension et du courant dans une ligne HF, il est possible de déterminer l'amplitude de la tension, du courant et de l'impédance en chaque point de la ligne à l'aide des relations suivantes :

$$\begin{aligned} i(x) &= \frac{v_{inc}}{Z_c} \sqrt{1 + \Gamma_0^2 - 2\Gamma_0 \cos\left(\phi - \frac{4\pi}{\lambda_e}x\right)}, \\ &= \frac{v_{inc}}{Z_c} \sqrt{2 - 2\cos\left(\pi - \frac{4\pi}{\lambda_e}x\right)}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} v(x) &= v_{inc} \sqrt{1 + \Gamma_0^2 + 2\Gamma_0 \cos\left(\phi - \frac{4\pi}{\lambda_e}x\right)} \\ &= v_{inc} \sqrt{2 + 2\cos\left(\pi - \frac{4\pi}{\lambda_e}x\right)} \end{aligned} \quad (2.2)$$

et

$$\begin{aligned} Z_{in}(x) &= \frac{Z_l + jZ_c \tan(\beta_e x)}{1 + j\frac{Z_c}{Z_l} \tan(\beta_e x)} \\ &= Z_c j \tan(\beta_e x), \end{aligned} \quad (2.3)$$

où  $v_{inc}$  représente l'amplitude de la tension incidente en entrée de la ligne. Dans ces relations, le coefficient de réflexion  $\Gamma = \Gamma_0 e^{j\phi}$  est déterminé en fonction de l'impédance de charge  $Z_l$  et l'impédance caractéristique  $Z_c$ , et s'exprime par :

$$\Gamma_0 = \left| \frac{Z_l - Z_c}{Z_l + Z_c} \right| \text{ et } \phi = \arg\left(\frac{Z_l - Z_c}{Z_l + Z_c}\right) \quad (2.4)$$

Dans la cas d'une ligne court-circuitée, l'amplitude du coefficient de réflexion vaut 1,  $\Gamma_0 = 1$  et son angle vaut  $\phi = \pi$ . Lorsque les lignes sont considérées sans perte, c'est-à-dire, en négligeant les pertes par conduction, par effet joules et par rayonnement, il apparaît alors une cycloïde de période spatiale  $\lambda_e/2$  (où  $\lambda_e$  représente la longueur d'onde de l'onde électrique) sur l'amplitude de la tension et du courant en fonction de la position sur la ligne. Les évolutions du courant et de la tension en fonction du positionnement sur la ligne sont représentées à la figure 2.1.

D'après la relation 2.3, nous pouvons noter que l'impédance  $Z_{in}(x)$  présentée en entrée de la ligne pour une longueur  $\lambda_e/4$  tend vers l'infinie,  $Z_{in}(\lambda_e/4) = \infty$ . En utilisant cette

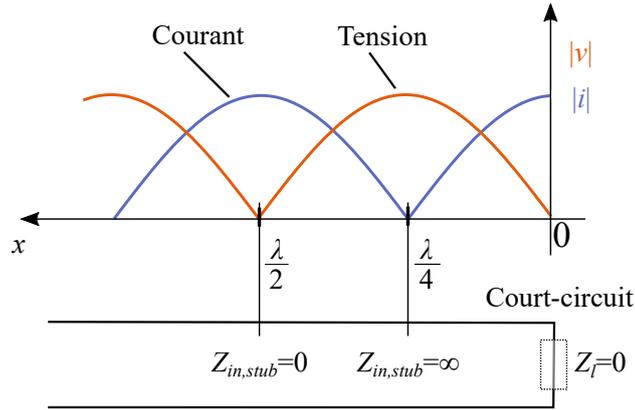


FIGURE 2.1 – Représentation de l'évolution de l'amplitude du courant et de la tension dans un stub en court-circuit.

caractéristique particulière de la ligne  $\lambda_e/4$ , il suffit alors de placer une résistance de  $50\ \Omega$  en parallèle de cette ligne pour que l'impédance d'entrée vue par la source soit égale à l'impédance de  $50\ \Omega$ . Dans ce cas, une partie de la puissance est perdue dans la résistance d'adaptation, cependant, ces pertes restent constantes sur toute la plage d'adaptation. Au final, bien que la puissance soit divisée par un facteur quatre, ces pertes peuvent facilement être compensées par l'augmentation de la puissance de la source.

Afin de relier l'antenne adaptée décrite ci-dessus au connecteur SMA, permettant de connecter le porte-échantillon aux appareils de mesure, il est ensuite nécessaire de réaliser une ligne de transmission respectant l'adaptation à  $50\ \Omega$ .

Pour réaliser ces 2 lignes (antennes quart-d'onde et liaison  $50\ \Omega$  vers le SMA), il est nécessaire de s'intéresser aux caractéristiques des lignes microstrips liées à la géométrie de la piste et du type de substrat. Notons que pour les indices et numérotations utilisés dans les chapitres suivants, nous reprendrons ceux déjà utilisés dans la section 1.2. Le courant traversant une ligne dépend de la largeur des pistes gravées, notée  $w_4$ , de l'épaisseur du substrat, notée  $d_1$ , et du coefficient de permittivité relatif du matériau utilisé, noté  $\epsilon_r$ . De ces caractéristiques de mise en œuvre, il nous est possible de déterminer l'impédance caractéristique, notée  $Z_c$  par [32, 68] :

$$Z_c = \begin{cases} \frac{120\pi}{\left(\frac{w_4}{d_1} + 0,667 \log\left(\frac{w_4}{d_1} + 1,444\right) + 1,393\right) \sqrt{\epsilon_{eff}}} & \text{si } \frac{w_4}{d_1} \geq 1 \\ \frac{60 \log\left(\frac{8d_1}{w_4} + \frac{w_4}{4d_1}\right)}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} & \text{si } \frac{w_4}{d_1} < 1 \end{cases} \quad (2.5)$$

où  $\epsilon_{eff}$  est le coefficient de permittivité effectif donné par :

$$\epsilon_{eff} = \begin{cases} \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 12 \frac{d_1}{w_4}}} & \text{si } \frac{w_4}{d_1} \geq 1 \\ \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{1 + 12 \frac{d_1}{w_4}}} + 0,04 \left(1 - \frac{w_4}{d_1}\right)^2 \right) & \text{si } \frac{w_4}{d_1} < 1 \end{cases} \quad (2.6)$$

De plus, la longueur d'onde  $\lambda_e$  de l'onde électromagnétique dans la ligne microstrip est donnée par la relation :

$$\lambda_e = \frac{c}{f_0 \sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (2.7)$$

avec  $c$ , la vitesse de la lumière, et  $f_0$  la fréquence d'excitation électrique.

Dans notre cas, considérant une fréquence de travail de 1,1 GHz (fréquence maximale de 1,5 GHz) et une largeur d'antenne de 250  $\mu\text{m}$  réalisée sur un substrat de type Rogers R03003, cela conduit à définir une longueur d'antenne de 60 mm pour obtenir la propriété quart-d'onde de cette ligne. Dans ces mêmes conditions, l'adaptation  $50 \Omega$  repose sur une largeur de ligne de 3,8 mm, garantissant une adaptation correcte quelle que soit ensuite la longueur de la piste.

### 2.1.3 Minimisation du couplage électromagnétique entre les deux antennes

Lorsque deux lignes de transmission non blindées sont proches, une partie de l'énergie électromagnétique rayonnée par l'une des lignes sera transmise à l'autre par effet de couplage électromagnétique. Dans notre cas, cela signifie qu'une partie du signal détecté en sortie de l'antenne de mesure sera induit par le couplage électromagnétique direct avec l'antenne d'excitation, et non par le couplage par onde de spin. Pour notre application, nous allons chercher à minimiser ce couplage électromagnétique afin que la réponse du système soit uniquement due au couplage par onde de spin. Contrairement aux sections précédentes, où les pertes en lignes avaient été négligées, la modélisation du couplage électromagnétique prend cette fois en compte ces pertes qui sont regroupées en un terme unique noté  $\alpha_p$ .

Le couplage électromagnétique entre deux lignes microstrips se modélise à partir de leur géométrie. En reprenant les notations de la section 1.2, la géométrie se définit par leur espacement, noté  $d_4$ , leur largeur  $w_4$ , l'épaisseur du substrat  $d_1$ , et le coefficient de permittivité relative  $\epsilon_r$ . À l'aide de la modélisation utilisant les modes pairs et impairs, les relations permettant de déterminer les impédances caractéristiques des lignes couplées sont détaillées dans [69, 32]. Les impédances notées  $Z_{ce}$  et  $Z_{co}$  s'expriment par :

$$Z_{ce}(u, g) = \frac{Z_{cle}(u, g)}{\sqrt{\epsilon_{ee}(u, g)}} \quad (2.8)$$

et

$$Z_{co}(u, g) = \frac{Z_{clo}(u, g)}{\sqrt{\epsilon_{eo}(u, g)}} \quad (2.9)$$

où  $g = \frac{d_4}{d_1}$  et  $u = \frac{w_4}{d_1}$  déterminent respectivement l'espacement normalisé entre les lignes et la largeur de ligne normalisée. Ces relations sont également détaillées dans l'annexe A. Chaque impédance caractéristique,  $Z_{ce}$  et  $Z_{co}$ , est déterminée à l'aide des permittivités effectives des modes pairs et impairs ( $\epsilon_{ee}(u, g)$  et  $\epsilon_{eo}(u, g)$ ) et des impédances

caractéristiques ( $Z_{cle}(u, g)$  et  $Z_{clo}(u, g)$ ) pour lesquelles le diélectrique est remplacé par du vide. À l'aide de ces impédances caractéristiques, il est désormais possible de déterminer l'impédance d'entrée de chaque ligne par :

$$Z_{in,e}(u, g) = Z_{ce}(u, g) \tanh\left(\alpha_p + j\frac{2\pi f}{v_{pe}}\right) \quad (2.10)$$

et

$$Z_{in,o}(u, g) = Z_{co}(u, g) \tanh\left(\alpha_p + j\frac{2\pi f}{v_{po}}\right)$$

où  $v_{pe}$  et  $v_{po}$  représentent les vitesses de phase de l'onde électromagnétique pour chaque mode (pair et impair), et  $\alpha_p$  représente les pertes dans chaque ligne. Ces coefficients s'expriment en fonction des impédances caractéristiques des modes pairs et impairs notées  $Z_{in,e}$  et  $Z_{in,o}$ , de la mise en œuvre. Ces impédances s'expriment par :

$$S_{11,co}(u, g) = \frac{Z_{in,e}(u, g)Z_{in,o}(u, g) - Z_c^2}{(Z_{in,e}(u, g) + Z_c)(Z_{in,o}(u, g) + Z_c)} \quad (2.11)$$

$$S_{21,co}(u, g) = \frac{Z_c(Z_{in,e}(u, g) - Z_{in,o}(u, g))}{(Z_{in,e}(u, g) + Z_c)(Z_{in,o}(u, g) + Z_c)} \quad (2.12)$$

Il est à noter que l'impédance caractéristique usuellement utilisée  $Z_c$  peut également être définie par cette modélisation paire et impaire. Elle s'exprime en fonction des impédances caractéristiques des modes pairs et impairs par :

$$Z_c = \sqrt{Z_{ce}Z_{co}} \quad (2.13)$$

L'ensemble de ces considérations a permis d'aboutir à la forme générale du porte-échantillon donnée à la figure 2.2. Les caractéristiques géométriques précises des éléments seront données dans le tableau 3.3 du chapitre 3.

Pour la géométrie retenue, la figure 2.3 donne les valeurs de  $S_{21,co}$ , le couplage parasite entre l'entrée et la sortie et  $S_{11,co}$ , la réflexion à l'entrée obtenue à partir des expressions ci-dessus. Les courbes théoriques sont superposées aux résultats expérimentaux montrant un bon accord entre théorie et réalisation. Nous pouvons remarquer que quelle que soit la fréquence de travail, le couplage électromagnétique entre les antennes est relativement faible (inférieur à -20 dB). Ce résultat est obtenu en minimisant la longueur des antennes en regard à uniquement la largeur du film de YIG. De plus, la valeur du coefficient de réflexion montre une bonne adaptation ( $S_{11} < -30$  dB) autour de la fréquence choisie ( $f_0 \approx 1,1$  GHz). Par contre, si la fréquence de travail est différente de cette dernière valeur, le système s'en trouve alors désadapté.

En conclusion, dans cette section, un porte-échantillon optimisé pour travailler à 1,1 GHz est développé. Afin de maximiser le courant au niveau du YIG, ce porte-échantillon possède

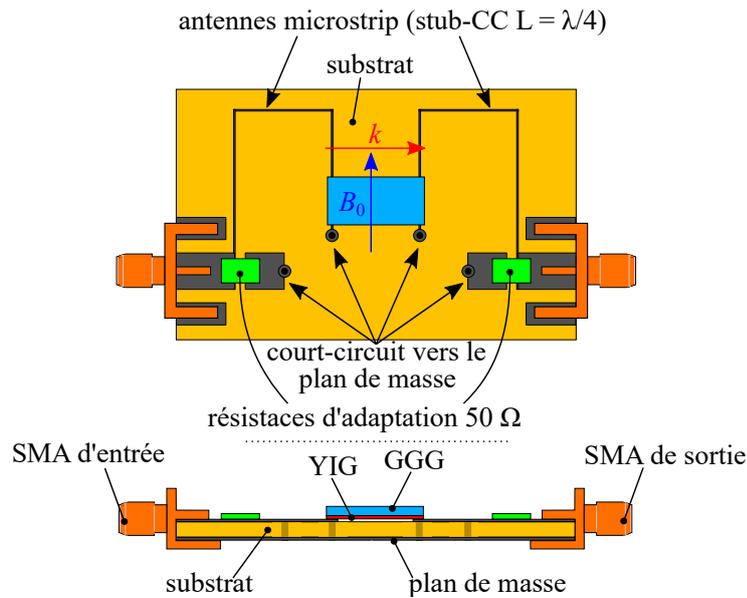


FIGURE 2.2 – Représentation du porte-échantillon développé pour l’excitation et la mesure des ondes de spin. Le film de YIG est représenté par le rectangle rouge et bleu.

des antennes sous la forme de deux lignes microstrips court-circuitées à la masse. Les lignes d’une longueur de 60 mm permettent d’adapter ce porte-échantillon à la fréquence de travail. Pour réaliser des portes-échantillons adaptés à d’autres fréquences, la longueur des lignes d’excitation et de mesure peuvent facilement être modifiées pour correspondre aux conditions d’utilisation. Il apparaît alors que pour une fréquence d’adaptation supérieure, les lignes vont être raccourcies et inversement. De plus, la forme de ces lignes a été optimisée afin de minimiser le couplage parasite inter-antennes en minimisant la longueur des antennes en regard.

## 2.2 Chaîne de mesure

### 2.2.1 Choix de la chaîne de mesure

Comme exposé dans le chapitre précédent (en particulier la section 1.3), la mise en œuvre de ce type de capteur nécessite l’excitation des ondes de spin à l’aide d’une source d’excitation haute fréquence tandis que l’information utile doit être extraite à l’aide d’une démodulation. Plusieurs types de systèmes permettent de répondre à ces besoins. Nous allons détailler ici les choix effectués et leurs justifications compte tenu des spécificités de notre étude.

Afin de fournir un signal d’excitation capable de provoquer la génération d’onde de spin dans le matériau, un large panel de signaux est envisageable, tant sur la forme d’onde que sur l’amplitude. Cependant, compte tenu de l’aspect exploratoire de ce travail, nous avons souhaité privilégier une excitation qui permette de fixer les paramètres de façon précise tout en restant ajustable. Aussi, un générateur de signaux de laboratoire a été choisi permet-

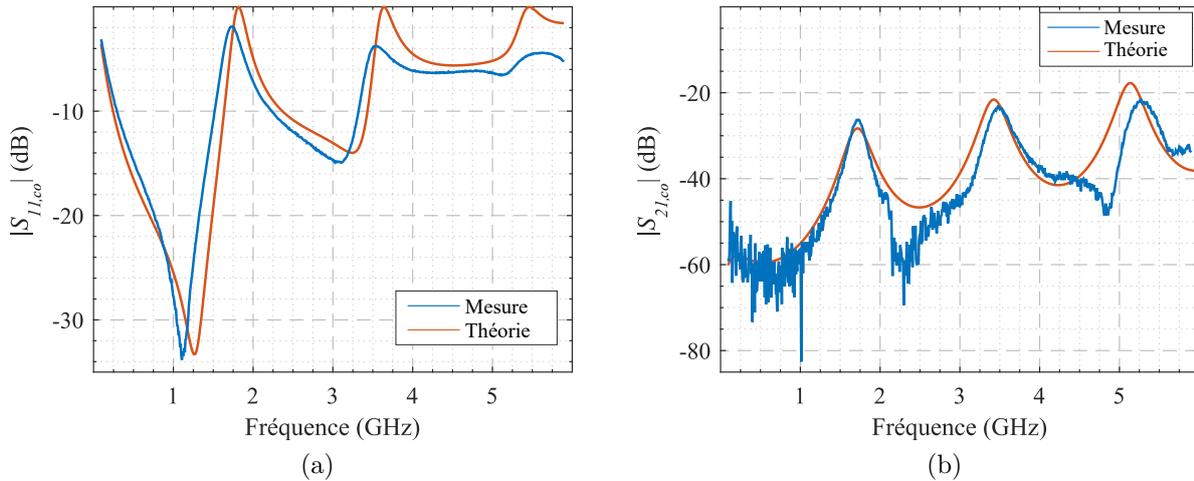


FIGURE 2.3 – Amplitude des paramètres  $S$  du couplage électromagnétique entre les deux antennes en fonction de la fréquence, mesurée et issue de la modélisation théorique.

tant ainsi de fournir une excitation de type sinusoïdale à fréquence et puissance fixées par l'utilisateur.

De même, pour démoduler un signal analogique à haute fréquence, il est possible de distinguer plusieurs technologies parmi lesquelles figurent la détection d'enveloppe, la détection de phase ou encore la détection en quadrature. Dans le premier cas, la détection d'enveloppe (ou d'amplitude) permet uniquement d'extraire les variations d'amplitude du signal. Le cas de la détection de phase (généralement basée sur une PLL, boucle à verrouillage de phase) permet d'extraire les variations sur la phase du signal. Finalement, la détection en quadrature de type I/Q permet quant à elle, d'extraire une combinaison des variations d'amplitude et de phase et est donc plus polyvalente. C'est cette dernière technologie qui a été retenue dans ce travail. Une démodulation en quadrature possède deux sorties distinctes, généralement notées I et Q, tel qu'illustré sur le schéma de principe de la figure 2.4a. Ce type de démodulation repose sur un multiplieur synchrone, effectuant la multiplication entre le signal d'entrée  $v_e(t)$  à démoduler et un signal de référence  $v_{lo}(t)$ . La multiplication de ces deux signaux, combinée avec un déphasage d'un angle de  $\pi/2$ , permet d'extraire la composante en phase  $v_i(t)$  et en quadrature  $v_q(t)$  du signal d'entrée par rapport au signal de référence  $v_{lo}(t)$ .

Dans le chapitre 1, le choix de la notation implicite des nombres complexes a été fait. Cependant, afin de mener une étude précise du comportement des signaux du système, ici le choix d'une notation explicite des grandeurs complexes est faite.

$$\underline{v}_e(t) = \hat{v}_e e^{j(\omega_0 t + \varphi(t))} \quad (2.14)$$

Pour rappel, avec cette notation, la norme du signal est notée  $|\underline{v}_e(t)| = \hat{v}_e$ , et la phase notée  $\arg(\underline{v}_e(t)) = \omega_0 t + \varphi(t)$ . En démodulant le signal,  $\underline{v}_e(t)$  par  $(e^{j(\omega_0 t)})^*$ , il apparaît alors un signal réel et imaginaire dans le plan complexe représentant les signaux en phase et en quadrature (*cf.* figure 2.4b),  $v_X$  et  $v_Y$ , tel que :

$$\begin{aligned} \underline{v}_e(t) &= \hat{v}_e e^{j(\omega_0 t + \varphi(t))} \cdot (e^{j(\omega_0 t)})^* \\ &= \hat{v}_e(t) \cos(\varphi(t)) + j \hat{v}_e(t) \sin(\varphi(t)) \\ &= v_X(t) + j v_Y(t) \end{aligned} \quad (2.15)$$

avec

$$\begin{cases} \hat{v}_e = \sqrt{v_X^2(t) + v_Y^2(t)} \\ \arg(v_e(t)) = \arctan\left(\frac{v_Y(t)}{v_X(t)}\right) \end{cases} \quad (2.16)$$

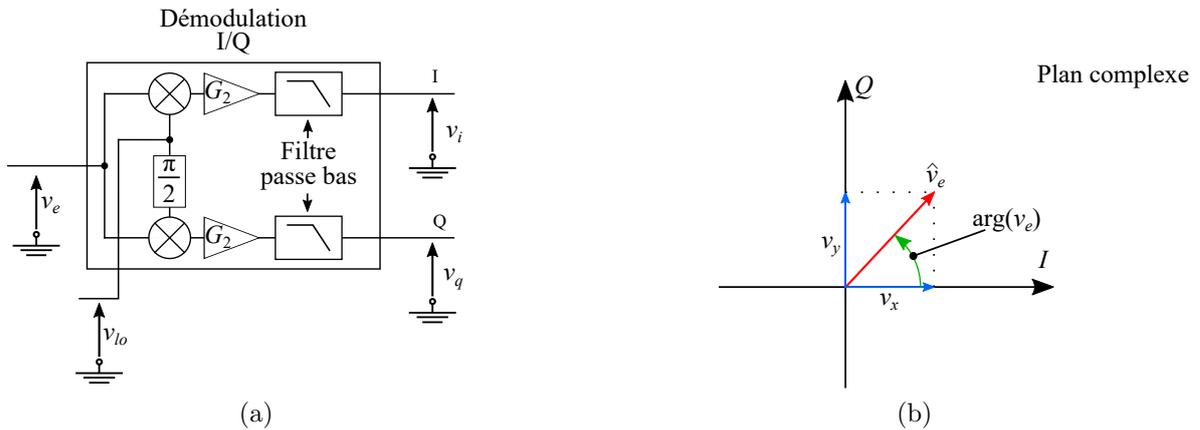


FIGURE 2.4 – (a) schéma de principe d'une démodulation en quadrature et (b) représentation de principe du signal  $v_e$  en fonction de  $v_i$  et  $v_q$ .

Les signaux impliqués dans les différents étages de cette chaîne de mesure étant potentiellement de très faible amplitude, un soin particulier sera apporté dans le choix des éléments constitutifs de ces étages afin de garantir des niveaux de mesure très bas. En particulier, nous chercherons des éléments présentant les plus petits niveaux de bruit possibles, tant sur l'excitation que sur la détection. Ce besoin est une contrainte classique que nous rencontrons dans le domaine de la mesure dite à haute sensibilité, dans lequel s'inscrit ce travail de recherche.

Pour finir, une dernière contrainte évidente concerne la plage de fonctionnement fréquentiel des éléments considérés qui doit couvrir les fréquences de travail identifiées d'après la recherche bibliographique exposée au chapitre 1 et des éléments de mise en œuvre pratique du porte-échantillon (*cf.* section 2.1). Par exemple, l'utilisation d'un élément sensible saturé avec un champ magnétique statique de  $B_0 = 7,35$  mT possède une fenêtre permettant l'exci-

tation des ondes de spin allant d'environ 1 GHz à 2,6 GHz. Le choix de la démodulation doit donc tenir compte de cette contrainte. Le synoptique général de la chaîne de mesure reprenant l'ensemble des éléments inventoriés précédemment est donné à la figure 2.5. Elle sera décrite plus en détail au chapitre 3. La notation adoptée dans cette figure est celle utilisée pour la suite de ce travail.

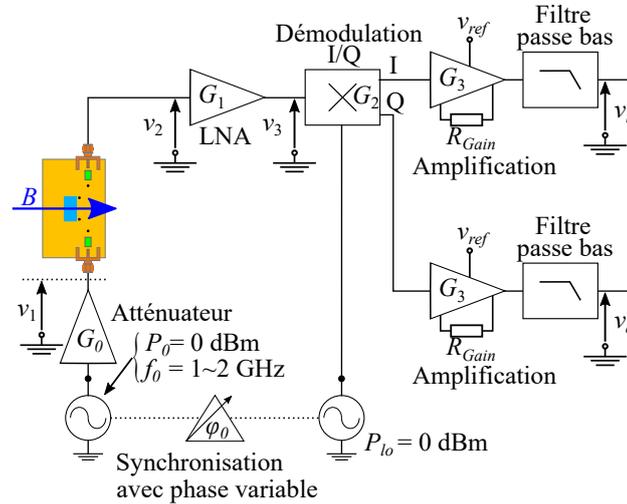


FIGURE 2.5 – Schéma général de la chaîne de démodulation constituée de l'élément sensible, d'un amplificateur bas bruit (LNA) et du démodulateur.

### 2.2.2 Signal en sortie de l'élément sensible

Le schéma électrique équivalent à la mise en œuvre de l'élément sensible est donné sur la figure 2.6. La source d'excitation  $y$  est représentée par un générateur de tension parfait, suivi d'une résistance interne équivalente  $Z_g = 50 \Omega$ . L'élément sensible constitué du matériau magnétique et de son porte-échantillon est représenté sous la forme d'un quadripôle passif dont le comportement est caractérisé par la matrice de paramètres  $S$  dont les mesures seront présentées au chapitre 3. L'étage de démodulation se résume à son impédance d'entrée qui charge l'élément sensible, ici  $Z_l = 50 \Omega$ .

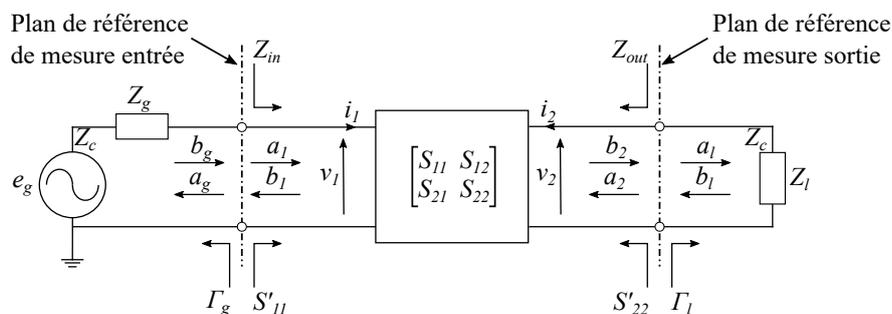


FIGURE 2.6 – Schéma électrique du quadripôle de la mise en œuvre du quadripôle.

L'excitation du quadripôle se fait à l'aide d'une tension sinusoïdale de fréquence  $f_0$ . La tension  $v_2$  de même fréquence, apparaissant à la sortie de l'élément sensible, dépend alors de l'amplitude d'excitation  $e_g$ , des éléments constitutifs du montage ainsi que de la fonction de transfert en tension de l'élément sensible. Considérant un quadripôle passif représenté par sa matrice  $S$ , la fonction de transfert en tension se détermine en prenant en compte les coefficients de réflexion  $\Gamma_g$  et  $\Gamma_l$  présentés à son entrée et à sa sortie. Cependant, considérant que la source d'excitation ainsi que la charge  $Z_l$  sont adaptées à l'impédance caractéristique de référence ( $50 \Omega$ ), le transfert complexe en tension  $\underline{T}_r(f_0, B)$  se réduit à [70] :

$$\underline{T}_r(f_0, B) = \frac{\underline{S}_{21}(f_0, B)}{1 + \underline{S}_{11}(f_0, B)} \quad (2.17)$$

Si l'élément sensible est lui aussi adapté à l'impédance caractéristique de référence, alors  $\underline{S}_{11} = 0$ , et le transfert en tension devient  $\underline{T}_r(f_0, B) = \underline{S}_{21}(f_0, B)$ .

Dans un capteur reprenant le cas d'une démodulation I/Q et la notation adoptée par la relation 1.45 ( $\underline{y}_C(t, x_M(t)) = \underline{y}_c(\overline{\omega_0, x_M(t)})e^{J\omega_0 t}$ ), un générateur fournit une tension d'excitation sinusoïdale  $v_0$  de pulsation  $\omega_0 = 2\pi f_0$ . La tension du générateur s'écrit sous la forme :

$$\underline{v}_0(t) = \widehat{v}_0 e^{J\omega_0 t} \quad (2.18)$$

En considérant le transfert complexe déterminé précédemment,  $\underline{T}_r(f_0, B)$ , l'expression du signal analytique en sortie de l'élément sensible  $\underline{v}_2$  s'écrit alors :

$$\underline{v}_2(t, B(t)) = \underline{T}_r(f_0, B(t)) \widehat{v}_0 e^{J\omega_0 t} \quad (2.19)$$

Comme cela a été évoqué à la section 1.2, le comportement de l'élément sensible vis-à-vis du champ appliqué est non-linéaire. Par conséquent, ce comportement sera linéarisé autour d'un point de fonctionnement en champ statique  $B_0$  tel que  $B(t) = B_0 + b(t)$  où  $b(t)$  représente les petites variations autour de  $B_0$ . L'expression de  $\underline{v}_2$  devient alors :

$$\underline{v}_2(t, B_0 + b(t)) = \left( \underline{T}_r(f_0, B_0) + \left. \frac{\partial \underline{T}_r(f_0, B(t))}{\partial B} \right|_{B=B_0} \cdot b(t) \right) \widehat{v}_0 e^{J\omega_0 t} \quad (2.20)$$

faisant clairement apparaître un signal de sortie modulé (en amplitude et en phase), dont la profondeur de modulation dépend du champ magnétique  $b(t)$ . Nous pouvons constater que la profondeur de modulation dépend du terme  $\left. \frac{\partial \underline{T}_r(f_0, B(t))}{\partial B} \right|_{B=B_0}$  désignant la sensibilité intrinsèque au champ de l'élément sensible. De plus, de par sa nature complexe, il apparaît plusieurs écritures possibles de la sensibilité de  $\underline{T}_r(f_0, B_0) = T_r e^{J\varphi}$ . En effet, cette dernière peut s'exprimer sous sa forme exponentielle en fonction des termes de phase et d'amplitude par  $\left. \frac{\partial \underline{T}_r(f_0, B(t))}{\partial B} \right|_{B=B_0} = \left( s_T + J \left| \underline{T}_r(f_0, B_0) \right| s_\varphi \right) e^{J \arg(\underline{T}_r(f_0, B_0))}$  avec :

$$s_T = \left. \frac{\partial |T_r(f_0, B_0)|}{\partial B} \right|_{B=B_0} \quad (2.21)$$

et

$$s_\varphi = \left. \frac{\partial \arg(T_r(f_0, B_0))}{\partial B} \right|_{B=B_0} \quad (2.22)$$

où  $s_T$  et  $s_\varphi$  représentent respectivement la modulation d'amplitude et de phase du signal.

Sous la forme algébrique, la sensibilité peut également s'exprimer en fonction des termes réel et imaginaire de  $\underline{T}_r(f_0, B_0) = X(f_0, B_0) + jY(f_0, B_0)$  telle que  $\left. \frac{\partial \underline{T}_r(f_0, B(t))}{\partial B} \right|_{B=B_0} = s_X + js_Y$  avec :

$$s_X = \left. \frac{\partial X(f_0, B_0)}{\partial B} \right|_{B=B_0} \quad (2.23)$$

et

$$s_Y = \left. \frac{\partial Y(f_0, B_0)}{\partial B} \right|_{B=B_0} \quad (2.24)$$

Ces variations sous la forme algébrique,  $s_X$  et  $s_Y$ , sont des projections sur la partie réelle et imaginaire des variations en amplitude et en phase  $s_T$  et  $s_\varphi$ . La figure 2.7 illustre les variations de la forme algébrique et exponentielle de la sensibilité,  $s_X$ ,  $s_Y$ ,  $s_T$  et  $s_\varphi$  dans le plan complexe en fonction de l'amplitude et de l'angle du signal en sortie de l'élément sensible,  $v_2(t)$ .

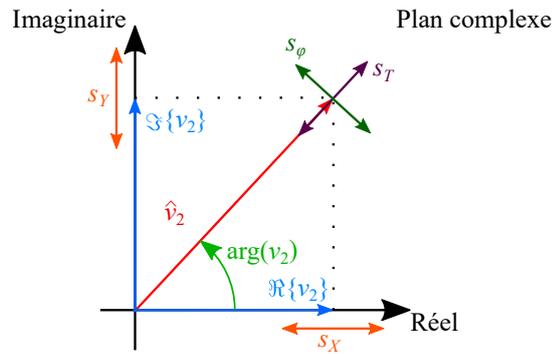


FIGURE 2.7 – Illustration des variations du signal,  $v_2(t)$ , dans le plan complexe en sortie de l'élément sensible.

À l'aide des variations en amplitude et en phase, il est possible de déterminer ces projections sur la partie réelle et la partie imaginaire du signal. Il apparaît que  $s_X$  et  $s_Y$  sont des combinaisons linéaires de  $s_T$  et  $s_\varphi$  et s'expriment par :

$$s_X = s_T \cos\left(\arg\left(\underline{T}_r(f_0, B_0)\right)\right) - \left|\underline{T}_r(f_0, B_0)\right| s_\varphi \sin\left(\arg\left(\underline{T}_r(f_0, B_0)\right)\right) \quad (2.25)$$

et

$$s_Y = s_T \sin \left( \arg \left( \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right) \right) + \left| \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right| s_\varphi \cos \left( \arg \left( \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right) \right). \quad (2.26)$$

Cette décomposition de la sensibilité sous la forme algébrique laisse apparaître sur chaque composante (réelle et imaginaire) des modulations en amplitude et en phase dépendantes des variations du champ magnétique  $b(t)$ .

## 2.2.3 Signal en sortie de chaîne de mesure

### 2.2.3.1 Transfert du capteur

Comme évoqué dans la partie 2.2.1, le signal en sortie de l'élément sensible sera démodulé à l'aide d'une démodulation I/Q permettant d'obtenir deux signaux de sortie  $v_i(t)$  et  $v_q(t)$  représentatifs des composantes en phase et en quadrature du signal  $v_2(t)$  mesuré en sortie de chaîne. Ces deux sorties résultent de la multiplication avec deux signaux issus du signal de référence  $v_{lo}(t)$ , déphasés entre eux de  $\pi/2$  :

$$\begin{cases} v_{lo,i} = \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \\ v_{lo,q} = \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \end{cases}. \quad (2.27)$$

où  $\varphi_0$  représente le déphasage entre le signal d'excitation de l'élément sensible  $v_0(t)$  et le signal de référence  $v_{lo}(t)$ .

En considérant un filtrage passe-bas en sortie du multiplieur permettant de supprimer la composante haute fréquence (de fréquences  $2f_0$ ) en ne conservant que la composante ramenée au continu, les signaux  $v_i(t)$  et  $v_q(t)$  s'écrivent :

$$v_i(t) = G_T \hat{v}_0 \left\{ \left| \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right| \cos \left( \arg \left( \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right) + \varphi_0 \right) + \left[ s_T \cos \left( \arg \left( \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right) + \varphi_0 \right) - \left| \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right| s_\varphi \sin \left( \arg \left( \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right) + \varphi_0 \right) \right] b(t) \right\} \quad (2.28)$$

et

$$v_q(t) = G_T \hat{v}_0 \left\{ \left| \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right| \sin \left( \arg \left( \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right) + \varphi_0 \right) + \left[ s_T \sin \left( \arg \left( \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right) + \varphi_0 \right) + \left| \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right| s_\varphi \cos \left( \arg \left( \underline{T}_r (f_0, \mathbf{B}_0) \right) + \varphi_0 \right) \right] b(t) \right\} \quad (2.29)$$

où  $G_T$  représente les différents gains intervenant le long de la chaîne d'instrumentation, c'est-à-dire  $G_T = \frac{G_0 G_1 G_2 G_3}{2}$  tel que défini en figure 2.5.

Les expressions ci-dessus font clairement apparaître que ces signaux sont la superposition de deux composantes. Les premières sont les composantes continues que nous nommerons  $v_{i,dc}$  et  $v_{q,dc}$ , telles que :

$$v_{i,dc} = G_T \hat{v}_0 \left| \underline{T}_r(f_0, B_0) \right| \cos \left( \arg \left( \underline{T}_r(f_0, B_0) \right) + \varphi_0 \right) \quad (2.30)$$

et

$$v_{q,dc} = G_T \hat{v}_0 \left| \underline{T}_r(f_0, B_0) \right| \sin \left( \arg \left( \underline{T}_r(f_0, B_0) \right) + \varphi_0 \right). \quad (2.31)$$

Elles sont représentatives du niveau continu de la porteuse en sortie d'élément sensible. Ces signaux sont indépendants des variations de champ magnétique  $b(t)$ . La seconde est une composante dynamique (petit signal),  $v_{i,ac}$  et  $v_{q,ac}$ , proportionnelle aux variations du champ magnétique  $b(t)$ . Elle s'exprime par :

$$\begin{aligned} v_{i,ac}(t) &= G_T \hat{v}_0 \left[ s_T \cos \left( \arg \left( \underline{T}_r(f_0, B_0) \right) + \varphi_0 \right) \right. \\ &\quad \left. - \left| \underline{T}_r(f_0, B_0) \right| s_\varphi \sin \left( \arg \left( \underline{T}_r(f_0, B_0) \right) + \varphi_0 \right) \right] b(t) \\ &= G_T \hat{v}_0 s_i b(t) \end{aligned} \quad (2.32)$$

et

$$\begin{aligned} v_{q,ac}(t) &= G_T \hat{v}_0 \left[ s_T \sin \left( \arg \left( \underline{T}_r(f_0, B_0) \right) + \varphi_0 \right) \right. \\ &\quad \left. + \left| \underline{T}_r(f_0, B_0) \right| s_\varphi \cos \left( \arg \left( \underline{T}_r(f_0, B_0) \right) + \varphi_0 \right) \right] b(t) \\ &= G_T \hat{v}_0 s_q b(t) \end{aligned} \quad (2.33)$$

où, pour rappel,  $s_T = \left. \frac{\partial |\underline{T}_r|}{\partial B} \right|_{B=B_0}$  et  $s_\varphi = \left. \frac{\partial \arg(\underline{T}_r)}{\partial B} \right|_{B=B_0}$ . Les sensibilités sur chaque voie se nomment  $s_i$  et  $s_q$ . De plus, lorsque l'angle  $\varphi_0 = 0$  les composantes dynamiques du signal se simplifient par :

$$v_{i,ac}(t) = G_T \hat{v}_0 s_X|_{\varphi_0=0} b(t) \quad (2.34)$$

et

$$v_{q,ac}(t) = G_T \hat{v}_0 s_Y|_{\varphi_0=0} b(t). \quad (2.35)$$

On remarque alors que, pour l'angle  $\varphi_0 = 0$ , ces relations font apparaître la décomposition de la sensibilité sous la forme algébrique. Conformément à la linéarisation autour du point de fonctionnement, on constate que les composantes dynamiques dépendent linéairement des variations de champ magnétique  $b(t)$ . Elles s'expriment en fonction des termes des sensibilités en phase  $s_\varphi$ , ou en amplitude  $s_T$ .

Comme l'étude des signaux du capteur est réalisée à un point de fonctionnement fixe, il est plus confortable d'alléger la notation. Dans la suite, la fréquence de la porteuse  $f_0$  sera implicite. Ainsi,  $T_r(f_0, B_0)$  devient  $T_r(B_0)$ .

### 2.2.3.2 Maximisation du transfert du capteur

Afin de maximiser le transfert du capteur, les expressions 2.32 et 2.33 du signal en sortie du capteur laisse apparaître trois variables d'ajustement, que sont la fréquence d'excitation  $f_0$ , le champ magnétique statique  $B_0$  et le déphasage  $\varphi_0$ , entre le signal d'excitation et le signal de référence. Lors de la mise en œuvre du capteur à un point de fonctionnement, la fréquence d'excitation  $f_0$  et le champ magnétique statique  $B_0$  sont fixés par ce point de fonctionnement. Afin de maximiser le transfert en champ à un point de fonctionnement  $(f_0, B_0)$  fixe, la variation de l'angle  $\varphi_0$  permet alors de faire varier et d'ajuster ce transfert lorsque la mesure du signal n'est réalisée que sur une sortie du capteur. La figure 2.8 illustre les variations du signal  $s_X$ ,  $s_Y$ ,  $s_T$  et  $s_\varphi$  en fonction des tensions de l'amplitude et de l'angle du signal en sortie de l'élément sensible et de l'angle  $\varphi_0$ .

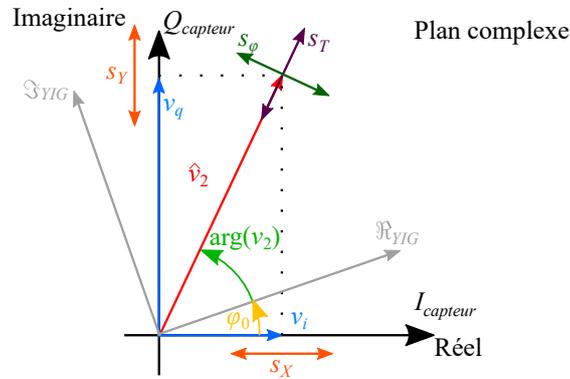


FIGURE 2.8 – Illustration des variations du signal  $v_i(t)$  et  $v_q(t)$  dans le plan complexe en sortie du capteur en fonction de l'angle entre les sources d'excitation et de référence  $\varphi_0$ .

Ainsi, avec les variations de l'angle  $\varphi_0$ , il est possible de maximiser le transfert sur l'une des voies en annulant la dérivée de la sensibilité en fonction de l'angle du transfert de l'élément sensible  $\arg(\underline{T}_r(B_0))$ . Cette fonction de maximisation sur chaque voie du capteur s'exprime par :

$$\frac{\partial s_i}{\partial \varphi_0} = -s_T \sin\left(\arg\left(\underline{T}_r(B_0)\right) + \varphi_0\right) - \left|\underline{T}_r(B_0)\right| s_\varphi \cos\left(\arg\left(\underline{T}_r(B_0)\right) + \varphi_0\right) \quad (2.36)$$

et

$$\frac{\partial s_q}{\partial \varphi_0} = s_T \cos\left(\arg\left(\underline{T}_r(B_0)\right) + \varphi_0\right) - \left|\underline{T}_r(B_0)\right| s_\varphi \sin\left(\arg\left(\underline{T}_r(B_0)\right) + \varphi_0\right) \quad (2.37)$$

L'angle optimal  $\varphi_{0,opt}$  pour un transfert maximal sur chaque voie se détermine en évaluant  $\frac{\partial s_i}{\partial \varphi_0} = 0$  et  $\frac{\partial s_q}{\partial \varphi_0} = 0$  en fonction de l'angle entre les deux sources d'excitation. Cet angle s'exprime alors en fonction des paramètres  $S$  et du point de fonctionnement de l'élément

sensible par :

$$\varphi_{0,opt,i} = -\arctan\left(\frac{|T_r(B_0)|s_\varphi}{s_T}\right) - \arg\left(\underline{T}_r(B_0)\right) + n\pi \quad (2.38)$$

et

$$\varphi_{0,opt,q} = \frac{1}{2} - \arctan\left(\frac{|T_r(B_0)|s_\varphi}{s_T}\right) - \arg\left(\underline{T}_r(B_0)\right) + n\pi \quad (2.39)$$

où  $n$  est un nombre entier. De plus, lorsque l'angle est égal à l'angle optimal de la voie I (Q), la sensibilité de cette voie est maximale et égale à  $\sqrt{s_T^2 + |T_r(B_0)|^2 s_\varphi^2}$ , tandis que sur la voie opposée sa sensibilité sera nulle. En pratique, il est alors assez aisé de trouver un angle optimal, il suffit de régler la phase  $\varphi_0$  pour que la tension sur l'autre sortie s'annule.

Cette variation de la sensibilité en fonction de  $\varphi_0$  laisse apparaître trois autres cas de figure simple.

1. Lorsque  $\varphi_0 = 0 + n\pi$  pour  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ , le signal d'excitation de l'élément sensible et le signal de référence sont en phase. Les signaux mesurés sur les voies I et Q sont alors directement l'image des parties réelle et imaginaire du signal en sortie de l'élément sensible. Les tensions s'expriment alors à l'aide de  $s_X$  et  $s_Y$  par :

$$v_{i,ac}(t) = -G_T \hat{v}_0 s_X b(t) \quad (2.40)$$

et

$$v_{q,ac}(t) = G_T \hat{v}_0 s_Y b(t) \quad (2.41)$$

2. Lorsque  $\varphi_0 = -\arg\left(\underline{T}_r(B_0)\right) + n\pi$  pour  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ , dans la relation de  $v_{i,ac}$ , le terme en sinus s'annule contrairement au terme en cosinus qui se maximise faisant apparaître uniquement les variations sur l'amplitude, tandis que dans la relation de  $v_{q,ac}$  les variations sur la phase sont maximales. Les tensions en sortie du capteur s'expriment alors de la manière suivante :

$$v_{i,ac}(t) = G_T \hat{v}_0 s_T b(t) \quad (2.42)$$

et

$$v_{q,ac}(t) = G_T \hat{v}_0 \left| \underline{T}_r(B_0) \right| s_\varphi b(t) \quad (2.43)$$

3. Lorsque  $\varphi_0 = -\arg\left(\underline{T}_r(B_0)\right) + \pi/2 + n\pi$  pour  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ , dans la relation de  $v_{i,ac}$  le terme en cosinus s'annule contrairement au terme en sinus qui se maximise faisant apparaître uniquement les variations sur la phase, tandis que dans la relation de  $v_{q,ac}$  les variations sur l'amplitude sont maximales. Les tensions en sortie du capteur

s'expriment donc par :

$$v_{i,ac}(t) = -G_T \hat{v}_0 \left| \underline{T}_r(B_0) \right| s_\varphi b(t) \quad (2.44)$$

et

$$v_{q,ac}(t) = G_T \hat{v}_0 s_T b(t) \quad (2.45)$$

Au final, à l'aide de la chaîne de démodulation choisie et en décomposant le signal de sortie, il est possible de déterminer le point de fonctionnement optimal du capteur, donc avec la sensibilité maximale, ceci en réglant la fréquence d'excitation  $f_0$ , le champ magnétique statique  $B_0$  et l'angle entre les deux sources  $\varphi_0$ .

## 2.2.4 Sensibilité en tension du capteur

Les variations  $s_T$ ,  $s_\varphi$ ,  $s_X$  et  $s_Y$  définissent les variations intrinsèques vues directement en sortie de l'élément sensible. En reprenant la relation générale d'un capteur linéaire (voir équation 1.43,  $y_C(t) = S_M x_M(t)$ ), il est possible de déterminer la sensibilité en tension, notée  $S_V = S_M$ . Cette sensibilité s'exprime alors en V/T. Cette grandeur définit la variation de la tension aux bornes du dispositif en fonction de la variation de champ magnétique. De plus, pour comparer cette valeur avec d'autres capteurs, cette sensibilité est ramenée en entrée du capteur par le rapport des gains de la chaîne en aval de l'élément sensible.

Pour des raisons de mise en œuvre pratique explicitées au chapitre 3, un atténuateur de gain  $G_0$  doit être placé entre la source d'excitation et l'entrée de l'élément sensible. À sa sortie la tension est notée  $v_1(t) = G_0 v_0(t)$ . Pour définir la sensibilité en tension de l'élément sensible, c'est donc cette tension  $v_1(t)$  qui sera utilisée. Avec les tensions en sortie du capteur défini auparavant, il est possible de déterminer les sensibilités en tension sur chaque voie. Ces sensibilités s'expriment par :

$$\begin{aligned} S_{vi} &= \left. \frac{\partial \frac{G_0 v_i}{G_T}}{\partial B} \right|_{B=B_0} \\ &= \hat{v}_1 \left[ s_T \cos \left( \arg \left( \underline{T}_r(f_0, B_0) \right) + \varphi_0 \right) \right. \\ &\quad \left. - \left| \underline{T}_r(f_0, B_0) \right| s_\varphi \sin \left( \arg \left( \underline{T}_r(f_0, B_0) \right) + \varphi_0 \right) \right] \\ &= \hat{v}_1 s_X \end{aligned} \quad (2.46)$$

et

$$\begin{aligned} S_{vq} &= \left. \frac{\partial \frac{G_0 v_q}{G_T}}{\partial B} \right|_{B=B_0} \\ &= \hat{v}_1 \left[ s_T \sin \left( \arg \left( \underline{T}_r(f_0, B_0) \right) + \varphi_0 \right) \right. \\ &\quad \left. + \left| \underline{T}_r(f_0, B_0) \right| s_\varphi \cos \left( \arg \left( \underline{T}_r(f_0, B_0) \right) + \varphi_0 \right) \right] \\ &= \hat{v}_1 s_Y \end{aligned} \quad (2.47)$$

En plus des sensibilités sur chaque voie, les mesures de  $v_i(t)$  et  $v_q(t)$  permettent de reconstituer l'amplitude et la phase du signal en sortie de l'élément sensible. Les sensibilités en tension s'expriment alors par :

$$\begin{aligned} S_{vT} &= \left. \frac{\partial \sqrt{v_i^2 + v_q^2}}{\partial B} \right|_{B=B_0} \\ &= \hat{v}_1 s_T \end{aligned} \quad (2.48)$$

et

$$\begin{aligned} S_{v\varphi} &= \left. \frac{\partial \arctan\left(\frac{v_q}{v_i}\right)}{\partial B} \right|_{B=B_0} \\ &= s_\varphi \end{aligned} \quad (2.49)$$

Il est à noter que la sensibilité de la phase, notée  $S_{v\varphi}$ , ne s'exprime pas en V/T comme pour les tensions mais en rad/T, car cette grandeur détermine la variation de l'angle du signal. Afin d'utiliser cette variation et de pouvoir la comparer aux sensibilités en tension, l'utilisation d'une PLL avec un détecteur de phase est indispensable, permettant alors de convertir cette sensibilité en phase en une sensibilité en tension exprimée en V/T.

Dans cette section, les signaux théoriques en sortie du capteur ont été définis pour une électronique de démodulation du type synchrone en quadrature. À l'aide du transfert de l'élément sensible et de la mise en œuvre du capteur choisi, trois variables d'ajustement sont déterminées. Ces variables d'ajustement ont pour rôle de régler la mise en œuvre optimale pour que la sensibilité en tension en sortie soit maximale.

## 2.3 Densité spectrale de bruit en sortie de la chaîne de mesure

Le signal de sortie est entaché de fluctuations aléatoires qui proviennent à la fois des éléments de conditionnement électronique et de l'élément sensible lui-même. Afin d'étudier les performances globales du dispositif, il convient de quantifier l'ensemble de ces fluctuations aléatoires contribuant au niveau de bruit en sortie de chaîne de mesure. De plus, comme cela a été exposé au chapitre 1, ce niveau de bruit sera normalisé par la sensibilité afin d'obtenir une densité spectrale de bruit équivalente en champ, ramenée en entrée, notée  $b_n$ . Le schéma équivalent de la chaîne de mesure avec toutes les sources de bruit qui lui sont associées est donné à la figure 2.9.

De manière analogue au travail effectué sur le signal utile, le bruit en sortie de chaîne est évalué en parcourant l'ensemble des éléments présents dans la chaîne de mesure depuis l'excitation jusqu'à la sortie démodulée. Pour obtenir une expression de la densité spectrale de bruit en sortie de la chaîne de mesure, un certain nombre d'approximations sont réalisées :

1. les sources de bruit sont considérées décorréliées entre elles ;
2. le fonctionnement de l'élément sensible est linéaire ;

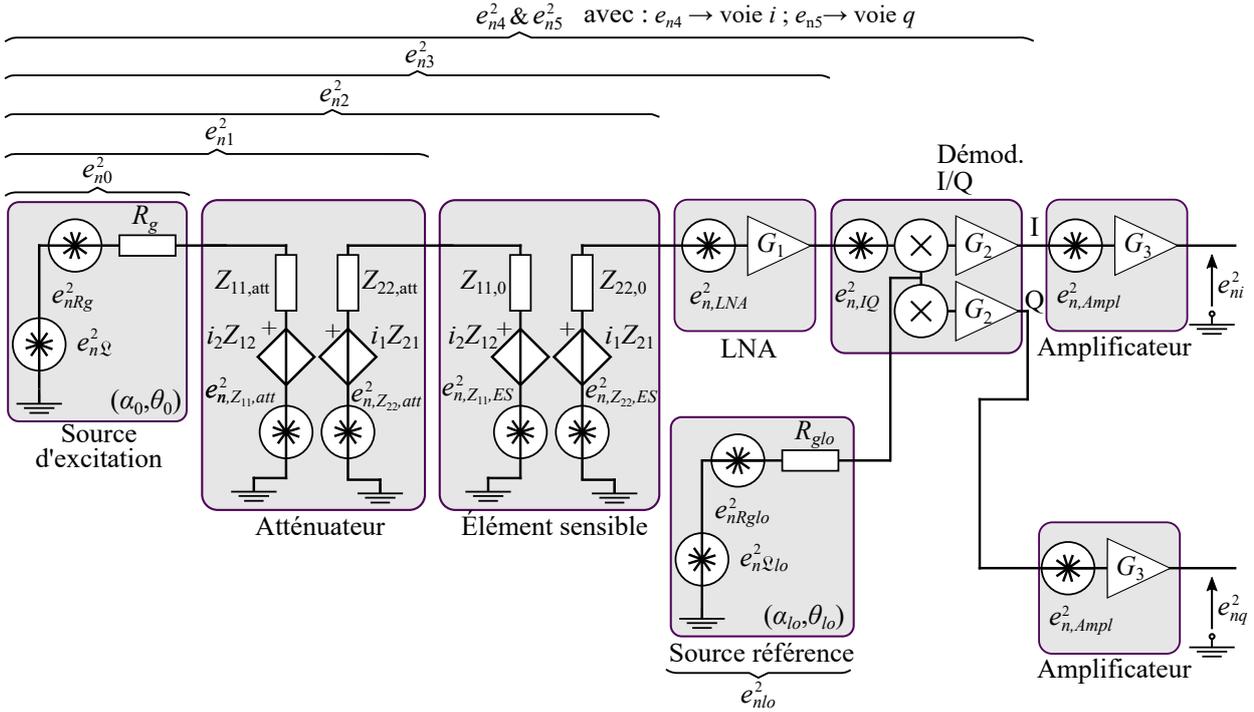


FIGURE 2.9 – Schéma équivalent de bruit de la chaîne de démodulation complète avec deux sources indépendantes.

- le bruit en haute fréquence est considéré en bande étroite autour de  $f_0$  ;
- les amplificateurs sont supposés unilatéraux, c'est-à-dire que le quadripôle correspondant ne transfère de l'énergie que dans un sens ( $S_{12} = 0$  ;  $Z_{12} = 0$ ) ;
- les bruits sont considérés de très faible amplitude. Le bruit d'amplitude, noté  $\alpha_0$ , le bruit de phase, noté  $\theta_0$ , et le bruit blanc  $e_{bl}$  sont très petits devant 1.

Afin de déterminer le bruit total en sortie, la contribution en sortie de chaque étage est évaluée sous la forme d'un générateur de Thevenin équivalent. Chaque paragraphe sera donc terminé par les équations de bruit de l'élément lui-même, le bruit global mesuré en sortie de l'étage considéré et l'impédance de sortie équivalente.

De manière générale, pour un signal aléatoire temporel  $x(t)$ , la densité spectrale de puissance de  $x$  est notée  $\Phi_x(f)$  avec  $f \in \mathbb{R}$ . La densité spectrale de bruit, quant à elle, correspond à la racine de cette dernière limitée aux fréquences positives et est notée  $x_n(f)$ . Ainsi, si  $f > 0$ ,  $x_n(f) = \sqrt{2\Phi_x(f)}$  et, si  $f < 0$ ,  $x_n(f) = 0$ . Alors la puissance moyenne totale de  $x$  est aussi bien égale à  $\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_x(f) df$  qu'à  $\int_0^{+\infty} x_n^2(f) df$ .

### 2.3.1 Bruit HF autour de la porteuse $f_0$

#### 2.3.1.1 Niveau de bruit en sortie de la source d'excitation

De manière générale, le signal temporel issu d'une source sinusoïdale est un signal aléatoire dont l'amplitude complexe s'écrit :

$\underline{v}_0(t) = \hat{v}_0 (1 + \alpha_0(t)) e^{j(\omega_0 t + \theta_0(t))} \simeq \hat{v}_0 (1 + \alpha_0(t) + j\theta_0(t)) e^{j\omega_0 t}$ , où  $\alpha_0(t)$  et  $\theta_0(t)$  représentent les signaux aléatoires temporels traduisant les fluctuations d'amplitude et de phase de la tension  $v_0(t)$  [71]. Ainsi, la densité spectrale de puissance du signal complexe  $\underline{v}_0$  n'existe que pour les fréquences positives et vaut :

$$\Phi_{\underline{v}_0}(f) = \hat{v}_0^2 (\Phi_{\alpha_0}(f - f_0) + \Phi_{\theta_0}(f - f_0)) = 2v_{n0}^2(f). \quad (2.50)$$

Ainsi, de part et d'autre de la fréquence  $f_0$ , le spectre  $v_{n0}^2$  s'élargit suivant une grandeur normalisée nommée bruit de Leeson et notée  $\mathfrak{L}(\Delta f)$  avec

$$\begin{aligned} \mathfrak{L}(\Delta f) &= \frac{\Phi_{\alpha_0}(\Delta f) + \Phi_{\theta_0}(\Delta f)}{2} \\ &= \frac{v_{n0}^2}{\hat{v}_0^2} = \frac{P_{BL}(f_0 + \Delta f, 1\text{Hz})}{P_0(f_0)} \\ &= \frac{\alpha_{n\alpha_0}^2(|\Delta f|) + \theta_{n\theta_0}^2(|\Delta f|)}{4} \end{aligned} \quad (2.51)$$

où  $P_{BL}(f_0 + \Delta f, 1\text{Hz})$  représente la puissance de bruit à  $\Delta f$  autour de la porteuse  $f_0$  pour une bande passante de 1 Hz et  $P_0(f_0)$  la puissance de la porteuse. Souvent le bruit de Leeson est donné en dBc/Hz et défini par  $10 \log \left( \frac{P_{BL}(f_0 + \Delta f, 1\text{Hz})}{P_0(f_0)} \right)$ . Par exemple, cette valeur s'élève à 110 dBc/Hz à  $f_0 = 10$  kHz pour la source HF utilisée [72].

La densité spectrale de bruit associé au générateur  $e_{ng}(f)$  est donc définie par son bruit de Leeson, noté  $\mathfrak{L}(\Delta f)$ , présent autour de la porteuse et par le bruit thermique large bande de la résistance interne  $R_g$  du générateur, noté  $e_{nR_g} = 4k_B T R_g$ . En supposant que les sources de bruit sont décorrélées, la densité spectrale de bruit de la source  $e_{ng}(f)$  est donnée par la relation :

$$e_{ng}^2(f) = \hat{v}_0^2 \mathfrak{L}(f - f_0) + e_{nR_g}^2 \quad (2.52)$$

où  $\hat{v}_0$  est l'amplitude de la tension d'excitation du capteur.

Ainsi, la source d'excitation peut être modélisée par un générateur de Thévenin d'impédance

$$Z_{e0} = R_g \quad (2.53)$$

et de densité spectrale de bruit mesurée ; elle s'élève donc à :

$$e_{n0}^2(f) = \hat{v}_0^2 \mathfrak{L}(f - f_0) + e_{nR_g}^2. \quad (2.54)$$

### 2.3.1.2 Niveau de bruit en sortie de l'atténuateur

Comme évoqué auparavant, pour des raisons de mise en œuvre pratique explicitées au chapitre 3, un atténuateur de gain  $G_0$  doit être placé entre la source d'excitation et l'entrée de l'élément sensible. Ici, sa contribution en bruit est traitée. Cet atténuateur se compose d'un filtre en  $\pi$  constitué de résistances et est adapté à l'impédance caractéristique  $Z_c$ . La figure 2.10 représente l'étage d'excitation et l'atténuateur ainsi que le schéma équivalent permettant de déterminer le bruit  $e_{n1}(f)$  et l'impédance de sortie équivalente  $Z_{e1}$  en fonction des paramètres de la chaîne.

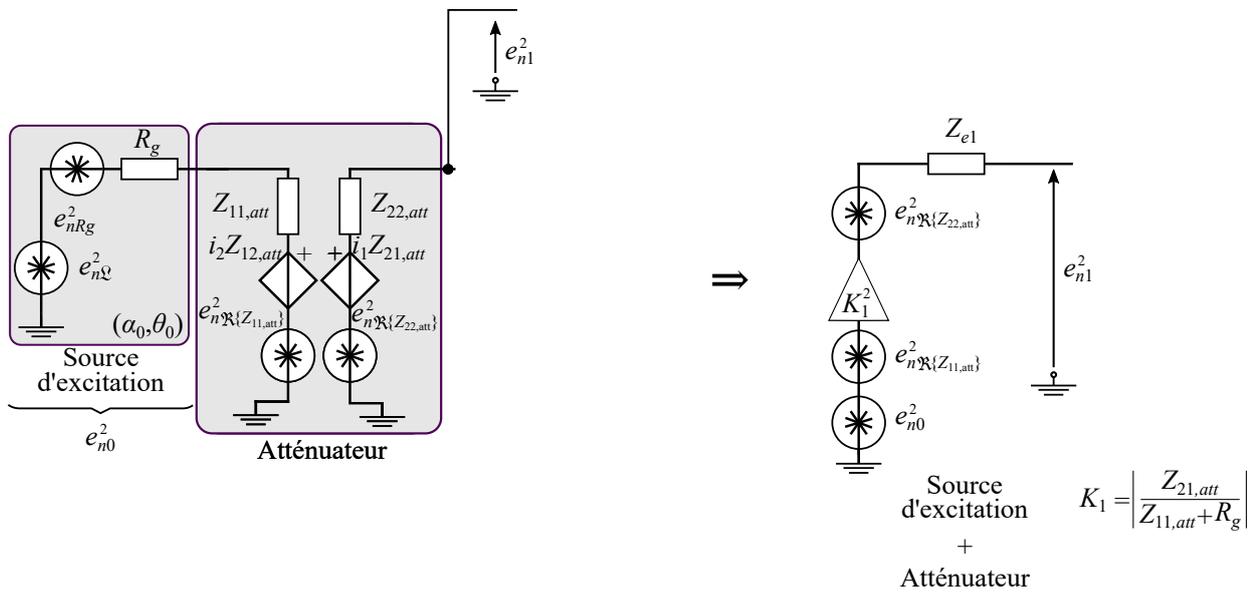


FIGURE 2.10 – Schéma des sources de bruits de la source d'excitation et de l'atténuateur, et de la source de bruit équivalente (générateur de Thévenin).

La densité spectrale de bruit de l'atténuateur  $e_{n,att}(f)$  est celle associée au quadripôle équivalent du filtre donné par une matrice  $Z$ , où chaque résistance est associée à sa propre source de bruit. La source totale de bruit en sortie de l'atténuateur, s'exprime par :

$$e_{n,att}^2(f) = \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 e_{n,\Re\{Z_{11,att}\}}^2(f) + e_{n,\Re\{Z_{22,att}\}}^2(f) \quad (2.55)$$

En suivant le schéma 2.10 et en réalisant l'analyse de bruit, le générateur de Thévenin équivalent à la source sinusoïdale suivie de l'atténuateur est caractérisé par son impédance équivalente

$$Z_{e1} = \frac{Z_{21,att}Z_{12,att}}{Z_{11,att} + R_g} + Z_{22,att} \quad (2.56)$$

et sa densité spectrale de bruit :

$$\begin{aligned}
 e_{n1}^2(f) &= \left( e_{n0}^2(f) + e_{n,\Re\{Z_{11,att}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_G} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,att}\}}^2(f) \\
 &= \underbrace{\hat{v}_0^2 \mathfrak{L}(f - f_0) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_G} \right|^2}_{\text{bruit autour de la porteuse}} + \\
 &\quad \underbrace{\left( e_{nR_g}^2(f) + e_{n,\Re\{Z_{11,att}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_G} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,att}\}}^2(f)}_{\text{bruit large bande}}.
 \end{aligned} \tag{2.57}$$

### 2.3.1.3 Niveau de bruit en sortie de l'élément sensible

Deux sources de bruit associées à l'élément sensible sont à distinguer ; d'une part, le bruit thermique ou bruit de Johnson, propre à chaque impédance, et d'autre part, le bruit d'origine magnétique qui s'ajoute aux variations de champ magnétique petit signal  $b(t)$  à mesurer. Il comprend le bruit magnétique intrinsèque, noté  $b_{bruit,YIG}(t)$ , et le bruit magnétique ambiant, noté  $b_{bruit,ext}(t)$  induit par l'environnement extérieur. Le champ magnétique mesuré est alors de la forme  $b(t) + b_{bruit,YIG}(t) + b_{bruit,ext}(t)$ . Dans l'état actuel de mise en œuvre du système, ces deux types de fluctuations seront négligés et non pris en compte dans le modèle.

Afin de déterminer le bruit associé à l'élément sensible, noté  $e_{n,ES}(f)$ , il est plus aisé d'utiliser la représentation sous forme de paramètres impédance. En effet, cette représentation met en avant le caractère bruyant des parties réelles des impédances équivalentes à cette représentation. Cette représentation s'obtient à partir des paramètres  $S$  par la relation 1.9. La relation de la source de bruit associée à l'élément sensible est donnée par :

$$e_{n,ES}^2(f) = \left| \frac{Z_{21,0}}{Z_{11,0} + Z_{e1}} \right|^2 e_{n,\Re\{Z_{11,0}\}}^2(f) + e_{n,\Re\{Z_{22,0}\}}^2(f), \tag{2.58}$$

où les impédances  $Z_{11,0}$ ,  $Z_{21,0}$  et  $Z_{22,0}$  expriment respectivement les impédances au point de polarisation en champ magnétique  $B_0$ , déterminées à partir des paramètres  $S$  mesurés de l'élément sensible (*cf.* équation 1.9).

La figure 2.11 représente l'étage d'excitation et l'atténuateur ainsi que le schéma équivalent permettant de déterminer le bruit  $e_{n2}(f)$  et l'impédance de sortie équivalente  $Z_{e2}$  en fonction des paramètres de la chaîne.

Le générateur de Thévenin équivalent à la source sinusoïdale suivie de l'atténuateur et de l'élément sensible est caractérisé par son impédance équivalente

$$Z_{e2} = \frac{Z_{21,0}Z_{12,0}}{Z_{11,0} + Z_{e1}} + Z_{22,0} \tag{2.59}$$

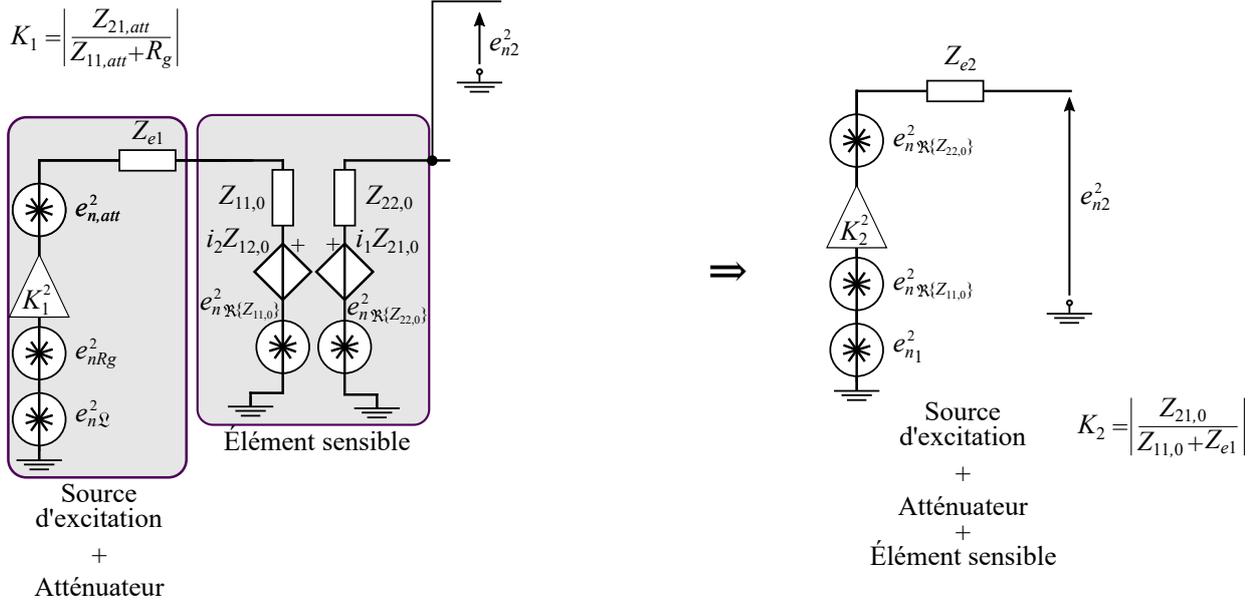


FIGURE 2.11 – Schéma des sources de bruit de la source d'excitation, de l'atténuateur et de l'élément sensible, et de la source de bruit équivalente (générateur de Thévenin).

et par sa densité spectrale de bruit :

$$\begin{aligned}
 e_{n2}^2(f) &= \left( e_{n1}^2(f) + e_{n,\Re\{Z_{11,0}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,0}}{Z_{11,0} + Z_{e1}} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,0}\}}^2(f) \\
 &= \underbrace{\hat{v}_0^2 \mathcal{Q}(f - f_0) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_G} \right|^2 \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2}_{\text{bruit autour de la porteuse}} + \\
 &\quad \underbrace{\left( \left( e_{nR_g}^2 + e_{n,\Re\{Z_{11,att}\}}^2 \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_G} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,att}\}}^2 \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,0}\}}^2}_{\text{bruit large bande}}. \tag{2.60}
 \end{aligned}$$

### 2.3.1.4 Niveau de bruit en sortie de l'amplificateur bas bruit (LNA)

Dans le domaine HF (amplificateur et démodulation), le niveau de bruit des dispositifs se caractérise généralement par le facteur de bruit  $F$  [73, 74]. Ce facteur de bruit évalue la dégradation du rapport signal sur bruit (SNR) en entrée sur le SNR en sortie. Par définition, le niveau de bruit en entrée de l'élément  $x_n^2(f)$  vaut :

$$x_n^2(f) = (F - 1)e_{n,ref}^2(f) \tag{2.61}$$

où  $e_{n,ref}$  représente le niveau de bruit de référence de  $-174$  dBm/Hz avec une bande passante de  $1$  Hz utilisé lors de la caractérisation [73].

Il est à présent possible de déterminer le niveau de la source de bruit en entrée de

l'amplificateur HF noté  $e_{n,LNA}$ . Ce bruit s'exprime par :

$$e_{n,LNA}^2(f) = (F_{LNA} - 1) e_{n,ref}^2(f) \quad (2.62)$$

où  $F_{LNA}$  représente le facteur de bruit donné dans la fiche technique du LNA.

La figure 2.12 représente l'étage d'excitation et l'atténuateur ainsi que le schéma équivalent permettant de déterminer le bruit  $e_{n3}(f)$  et l'impédance de sortie équivalente  $Z_{e3}$  en fonction des paramètres de la chaîne.

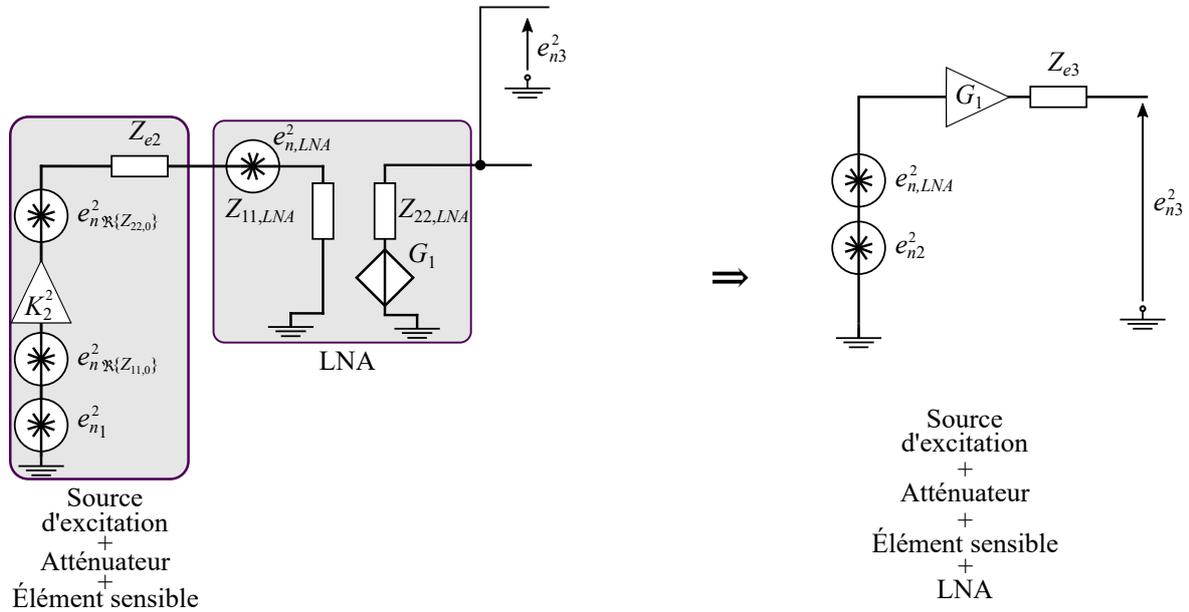


FIGURE 2.12 – Schéma équivalent des contributions de bruit, de la source d'excitation, de l'atténuateur, de l'élément sensible, du LNA et de la démodulation en quadrature (à gauche). La source de bruit équivalente est représentée à droite (générateur de Thévenin).

Le générateur de Thévenin équivalent à l'ensemble du système en amont de la sortie de l'amplificateur (LNA) est caractérisé par son impédance équivalente

$$Z_{e3} = Z_{22,LNA} = Z_c \quad (2.63)$$

et par sa densité spectrale de bruit :

$$\begin{aligned}
 e_{n3}^2(f) &= \left( e_{n2}^2(f) + e_{n,LNA}^2(f) \right) G_1^2 \\
 &= \underbrace{\hat{v}_0^2 \mathfrak{Q}(f - f_0) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_G} \right|^2 \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 G_1^2}_{\text{bruit autour de la porteuse}} + \\
 &\quad \left( \left( \left( e_{nR_g}^2 + e_{n,\mathfrak{R}\{Z_{11,att}\}}^2 \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_G} \right|^2 + e_{n,\mathfrak{R}\{Z_{22,att}\}}^2 \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 + \right. \\
 &\quad \left. e_{n,\mathfrak{R}\{Z_{22,0}\}}^2 + e_{n,LNA}^2 \right) G_1^2 \\
 &\quad \underbrace{\hspace{15em}}_{\text{bruit large bande}} . \quad (2.64)
 \end{aligned}$$

Il est à noter que l'impédance en sortie de l'amplificateur bas bruit ne prend plus en compte les impédances en amont de ce dernier, car l'élément est unilatéral.

### 2.3.2 Niveau de bruit en sortie de démodulation

Comme pour l'amplificateur précédent, le niveau de bruit qui est ajouté en entrée du démodulateur est donné par le facteur de bruit du composant réalisant la démodulation,  $e_{n,IQ}^2 = (F_{IQ} - 1) e_{n,ref}^2$ . Ainsi, en entrée de la démodulation, deux types de bruit sont présents. Le premier correspond au bruit autour de la porteuse issu de l'amplificateur successive du signal d'excitation et sa densité spectrale de bruit vaut :

$$\hat{v}_0^2 \mathfrak{Q}(f - f_0) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_G} \right|^2 \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 G_1^2 = \hat{v}_3'^2 \mathfrak{Q}(f - f_0) = \hat{v}_3'^2 \frac{\Phi_{\alpha_0}(f - f_0) + \Phi_{\theta_0}(f - f_0)}{2} \quad (2.65)$$

avec  $\hat{v}_3' = \hat{v}_0 \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_G} \right| \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right| G_1$ , l'amplitude de la porteuse avant démodulation. L'expression de signal aléatoire temporel lui correspondant est alors  $\hat{v}_3' (1 + \alpha_0(t)) e^{j(\omega_0 t + \theta_0(t))}$ .

Le second,  $e'_{3bln}$ , correspond au bruit large bande. Il cumule l'ensemble des bruits large bande antérieur, tel que :

$$\begin{aligned}
 e'_{3bln}{}^2 &= \left( \left( \left( e_{nR_g}^2 + e_{n,\mathfrak{R}\{Z_{11,att}\}}^2 \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_G} \right|^2 + e_{n,\mathfrak{R}\{Z_{22,att}\}}^2 \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 + \right. \\
 &\quad \left. e_{n,\mathfrak{R}\{Z_{22,0}\}}^2 + e_{n,LNA}^2 \right) G_1^2 + e_{n,IQ}^2 . \quad (2.66)
 \end{aligned}$$

Compte tenu de la mise en œuvre, ce bruit large bande est filtré autour de la porteuse et considéré en bande étroite. Il peut être assimilé à deux bruits à basse fréquence décorrélés,  $e'_{3bl-a}(t)$  et  $e'_{3bl-b}(t)$ , tel que le signal aléatoire temporel de densité spectrale de bruit  $e'_{3bln}{}^2$  vaut :

$$e'_{3bl}(t) = e'_{3bl-a}(t) \cos(\omega_0 t) - e'_{3bl-b}(t) \sin(\omega_0 t) \quad (2.67)$$

et

$$e'_{3bl-an}{}^2 = e'_{3bl-bn}{}^2 = 2e'_{3bln}{}^2. \quad (2.68)$$

Le signal temporel avant la démodulation, noté  $v_{3*}(t)$ , résulte de la combinaison de ces expressions :

$$\begin{aligned} v_{3*}(t) &= \hat{v}'_3 (1 + \alpha_0(t)) e^{j(\omega_0 t + \theta_0(t))} + e'_{3bl}(t) \\ &\simeq \hat{v}'_3 \cos(\omega_0 t) \\ &\quad + [\hat{v}'_3 \alpha_0(t) + e'_{3bl-a}(t)] \cos(\omega_0 t) - [\hat{v}'_3 \theta_0(t) + e'_{3bl-b}(t)] \sin(\omega_0 t) \end{aligned} \quad (2.69)$$

La figure 2.13 représente la source équivalente jusqu'à l'entrée du démodulateur en quadrature, ainsi que le schéma équivalent permettant de déterminer les densités spectrales de bruit  $e_{n4}(f)$  et  $e_{n5}(f)$ , et les impédances des sorties équivalentes  $Z_{e4}$  et  $Z_{e5}$  pour chaque voie du capteur en fonction des paramètres de la chaîne.

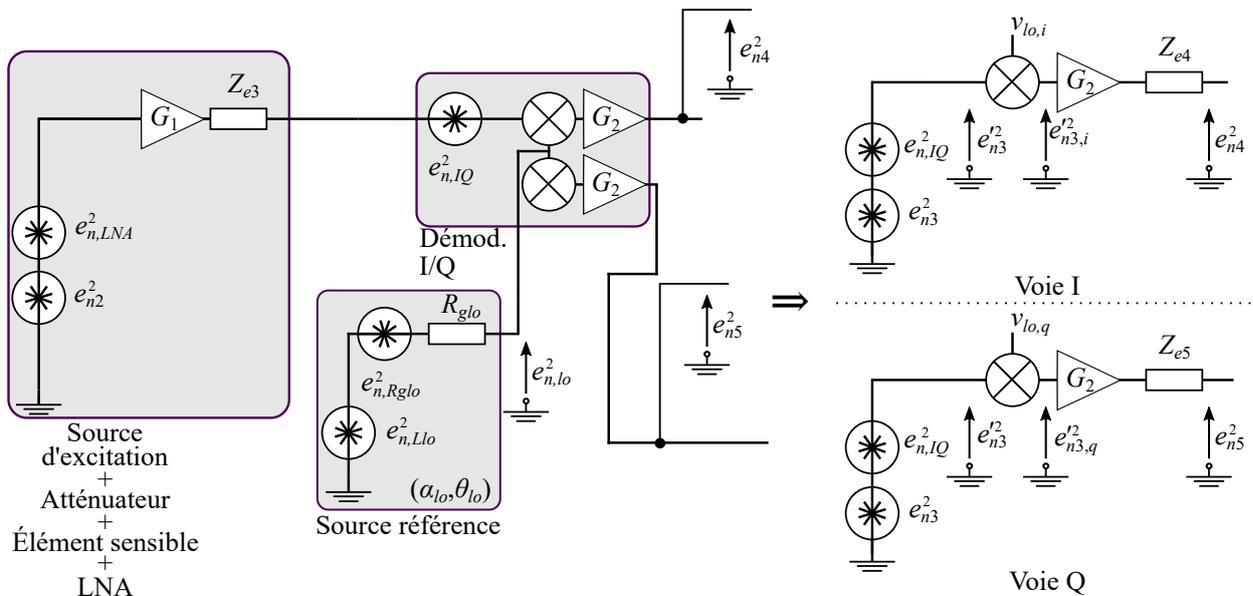


FIGURE 2.13 – Schéma équivalent de bruit de la chaîne de démodulation jusqu'à la sortie du démodulateur.

Le passage par la notation temporelle permet de déterminer le signal bruité qui est démodulé lors de la mesure de bruit du système.

Comme le signal modulé, ce signal bruité est également démodulé par le signal  $v_{lo}(t)$  de la relation 2.27. Dans le cas de l'analyse en bruit du système, la tension de référence  $v_{lo}(t)$  est également entachée d'un bruit d'amplitude, noté  $\alpha_{lo}(t)$ , d'un bruit de phase, noté  $\theta_{lo}(t)$ , et d'un bruit blanc provenant de la résistance interne notée  $e_{Rlo}(t) = e_{Rloi}(t) \cos(\omega_0 t) - e_{Rloq}(t) \sin(\omega_0 t)$  avec  $e_{Rloin}^2 = e_{Rloqn}^2 = 2e_{Rlon}^2$ . Pour rappel, les bruits sont considérés décorrelés entre eux. Dans le domaine temporel, la tension de référence bruitée s'exprime alors

par :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{l_o,i} = \hat{v}_{l_o} (1 + \alpha_{l_o}(t)) \cos(\omega_0 t + \theta_{l_o}(t) + \varphi_0) + e_{Rl_o}(t) \\ \simeq \hat{v}_{l_o} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \\ \quad + [\hat{v}_{l_o} \alpha_{l_o}(t) \cos \varphi_0 - \hat{v}_{l_o} \theta_{l_o}(t) \sin \varphi_0 + e_{Rl_{oi}}(t)] \cos(\omega_0 t) \\ \quad - [\hat{v}_{l_o} \theta_{l_o}(t) \cos \varphi_0 + \hat{v}_{l_o} \alpha_{l_o}(t) \sin \varphi_0 + e_{Rl_{oq}}(t)] \sin(\omega_0 t) \\ \\ v_{l_o,q} = \hat{v}_{l_o} (1 + \alpha_{l_o}(t)) \sin(\omega_0 t + \theta_{l_o}(t) + \varphi_0) + e_{Rl_o}(t) \\ \simeq \hat{v}_{l_o} \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \\ \quad + [\hat{v}_{l_o} \alpha_{l_o}(t) \cos \varphi_0 - \hat{v}_{l_o} \theta_{l_o}(t) \sin \varphi_0 - e_{Rl_{oq}}(t)] \sin(\omega_0 t) \\ \quad + [\hat{v}_{l_o} \theta_{l_o}(t) \sin \varphi_0 + \hat{v}_{l_o} \alpha_{l_o}(t) \cos \varphi_0 + e_{Rl_{oi}}(t)] \cos(\omega_0 t) \end{array} \right. \quad (2.70)$$

où  $\hat{v}_{l_o}$  est l'amplitude du signal de référence ( $\hat{v}_{l_o} = 1$ ) et  $\varphi_0$  est l'angle entre le signal de référence  $v_{l_o}$  et le signal d'excitation  $v_0$ .

En considérant un filtrage passe-bas en sortie du multiplieur permettant de supprimer la composante haute fréquence (de fréquence  $2f_0$ ), en ne conservant que la composante ramenée au continu, le signal bruité après démodulation s'écrit :

$$\begin{aligned} 2v'_{3,i}(t) &= \hat{v}'_3 \cos(\varphi_0) + \hat{v}'_3 e_{Rl_{oi}}(t) + \hat{v}'_3 \left( \alpha_0(t) + \alpha_{l_o}(t) + \frac{e'_{3bl-a}(t)}{\hat{v}'_3} \right) \cos(\varphi_0) \\ &\quad + \hat{v}'_3 \left( \theta_0(t) - \theta_{l_o}(t) + \frac{e'_{3bl-b}(t)}{\hat{v}'_3} \right) \sin(\varphi_0) \\ &= \hat{v}'_3 \cos(\varphi_0) + e'_{3,i}(t) \end{aligned} \quad (2.71)$$

et

$$\begin{aligned} 2v'_{3,q}(t) &= \hat{v}'_3 \sin(\varphi_0) + \hat{v}'_3 e_{Rl_{oq}}(t) + \hat{v}'_3 \left( \alpha_0(t) + \alpha_{l_o}(t) + \frac{e'_{3bl-a}(t)}{\hat{v}'_3} \right) \sin(\varphi_0) \\ &\quad + \hat{v}'_3 \left( \theta_0(t) - \theta_{l_o}(t) + \frac{e'_{3bl-b}(t)}{\hat{v}'_3} \right) \cos(\varphi_0) \\ &= \hat{v}'_3 \sin(\varphi_0) + e'_{3,q}(t) \end{aligned} \quad (2.72)$$

où,  $\hat{v}'_3 \cos(\varphi_0)/2$  et  $\hat{v}'_3 \sin(\varphi_0)/2$  sont respectivement le signal de la porteuse ramené au continu sur la voie I et Q, et  $e'_{3,i}(t)/2$  et  $e'_{3,q}(t)/2$  sont les bruits basse-fréquence sur chaque voie du capteur. Les expressions 2.71 et 2.72 expriment les signaux bruités, sur les voies I et Q, démodulés par le démodulateur en quadrature. Pour déterminer la densité spectrale de bruit en sortie de l'étage de démodulation, la partie continue du signal,  $\hat{v}'_3 \cos(\varphi_0)$  et  $\hat{v}'_3 \sin(\varphi_0)$ , est supprimée. Les bruits apparaissant après la multiplication s'expriment par :

$$\begin{aligned}
 e'_{3,i}(t) &= \hat{v}'_3 e_{Rloi}(t) + \hat{v}'_3 \left( \alpha_0(t) + \alpha_{lo}(t) + \frac{e'_{3bl-a}(t)}{\hat{v}'_3} \right) \cos(\varphi_0) \\
 &\quad + \hat{v}'_3 \left( \theta_0(t) - \theta_{lo}(t) + \frac{e'_{3bl-b}(t)}{\hat{v}'_3} \right) \sin(\varphi_0)
 \end{aligned} \tag{2.73}$$

et

$$\begin{aligned}
 e'_{3,q}(t) &= \hat{v}'_3 e_{Rloq}(t) + \hat{v}'_3 \left( \alpha_0(t) + \alpha_{lo}(t) + \frac{e'_{3bl-a}(t)}{\hat{v}'_3} \right) \sin(\varphi_0) \\
 &\quad + \hat{v}'_3 \left( \theta_0(t) - \theta_{lo}(t) + \frac{e'_{3bl-a}(t)}{\hat{v}'_3} \right) \cos(\varphi_0)
 \end{aligned} \tag{2.74}$$

Après avoir déterminé les signaux dans le domaine temporel, ils peuvent à présent à nouveau être représentés sous la forme de densités spectrales de bruit. Pour un amplificateur unilatéral de gain  $G_2$ , la densité spectrale de bruit en sortie de l'étage de démodulation s'exprime sur chaque voie par :

$$\begin{aligned}
 e_{n4}^2(f) &= e'_{n3,i}{}^2(f) \frac{G_2^2}{4} \\
 &= \left( \hat{v}'_3{}^2 e_{nRloi}^2(f) + \hat{v}'_3{}^2 \left( \alpha_{n0}^2(f) + \alpha_{nlo}^2(f) + \frac{e'_{n3bl-a}{}^2(f)}{\hat{v}'_3{}^2} \right) \cos^2(\varphi_0) \right. \\
 &\quad \left. + \hat{v}'_3{}^2 \left( \theta_{n0}^2(f) - \theta_{nlo}^2(f) + \frac{e'_{n3bl-b}{}^2(f)}{\hat{v}'_3{}^2} \right) \sin^2(\varphi_0) \right) \frac{G_2^2}{4}
 \end{aligned} \tag{2.75}$$

et

$$\begin{aligned}
 e_{n5}^2(f) &= e'_{n3,q}{}^2(f) \frac{G_2^2}{4} \\
 &= \left( \hat{v}'_3{}^2 e_{nRloq}^2(f) + \hat{v}'_3{}^2 \left( \alpha_{n0}^2(f) + \alpha_{nlo}^2(f) + \frac{e'_{n3bl-a}{}^2(f)}{\hat{v}'_3{}^2} \right) \sin^2(\varphi_0) \right. \\
 &\quad \left. + \hat{v}'_3{}^2 \left( \theta_{n0}^2(f) - \theta_{nlo}^2(f) + \frac{e'_{n3bl-b}{}^2(f)}{\hat{v}'_3{}^2} \right) \cos^2(\varphi_0) \right) \frac{G_2^2}{4}
 \end{aligned} \tag{2.76}$$

En reprenant les contributions des densités spectrales de bruit blanc  $e'_{3bl-an}{}^2 = e'_{3bl-bn}{}^2 = 2e'_{3bln}{}^2$  (cf. Equ. 2.68) et  $e_{Rloin}^2 = e_{Rloqn}^2 = 2e_{Rlon}^2$ , les bruits  $e_{n4}^2(f)$  et  $e_{n5}^2(f)$  s'expriment par :

$$\begin{aligned}
 e_{n4}^2(f) &= e'_{n3,i}{}^2(f) \frac{G_2^2}{4} \\
 &= \left( \hat{v}'_3{}^2 2e_{nRlo}^2(f) + \hat{v}'_3{}^2 \left( \alpha_{n0}^2(f) + \alpha_{nlo}^2(f) + \frac{2e'_{3bln}{}^2}{\hat{v}'_3{}^2} \right) \cos^2(\varphi_0) \right. \\
 &\quad \left. + \hat{v}'_3{}^2 \left( \theta_{n0}^2(f) - \theta_{nlo}^2(f) + \frac{2e'_{3bln}{}^2}{\hat{v}'_3{}^2} \right) \sin^2(\varphi_0) \right) \frac{G_2^2}{4} \\
 &= \left( \hat{v}'_3{}^2 2e_{nRlo}^2(f) + \hat{v}'_3{}^2 \left( \alpha_{n0}^2(f) + \alpha_{nlo}^2(f) \right) \cos^2(\varphi_0) \right. \\
 &\quad \left. + \hat{v}'_3{}^2 \left( \theta_{n0}^2(f) - \theta_{nlo}^2(f) \right) \sin^2(\varphi_0) \right. \\
 &\quad \left. + 2e'_{3bln}{}^2 \right) \frac{G_2^2}{4}
 \end{aligned} \tag{2.77}$$

et

$$\begin{aligned}
 e_{n5}^2(f) &= e_{n3,q}^{\prime 2}(f) \frac{G_2^2}{4} \\
 &= \left( \hat{v}_3^{\prime 2} 2e_{nRlo}^2(f) + \hat{v}_3^{\prime 2} \left( \alpha_{n0}^2(f) + \alpha_{nlo}^2(f) + \frac{2e_{3bln}^{\prime 2}}{\hat{v}_3^{\prime 2}} \right) \sin^2(\varphi_0) \right. \\
 &\quad \left. + \hat{v}_3^{\prime 2} \left( \theta_{n0}^2(f) - \theta_{nlo}^2(f) + \frac{2e_{3bln}^{\prime 2}}{\hat{v}_3^{\prime 2}} \right) \cos^2(\varphi_0) \right) \frac{G_2^2}{4} \\
 &= \left( \hat{v}_3^{\prime 2} 2e_{nRlo}^2(f) + \hat{v}_3^{\prime 2} \left( \alpha_{n0}^2(f) + \alpha_{nlo}^2(f) \right) \sin^2(\varphi_0) \right. \\
 &\quad \left. + \hat{v}_3^{\prime 2} \left( \theta_{n0}^2(f) - \theta_{nlo}^2(f) \right) \cos^2(\varphi_0) \right) \\
 &\quad 2e_{3bln}^{\prime 2} \frac{G_2^2}{4}
 \end{aligned} \tag{2.78}$$

Comme pour le LNA, le démodulateur est un élément unilatéral. Aussi, afin de garantir le gain  $G_2$  du démodulateur, le constructeur du démodulateur conseille de charger la sortie différentielle par une résistance  $R_{dem}$  dont la valeur est comprise dans le domaine du  $k\Omega$ . L'impédance de sortie du démodulateur s'exprime alors par :

$$\begin{aligned}
 Z_{e4} &= Z_{e4+} + Z_{e4-} \\
 &= \frac{Z_c R_{dem}}{Z_c + R_{dem}}
 \end{aligned} \tag{2.79}$$

où  $Z_{e4+}$  et  $Z_{e4-}$  sont les impédances différentielles vues à la sortie de l'étage de démodulation. Pour une sortie symétrique,  $Z_{e4+} = Z_{e4-} = \frac{Z_{e4}}{2}$ . La figure 2.14 représente l'étage de sortie de l'étage de démodulation avec la source de bruit en sortie de démodulation et les impédances de chaque sortie positive et négative.

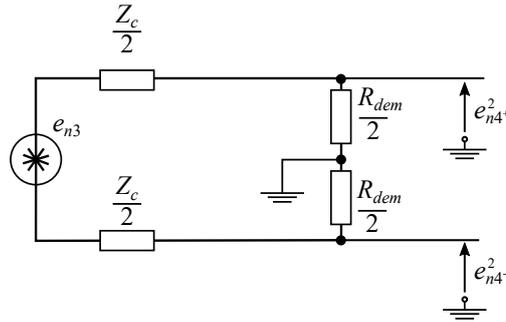


FIGURE 2.14 – Schéma équivalent de bruit de la chaîne de démodulation jusqu'en sortie de démodulation.

Pour une résistance de charge  $R_{dem}$  de plusieurs  $k\Omega$  placée en sortie du démodulateur, les impédances équivalentes de Thévenin, notées  $Z_{e4}$  et  $Z_{e5}$ , se simplifient alors par :

$$Z_{e4} = Z_{e5} \approx Z_c. \tag{2.80}$$

### 2.3.3 Niveau de bruit en basse fréquence apparaissant après démodulation.

$e_{n,Ampl}$  représente la densité spectrale de bruit en tension associée à l'amplificateur d'instrumentation de la partie basse fréquence. Ce niveau de bruit se compose de trois contributions principales dépendantes de la mise en œuvre de l'amplificateur. Il se compose du bruit des résistances de source (dans notre cas la sortie de la démodulation), noté  $e_{ns,Ampl}^2(f)$ , du bruit en tension, noté  $e_{nv,Ampl}^2(f)$ , et du bruit en courant de l'amplificateur, noté  $e_{ni,Ampl}^2(f)$ . Le niveau de bruit de l'amplificateur exprimé à son entrée est donné par la relation :

$$e_{n,Ampl}^2(f) = e_{ns,Ampl}^2(f) + e_{nv,Ampl}^2(f) + e_{ni,Ampl}^2(f) \quad (2.81)$$

La résistance de source présente à l'entrée de l'amplification basse fréquence est représentée par celle de l'étage de sortie et possède une valeur de  $Z_{e4} = 50 \Omega$ . Le niveau de bruit des résistances de source s'exprime par :

$$e_{ns,Ampl}^2(f) = 4k_B T Z_{e4^+} + 4k_B T Z_{e4^-} \quad (2.82)$$

où  $Z_{e4^+} = \frac{Z_{e4}}{2}$  et  $Z_{e4^-} = \frac{Z_{e4}}{2}$  représentent les résistances de source à l'entrée des entrées + et - de l'amplificateur d'instrumentation.

Le niveau de bruit en tension est donné par la relation  $e_{nv}^2$  et lie le bruit en entrée  $e_{n,in}$  et en sortie  $e_{n,out}$  de l'amplificateur et le bruit thermique de la résistance d'ajustement du gain  $R_{Gain}$ .

$$e_{nv,Ampl}^2(f) = 4k_B T R_{gain} + e_{n,in}^2 + \left( \frac{e_{n,out}}{G_3} \right)^2 \quad (2.83)$$

avec  $G_3$  le gain de l'amplification. Enfin, le bruit de courant de l'amplificateur d'instrumentation est donné par la multiplication entre le niveau du courant  $i_n$  donné dans la documentation technique et la résistance en sortie du démodulateur pour chaque entrée de l'amplificateur. Elle s'exprime par :

$$e_{ni,Ampl}^2(f) = (i_n Z_{e4^+})^2 + (i_n Z_{e4^-})^2 \quad (2.84)$$

Finalement, en sortie de la chaîne de mesure il apparaît alors un bruit sur chaque voie

dépendant de l'angle  $\varphi_0$ , tels que :

$$\begin{aligned}
 e_{ni}^2(f) &= \left( e_{n4}^2(f) + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 \\
 &= \left( (\hat{v}'_3)^2 2e_{nRlo}^2(f) + \hat{v}'_3{}^2 (\alpha_{n0}^2(f) + \alpha_{nlo}^2(f)) \cos^2(\varphi_0) \right. \\
 &\quad \left. + \hat{v}'_3{}^2 (\theta_{n0}^2(f) - \theta_{nlo}^2(f)) \sin^2(\varphi_0) \right. \\
 &\quad \left. + 2 \left( \left( e_{nRg}^2(f) + e_{n,\Re\{Z_{11,att}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,att}\}}^2(f) + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + e_{n,\Re\{Z_{11,0}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,0}}{Z_{11,0} + Z_{e1}} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,0}\}}^2(f) + e_{n,LNA}^2(f) \right) G_1^2 \frac{G_2^2}{4} \\
 &\quad \left. + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 + e_{n,RC}^2(f)
 \end{aligned} \tag{2.85}$$

et

$$\begin{aligned}
 e_{nq}^2(f) &= \left( e_{n5}^2(f) + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 \\
 &= \left( (\hat{v}'_3)^2 2e_{nRlo}^2(f) + \hat{v}'_3{}^2 (\alpha_{n0}^2(f) + \alpha_{nlo}^2(f)) \sin^2(\varphi_0) \right. \\
 &\quad \left. + \hat{v}'_3{}^2 (\theta_{n0}^2(f) - \theta_{nlo}^2(f)) \cos^2(\varphi_0) \right. \\
 &\quad \left. + 2 \left( \left( e_{nRg}^2(f) + e_{n,\Re\{Z_{11,att}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,att}\}}^2(f) + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + e_{n,\Re\{Z_{11,0}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,0}}{Z_{11,0} + Z_{e1}} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,0}\}}^2(f) + e_{n,LNA}^2(f) \right) G_1^2 \frac{G_2^2}{4} \\
 &\quad \left. + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 + e_{n,RC}^2(f)
 \end{aligned} \tag{2.86}$$

avec  $e_{n,RC}^2(f) = 4k_B T R_{Filtre}$ , la densité spectrale de bruit du filtre RC en sortie de chaîne de mesure.

## 2.3.4 Bruit en sortie de chaîne de mesure et bruit équivalent en champ

### 2.3.4.1 Bruit en sortie de chaîne de mesure

En reprenant les relations 2.85 et 2.86, il apparaît que les niveaux des densités spectrales de bruit, en sortie du capteur, dépendent directement de l'angle  $\varphi_0$ . Ainsi, plusieurs cas de figures apparaissent :

1. Utilisation de deux sources distinctes ; la première excite l'élément sensible, tandis que la seconde sert de référence au démodulateur. Le bruit en sortie varie en fonction de l'angle  $\varphi_0$  choisi entre les deux sources. Cependant pour des valeurs caractéristiques de l'angle  $\varphi_0$ , des contributions se simplifient :
  - (a) Lorsque  $\varphi_0 = 0 + k\pi$  avec  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ , le bruit d'amplitude  $\alpha_0$  et  $\alpha_{lo}$  est uniquement mesurable sur la voie I, tandis que le bruit de phase  $\theta_0$  et  $\theta_{lo}$  est mesurable uniquement sur la voie Q.

- (b) Lorsque  $\varphi_0 = \pi/2 + k\pi$  avec  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ , le bruit d'amplitude  $\alpha_0$  et  $\alpha_{l_0}$  se mesure uniquement sur la voie Q, alors que le bruit de phase  $\theta_0$  et  $\theta_{l_0}$  se mesure uniquement sur la voie I

2. Utilisation d'une source unique pour l'excitation des ondes de spin  $v_0$  et comme signal de référence du démodulateur  $v_{l_0}$ . Dans ce cas, les bruits en amplitude et en phase sont identiques et l'angle entre le signal d'excitation et de référence est nul ( $\alpha_{n_0}(f) + \alpha_{n_{l_0}}(f) = 2\alpha_n(f)$ ,  $\theta_{n_0}(f) - \theta_{n_{l_0}}(f) = 0$  et  $\varphi_0 = 0$ ). Le bruit résultant en sortie de l'élément sensible associé à cette source se réduit alors à :

$$\begin{aligned}
 e_{ni}^2(f) &= \left( e_{n4}^2(f) + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 \\
 &= \left( (\hat{v}'_3)^2 2e_{nRl_0}^2(f) + \hat{v}'_3{}^2 (4\alpha_n^2(f)) \right. \\
 &\quad \left. + 2 \left( \left( e_{nR_g}^2(f) + e_{n,\Re\{Z_{11,att}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,att}\}}^2(f) + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + e_{n,\Re\{Z_{11,0}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,0}}{Z_{11,0} + Z_{e1}} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,0}\}}^2(f) + e_{n,LNA}^2(f) \right) G_1^2 \frac{G_2^2}{4} \\
 &\quad \left. + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 + e_{n,RC}^2(f)
 \end{aligned} \tag{2.87}$$

et

$$\begin{aligned}
 e_{nq}^2(f) &= \left( e_{n5}^2(f) + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 \\
 &= \left( (\hat{v}'_3)^2 2e_{nRl_0}^2(f) \right. \\
 &\quad \left. + 2 \left( \left( e_{nR_g}^2(f) + e_{n,\Re\{Z_{11,att}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,att}\}}^2(f) + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + e_{n,\Re\{Z_{11,0}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,0}}{Z_{11,0} + Z_{e1}} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,0}\}}^2(f) + e_{n,LNA}^2(f) \right) G_1^2 \frac{G_2^2}{4} \\
 &\quad \left. + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 + e_{n,RC}^2(f)
 \end{aligned} \tag{2.88}$$

3. Utilisation d'une source unique pour l'excitation des ondes de spin  $v_0$  et comme signal de référence du démodulateur  $v_{l_0}$  (idem cas 2). Cependant, cette fois la tension de référence  $v_{l_0}$  est synthétisée à partir du signal d'excitation  $v_0$  (par exemple par une PLL). Dans ce cas les bruits en amplitude sont différents, tandis que le bruit de phase reste identique. Pour l'angle  $\varphi_0 = 0$ , il apparaît alors ( $\alpha_{n_0}(f) \neq \alpha_{n_{l_0}}(f)$ ,  $\theta_{n_0}(f) - \theta_{n_{l_0}}(f) = 0$ ). Le bruit résultant en sortie de l'élément sensible associé à cette source se réduit alors à :

$$\begin{aligned}
 e_{ni}^2 &= \left( e_{n4}^2(f) + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 \\
 &= \left( \hat{v}_3'^2 2e_{nRlo}^2(f) + \hat{v}_3'^2 (\alpha_{n0}^2(f) + \alpha_{nlo}^2(f)) \right. \\
 &\quad + 2 \left( \left( e_{nRg}^2(f) + e_{n,\Re\{Z_{11,att}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,att}\}}^2(f) + \right. \\
 &\quad \left. \left. + e_{n,\Re\{Z_{11,0}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,0}}{Z_{11,0} + Z_{e1}} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,0}\}}^2(f) + e_{n,LNA}^2(f) \right) G_1^2 \frac{G_2^2}{4} \\
 &\quad \left. + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 + e_{n,RC}^2(f)
 \end{aligned} \tag{2.89}$$

et

$$\begin{aligned}
 e_{nq}^2 &= \left( e_{n5}^2(f) + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 \\
 &= \left( \hat{v}_3'^2 2e_{nRlo}^2(f) \right. \\
 &\quad + 2 \left( \left( e_{nRg}^2(f) + e_{n,\Re\{Z_{11,att}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,att}}{Z_{11,att} + R_g} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,att}\}}^2(f) + \right. \\
 &\quad \left. \left. + e_{n,\Re\{Z_{11,0}\}}^2(f) \right) \left| \frac{Z_{21,0}}{Z_{11,0} + Z_{e1}} \right|^2 + e_{n,\Re\{Z_{22,0}\}}^2(f) + e_{n,LNA}^2(f) \right) G_1^2 \frac{G_2^2}{4} \\
 &\quad \left. + e_{n,Ampl}^2(f) \right) G_3^2 + e_{n,RC}^2(f)
 \end{aligned} \tag{2.90}$$

En faisant varier l'angle  $\varphi_0$  il est alors possible de déterminer la contribution en bruit supplémentaire provenant des sources d'excitation et de référence. Cependant, le niveau de la densité spectrale de bruit de phase est généralement bien supérieur au niveau de bruit en amplitude d'une source [75]. De ce fait, il est préférable d'utiliser le capteur lorsque le niveau de bruit en phase s'annule, c'est-à-dire au cas 2 ou 3.

### 2.3.4.2 Bruit équivalent en champ

En reprenant la description du bruit magnétique de l'élément sensible, il est possible de déterminer le plus petit champ magnétique mesurable noté  $b_n$ . Ce bruit dépend du bruit en sortie de la chaîne  $e_{n,total}$  et du bruit magnétique au niveau de l'élément sensible  $b_{n,ext}(f)$  et  $b_{n,YIG}(f)$ . Comme pour le bruit électronique, dans le cas où les différentes sources de bruit ne sont pas corrélées, la densité spectrale de bruit totale équivalente en champ, en  $T\sqrt{\text{Hz}}$ , s'exprime par :

$$b_n(f) = \sqrt{\left( \frac{2e_{n,total}(f)}{S_v G_1 G_2 G_3} \right)^2 + b_{n,YIG}^2(f) + b_{n,ext}^2(f)} \tag{2.91}$$

Comme cela a été évoqué lors de l'analyse de l'élément sensible, les bruits d'origine magnétique interviennent dans la chaîne de mesure comme un signal magnétique à démoduler. De ce fait, les densités spectrales de bruit magnétique,  $b_{n,ext}(f)$  et  $b_{n,YIG}(f)$ , interviennent au travers de l'élément sensible au même titre que le signal. Cependant, si l'augmentation

de la sensibilité en tension permet de réduire le niveau de bruit équivalent en champ, cela n'est pas vrai pour les niveaux de bruit d'origine magnétique.

Comme les mesures de bruit sont réalisées dans une enceinte amagnétique blindée, le bruit magnétique externe pourra être négligé. De plus, durant cette étude exploratoire sur la réalisation d'un capteur magnétique, aucune étude n'a été réalisée sur le niveau de bruit magnétique intrinsèque au matériau de YIG, ces bruits seront dans un premier temps négligés. Le bruit équivalent en champ s'exprime donc simplement par le rapport du bruit total de l'électronique de conditionnement sur la sensibilité  $S_v$  et des gains de la chaîne en aval de l'élément sensible. Ce bruit s'exprime par :

$$b_n(f) = \frac{2e_{n,total}(f)}{S_v G_1 G_2 G_3} = \frac{G_0 e_{n,total}(f)}{S_v G_T} \quad (2.92)$$

où, comme pour le signal,  $G_T$  représente les différents gains intervenant le long de la chaîne d'instrumentation, c'est-à-dire  $G_T = \frac{G_0 G_1 G_2 G_3}{2}$ . Il est à noter que cette densité spectrale de bruit équivalente en champ, ramenée à l'entrée du dispositif, est directement liée à la mise en œuvre de l'élément sensible, mais que la sensibilité en champ de cet élément et le bruit de l'électronique y jouent un rôle décisif. En effet, afin d'optimiser ce niveau de bruit  $b_n$ , il convient de maximiser la sensibilité de l'élément sensible tout en minimisant le niveau de bruit de l'électronique.

À l'aide de la description du signal et du bruit présentée précédemment, il est possible de déterminer la densité spectrale de bruit équivalent en champ pour chaque voie du capteur. Elles sont données par :

$$b_{n,i}(f) = \frac{G_0 e_{n,i}(f)}{S_{vi} G_T} \quad (2.93)$$

et

$$b_{n,q}(f) = \frac{G_0 e_{n,q}(f)}{S_{vq} G_T} \quad (2.94)$$

## 2.4 Conclusion

Le chapitre 1 s'est concentré sur le cadre théorique dans lequel les ondes de spin peuvent être excitées. De plus, la mise en œuvre de matériau magnétique, les gammes de fréquences d'excitation en fonction du champ magnétique statique visé ont été abordées dans ce chapitre. Ce deuxième chapitre a permis d'exposer les choix pour optimiser la réalisation du porte-échantillon tout en prenant en compte les contraintes liées à l'électronique de démodulation et de déterminer les signaux présents en sortie du capteur.

La première partie de ce chapitre aborde la mise en œuvre et l'optimisation du porte-échantillon afin d'exciter de façon optimale les ondes de spin dans la gamme de fréquences désirée. En vue de garantir un courant constant sous la largeur du matériau tout en considérant celui-ci suffisamment large pour négliger les effets sur le champ magnétique effectif,

les longueurs des antennes d'excitation et de mesure sont définies. L'adaptation du porte-échantillon est également un point clé. Ainsi, à l'aide d'une antenne de longueur quart-d'onde et d'une résistance de  $50\ \Omega$  en parallèle, le porte-échantillon est adapté à l'impédance caractéristique des lignes  $Z_c = 50\ \Omega$  du circuit électronique, supprimant ainsi les ondes réfléchies indésirables. Pour la fréquence d'adaptation choisie, le porte-échantillon se compose de deux lignes quart-d'onde de longueur 60 mm et de largeur 250  $\mu\text{m}$  et espacées de 9 mm. La largeur de l'antenne permet d'exciter de façon optimale les ondes de spin jusqu'à une fréquence de 1,5 GHz pour un champ magnétique de 6,5 mT. Afin de minimiser le couplage électromagnétique entre les deux antennes, les parties en regard permettant d'exciter les ondes de spin sont limitées à la largeur de l'échantillon de YIG qui sera posé dessus.

Dans la seconde partie, avec la contrainte liée à l'aspect exploratoire de cette étude, le choix de la démodulation s'est porté sur un démodulateur en quadrature (I/Q). Ce choix permet de visualiser parallèlement les variations du signal sur l'amplitude et sur la phase.

La modélisation et l'analyse de la chaîne de mesure font apparaître trois grandes variables d'ajustement permettant de maximiser le signal et de minimiser le bruit en sortie de cette chaîne. Tout d'abord le couple composé de la fréquence d'excitation et du champ magnétique statique  $(f_0, \mathbf{B}_0)$  permet de choisir le point de fonctionnement optimal du capteur. Ensuite, l'angle  $\varphi_0$  permet d'ajuster la sensibilité maximale autour de ce point de fonctionnement. Il est à noter que l'utilisation de deux sources permet d'ajuster  $\varphi_0$ , cependant cette solution se fait au détriment de la mesure de bruit. En effet, cette mise en œuvre fait apparaître un bruit en sortie du capteur supérieur au capteur avec une source unique. Nous verrons au chapitre 3 une manière de s'affranchir de ce problème.

Le porte-échantillon développé et le modèle de la chaîne de mesure serviront de base au chapitre suivant. En effet, le chapitre suivant se concentrera sur la caractérisation de l'élément sensible et la mesure de performances sur le capteur. La modélisation théorique du capteur sera alors utilisée pour évaluer les sensibilités optimales en fonction de la fréquence et du champ magnétique  $(f_0, \mathbf{B}_0)$ . Cette évaluation des performances permettra de qualifier le capteur réalisé et de le comparer aux autres capteurs magnétiques listés dans la section 1.4 d'une part, et d'entrevoir des pistes d'optimisation du capteur, de l'autre.

# Chapitre 3

## Réalisation du capteur magnétique et résultats expérimentaux

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Description de l'élément sensible . . . . .</b>	<b>82</b>
3.1.1	Échantillons de matériau YIG utilisés . . . . .	82
3.1.2	Réalisation du porte-échantillon classique . . . . .	82
3.1.3	Filtrage spatial des ondes de spin . . . . .	84
3.1.4	Réalisation du porte-échantillon avec bandelettes . . . . .	92
3.1.5	Synthèse des éléments sensibles utilisés . . . . .	94
<b>3.2</b>	<b>Mesures des paramètres <math>S</math> des éléments sensibles . . . . .</b>	<b>95</b>
3.2.1	Description du banc de mesure . . . . .	95
3.2.2	Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d0 . . . . .	99
3.2.3	Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d1 et d2 . . . . .	102
3.2.4	Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d3 . . . . .	111
3.2.5	Synthèse des sensibilités déterminées par la mesure des paramètres $S$	117
<b>3.3</b>	<b>Mesures des performances en sensibilité du capteur à magnonique . . . . .</b>	<b>118</b>
3.3.1	Description du capteur magnétique . . . . .	118
3.3.2	Sensibilité du capteur avec l'élément sensible d1 et d3 . . . . .	120
3.3.3	Performances en bruit . . . . .	130
<b>3.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>136</b>

---

Les chapitres 1 et 2 ont traité des mécanismes qui régissent la propagation des ondes de spin et le modèle théorique d'un capteur magnétique utilisant des dispositifs magnoniques. Ce chapitre s'intéresse maintenant aux caractérisations expérimentales de l'élément sensible ainsi qu'aux performances du capteur magnétique réalisé. Ce chapitre s'attardera également sur la description des différents bancs de mesures spécifiquement conçus pour mener ces caractérisations. Aussi, nous décrirons la réalisation de quatre éléments sensibles différents et les résultats des mesures de caractérisations correspondantes. Suivra l'exposé de deux méthodes de mise en œuvre distinctes avec leurs performances correspondantes.

## 3.1 Description de l'élément sensible

### 3.1.1 Échantillons de matériau YIG utilisés

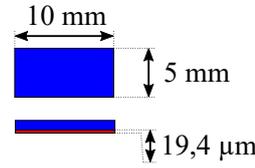
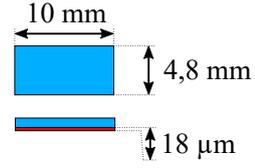
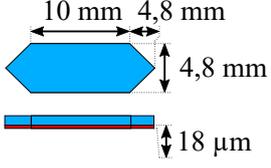
Dans ces travaux, nous avons considéré trois échantillons provenant de fabricants différents. Ils se composent tous d'une couche mince de matériau ferrimagnétique doux, le YIG (grenat de fer et d'yttrium) de composition chimique  $Y_3Fe_5O_{12}$  et d'épaisseur avoisinant les  $20\ \mu\text{m}$ , déposé sur un substrat de GGG (grenat de gadolinium gallium,  $Gd_3Ga_5O_{12}$ ) d'une épaisseur d'environ  $480\ \mu\text{m}$ . Ils sont fabriqués par épitaxie en phase liquide (LPE) dont le procédé précis est expliqué dans [76]. Ces trois échantillons diffèrent cependant par leur forme géométrique.

L'échantillon noté « a1 » a été acheté auprès de la société *INNOVENT e.V. Technologieentwicklung Jena* [77] (Allemagne) et est de forme parallélépipède rectangle avec des dimensions de  $10\text{mm} \times 5\text{mm} \times 19,4\ \mu\text{m}$ . Les deux autres échantillons notés « b1 » et « b2 » ont été découpés par nos soins avec une scie à fil diamantée à partir d'un wafer (de diamètre 1 pouce) de matériau YIG acheté auprès de la société *MATESY Magnetic Technologies & Systems* [78] (Allemagne). L'échantillon « b1 » est de forme identique à l'échantillon « a1 » ( $10\text{mm} \times 4,8\text{mm} \times 18\ \mu\text{m}$ ) tandis que, l'échantillon noté « b2 » est de forme parallélépipédique rectangle prolongé de deux biseaux dans le sens de la longueur. Cette forme doit permettre de limiter les réflexions des ondes de spin en bout d'échantillon, comme nous pouvons le vérifier lors de la caractérisation de cet échantillon. La géométrie de ces différents échantillons et leurs caractéristiques utiles sont résumées dans la tableau 3.1. Enfin, la caractérisation de la dépendance de l'aimantation au champ externe de l'échantillon « a1 » est représenté dans l'annexe B.

### 3.1.2 Réalisation du porte-échantillon classique

Afin d'exciter et de mesurer les ondes de spins, les échantillons présentés précédemment doivent être associés à un porte-échantillon (voir figure 3.1). Le porte-échantillon créé se

TABLE 3.1 – Caractéristiques physiques des différents échantillons de YIG étudiés.

Forme & dimension	Aimantation à saturation ( $M_s$ ) <sup>(a)</sup>	Largeur à mi-hauteur ( $\Delta H_0$ ) <sup>(b)</sup>	Paramètre d'amortissement ( $\alpha$ ) <sup>(c)</sup>
"a1" 	140 kA/m	35 A/m à 6,5 GHz	$8 \times 10^{-5}$
"b1" 	130 kA/m	160 A/m à 10 GHz	$2 \times 10^{-4}$
"b2" 	130 kA/m	160 A/m à 10 GHz	$2 \times 10^{-4}$

(a). Valeur indiquée par le fabricant

(b). Notée, FWHM Full width at half maximum, cette valeur est indiquée par le fabricant

(c). Valeur déterminée à partir de la largeur à mi-hauteur (*cf.* équations  $\alpha = \frac{\Delta H \gamma \mu_0}{2\omega LL}$ )

compose de deux antennes adaptées microstrip en cuivre gravées sur une plaque de Rogers RO3003, tel que présenté au chapitre 2. D'après l'étude bibliographique (*cf.* section 1.4) ce type de porte-échantillon est dit standard car il est classiquement utilisé pour exciter les ondes de spin. Enfin, généralement, l'espacement entre les antennes est compris entre 4 et 10 mm. Dans notre cas, compte tenu de la longueur des échantillons YIG et pour utiliser toute la longueur du film comme élément sensible, les antennes sont espacées de 9 mm.

Le processus de fabrication des portes-échantillons se base sur la gravure chimique du cuivre à l'aide de perchlorure de fer. Pour créer le porte-échantillon, quatre grandes étapes sont nécessaires :

1. Dans une première étape, la plaque de RO3003 est préparée avec le nettoyage de la face à graver et le collage de la plaque de RO3003 ductile sur une plaque en fibre de verre plus solide aux chocs. Ce montage permet de ne pas endommager le RO3003 dans l'éventualité où il serait mal centré sur la tournette utilisée à l'étape 2 ;
2. La deuxième étape permet l'étalement homogène d'une résine photosensible positive (S1813) à l'aide d'une tournette *SÜSS MicroTec*. Afin d'obtenir l'épaisseur de résine souhaitée de  $1,3 \mu\text{m}$ , l'ensemble du porte-échantillon résiné est centrifugé à haute vitesse pendant un temps prédéfini ;
3. La troisième étape est l'insolation du motif à graver. L'insolation s'effectue par pho-

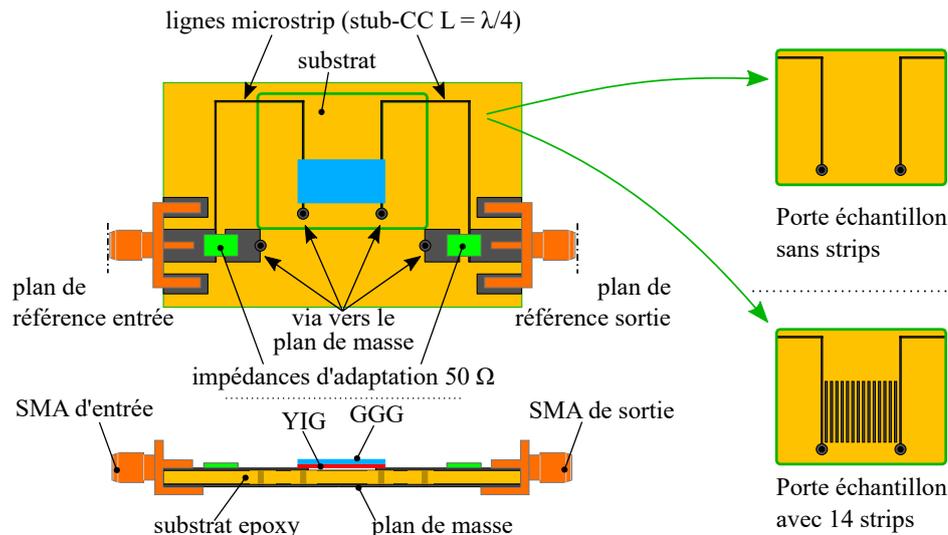


FIGURE 3.1 – Vue de face et vue de devant du porte-échantillon créé pour une adaptation à 1,1GHz avec un film de YIG rectangulaire déposé dessus. Dans la partie droite sont représentés les deux variants sans et avec bandelettes de cuivre.

tolithographie UV avec la graveuse *Microwriter ML<sup>®</sup> 3* ;

4. La dernière étape est la gravure pendant laquelle le motif développé est passé dans un bain de développeur et gravé dans un bain de perchlorure de fer afin de faire apparaître le motif sur la plaque de RO3003. Après une étape finale de nettoyage pour retirer l'excédent de résine, le porte-échantillon est prêt à être utilisé.

Ce processus de fabrication est un process classique lors de la réalisation de matériau en salle blanche. Néanmoins, la taille de nos portes-échantillons au regard des échantillons habituellement créés en salle blanche a nécessité plusieurs étapes d'adaptation et d'optimisation pour réussir à les réaliser. Le tableau 3.2 récapitule les étapes et paramètres utilisés pour la réalisation d'un porte-échantillon. Le temps moyen de gravure s'élève à quatre heures environ en suivant le procédé présenté ci-dessus.

### 3.1.3 Filtrage spatial des ondes de spin

#### 3.1.3.1 Présentation générale

Comme évoqué lors de l'étude bibliographique réalisée à la section 1.4, l'objectif du filtrage spatial est de créer une bande de réjection dans la caractéristique en fréquence de la propagation des ondes de spin. Le but recherché est d'augmenter la sensibilité du champ magnétique du dispositif.

De manière analogue aux filtres à ondes acoustiques de surface (SAW), les ondes de spin rencontrent successivement des milieux de propagation différents. À chaque changement des conditions de propagation, des réflexions se produisent [79, 54, 59]. Ce principe, également utilisé en photonique, crée une bande de réjection dans la caractéristique fréquentielle à

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des actions à mener pour réaliser un porte-échantillon.

Préparation	Nettoyage du substrat Rogers RO3003, à l'acétone puis à l'éthanol.
	Le substrat R03003 étant relativement ductile, il est collé sur une plaque époxy plus solide aux chocs.
Dépôt de la résine	Dépôt de la résine positive S1813.
	<p>Étalement de la résine avec la tournette <i>SÜSS</i> pour avoir une épaisseur de <math>\approx 1,3 \mu\text{m}</math>. Cette épaisseur est obtenue avec les réglages suivants :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>— vitesse de rotation : 4000 tr/min,</li> <li>— rampe d'accélération : 6 s,</li> <li>— durée : 40 s</li> </ul>
	Cuisson de la résine en déposant le porte-échantillon sur une plaque à $90^\circ\text{C}$ pendant 5 min.
Insolation	Insolation du motif dans la photolithographie laser MicroWriter ML3.
Développement et gravure du cuivre	Développement du motif dans un bain de révélateur pendant 40 s.
	Gravure dans un bain de perchlorure de fer pendant 30 s.
	Nettoyage du porte-échantillon et suppression de la résine restante à l'acétone puis à l'éthanol.

certaines longueurs d'ondes  $\lambda_m$  de l'onde de spin. Cette réjection s'effectue à  $\lambda_m = 2(L_A+L_B)/n$ , où  $n$  est un entier naturel décrivant la période du filtrage, et  $L_A$  et  $L_B$  représentent les dimensions géométriques du filtre [19]. Dans la littérature, la mise en œuvre de tels dispositifs, de filtrage des ondes de spin, a été plusieurs fois proposée [59, 54].

L'étude bibliographique menée au chapitre 1 fait également état de trois procédés de réalisation différents afin de créer l'effet de filtrage dans la caractéristique en fréquence, à savoir :

1. la gravure de rainures dans l'échantillon de YIG (*cf.* figure 3.2a). Dans ce procédé, des rainures de matériau YIG sont réalisées par gravure chimique grâce à une solution d'acide [80, 81, 56, 62]. En contrôlant la durée de la gravure, il est ainsi possible de déterminer la profondeur des rainures ;
2. le dépôt par électrodéposition de bandelettes d'or ou de cuivre sur l'échantillon de YIG [59, 65] (*cf.* figure 3.2b). Afin de garantir la largeur des bandelettes, une couche d'amorce doit être préalablement déposée sur le film de YIG à l'aide d'une PLD ;
3. la gravure de bandelettes de cuivre sur un circuit imprimé [54] (*cf.* figure 3.2c). Dans ce dernier procédé, le film de YIG n'est pas altéré, les bandelettes sont directement gravées dans le cuivre du porte-échantillon à l'aide du protocole énuméré à la section 3.1.

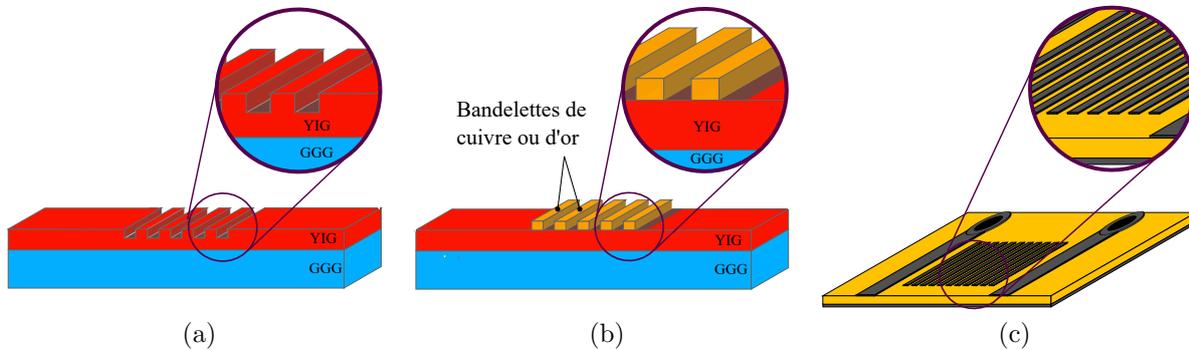


FIGURE 3.2 – (a) Représentation de la gravure des bandes sur le YIG, (b) représentation de la dépose des bandelettes de métal (Cu, Au) sur l'échantillon de YIG et (c) représentation d'un porte-échantillon modifié comportant des bandelettes de cuivre gravées.

Chaque mise en œuvre possède ses avantages et ses inconvénients. Les deux premiers procédés (gravure et dépôt de matériau sur le film) altèrent définitivement le matériau de YIG. Il est alors impossible de réutiliser le matériau pour d'autres mises en œuvre. Le dernier procédé de fabrication a pour avantage de pouvoir modifier rapidement le motif sans altérer les caractéristiques du matériau magnétique.

Enfin, quel que soit le procédé de mise en œuvre considéré, les sensibilités sont relativement proches et atteignent des valeurs d'environ  $300 \text{ T}^{-1}$  [54, 59]. L'aspect exploratoire

de nos travaux fait que nous avons privilégié la solution 3, utilisant des bandelettes gravées sur le porte-échantillon, pour la simplicité de mise en œuvre et permettant de varier facilement la géométrie du filtre en fonction des essais. Afin de comprendre les caractéristiques du filtrage réalisé et d'optimiser sa mise en œuvre, la modélisation menée par CHUMAK et ORDÓÑEZ-ROMERO est reprise et adaptée à notre cas de figure [81, 82, 83].

### 3.1.3.2 Présentation du modèle décrivant le filtrage des ondes de spin

Le chapitre 1 a étudié la modélisation de la génération et de la propagation des ondes de spin, cette section se concentrera donc uniquement sur l'étude des inhomogénéités spatiales créées en surface. Dans ce cas, les hypothèses énumérées au chapitre 1 restent les mêmes ici. De plus, à ces hypothèses il faut ajouter que l'onde se propageant dans le guide d'onde est déjà établie. L'excitation et la mesure ne seront donc pas prises en compte ici.

De manière générale, pour aborder cette modélisation, la propagation de l'onde de spin est considérée comme une grandeur complexe normalisée incidente, notée  $a_m$ , et réfléchi, notée  $b_m$ . Cette notation est dérivée de celle utilisée pour les ondes électromagnétiques. Dans ce cas, le formalisme des paramètres  $S$  peut également être utilisé. La figure 3.3 représente la vue de coupe de l'élément sensible au niveau de la jonction du YIG et du filtre de cuivre gravé sur le porte-échantillon. Dans cette figure, quatre secteurs, notés  $C_A$ ,  $C_B$ ,  $C_+$  et  $C_-$  apparaissent. Les secteurs,  $C_A$  et  $C_B$  représentent localement deux guides d'ondes indépendants où l'onde de spin se propage en fonction des caractéristiques de ces derniers. Les secteurs,  $C_+$  et  $C_-$ , représentent les changements de milieu propagatif de l'onde de spin (interface entre  $C_A$  et  $C_B$ ).

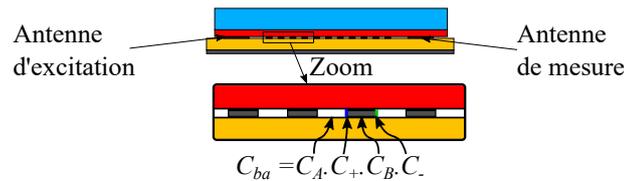


FIGURE 3.3 – Représentation du principe de la définition des termes composant le quadripôle  $C_{ba}$ .

Le modèle traite les deux secteurs comme deux lignes de propagation avec des paramètres différents. Dans le cas de cette étude,  $C_A$  désigne le secteur dans lequel l'onde de spin ne rencontre pas de bandelette, tandis que  $C_B$  désigne le secteur dans lequel l'onde de spin est en contact avec la bandelette de cuivre. Dans ces tronçons de ligne,  $C_A$  ou  $C_B$ , les paramètres  $S$  de la propagation des ondes de spin s'expriment par :

$$\begin{bmatrix} b_{m1} \\ b_{m2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-(jk-k')L} \\ e^{-(jk-k')L} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{m1} \\ a_{m2} \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

où  $a_{m1}$  et  $a_{m2}$  représentent les ondes magnétiques incidentes,  $b_{m1}$  et  $b_{m2}$ , les ondes magnétiques réfléchies, et  $k$  et  $k'$ , le vecteur d'onde et le facteur d'amortissement de l'onde de spin. De plus, en redéfinissant pour chaque tronçon de ligne, ces paramètres  $S$  par des matrices chaînes,  $[C_A]$  et  $[C_B]$ . Ces matrices chaînes, permettent également de décrire la propagation dans chaque secteur  $C_A$  et  $C_B$  :

$$[C_A] = \begin{bmatrix} e^{-(jk_A - k'_A)L_A} & 0 \\ 0 & \frac{1}{e^{-(jk_A - k'_A)L_A}} \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

et

$$[C_B] = \begin{bmatrix} e^{-(jk_B - k'_B)L_B} & 0 \\ 0 & \frac{1}{e^{-(jk_B - k'_B)L_B}} \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

où  $k_A$  et  $k_B$  représentent le vecteur d'onde dans  $C_A$  et  $C_B$ , de longueur respective  $L_A$  et  $L_B$ .  $k_A$  et  $k_B$  s'expriment par la relation 1.12 pour des épaisseurs de substrat électronique différentes. Les facteurs d'amortissement spatiaux dans chaque tronçon de ligne, notés  $k'_A$  et  $k'_B$ , s'expriment en fonction des propriétés magnétiques et sont déterminés en fonction de la largeur à mi hauteur du pic de la RFM,  $\Delta H$ , et de la vitesse de groupe des ondes de spin  $v_{g,A} = \frac{\partial \omega}{\partial k_A} = \frac{\omega_M^2 d_A}{4\omega} e^{-2k_A d_A}$  telle que :  $k'_A = \frac{2\pi\gamma\Delta H}{v_{g,A}}$  (par analogie, en remplaçant l'indice  $\cdot_A$  par  $\cdot_B$  il vient la relation de  $k'_B$ ).

En chaînant ces deux tronçons de lignes,  $C_A$  et  $C_B$  caractérisés par des vecteurs d'ondes différents  $k_A$  et  $k_B$ , un coefficient de réflexion est introduit à chaque jonction de tronçon. Ce coefficient de réflexion, noté  $\Gamma$ , décrit le changement, entre  $C_A$  et  $C_B$ , de l'impédance caractéristique du guide d'onde. Aux interfaces, les réflexions complexes s'expriment en fonction du changement des paramètres de propagations  $\epsilon_r$  et  $\mu_r$  [84, 85, 86, 87]. Ces conditions de réflexion sont représentées à l'aide de deux matrices chaînes supplémentaires, notées  $[C_+]$  et  $[C_-]$  telles que :

$$[C_+] = \begin{bmatrix} \frac{1}{1-\Gamma} & \frac{\Gamma}{1-\Gamma} \\ \frac{\Gamma}{1-\Gamma} & \frac{1}{1-\Gamma} \end{bmatrix} \text{ et } [C_-] = \begin{bmatrix} \frac{1}{1+\Gamma} & \frac{-\Gamma}{1+\Gamma} \\ \frac{-\Gamma}{1+\Gamma} & \frac{1}{1+\Gamma} \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

dans lesquelles le coefficient de réflexion  $\Gamma$  dépend du type de mise en œuvre adopté. Dans le cas choisi dans le cadre de ces travaux, le coefficient de réflexion se traduit par le rapport de la différence des constantes de propagation telles que [13, 88, 81, 89] :

$$\Gamma = \frac{k_B - k_A}{k_B + k_A} \quad (3.5)$$

Avec la définition de ces quatre matrices chaînes élémentaires, la modélisation d'une cellule du filtre est alors possible en les chaînant. La matrice chaîne de la cellule complète

$[C_{ba}]$  s'exprime alors comme le produit des matrices élémentaires, telle que :

$$[C_{ba}] = [C_A] \cdot [C_+] \cdot [C_B] \cdot [C_-] \quad (3.6)$$

La figure 3.4 représente la matrice ainsi obtenue dans la mise en œuvre d'un échantillon possédant une cellule du filtre spatial réalisée.

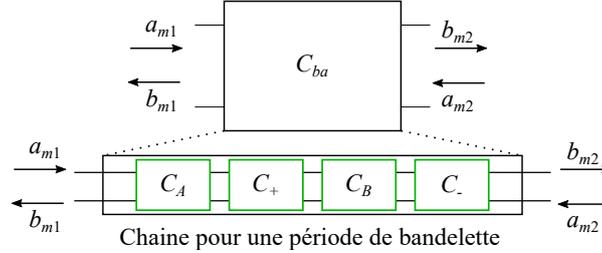


FIGURE 3.4 – Représentation quadripolaire d'une bandelette

Comme pour un filtre SAW, il convient de mettre en cascade un nombre entier  $n_{ba}$  de cellules élémentaires, pour augmenter la zone de réjection du filtre. D'un point de vu de la modélisation, cette mise en série de  $n_{ba}$  bandelettes sur le porte-échantillon vient à élever la matrice  $C_{ba}$  à la puissance  $n_{ba}$ . Cette matrice globale  $[C_{ba}^{n_{ba}}]$  s'exprime par :

$$\begin{aligned} [C_{ba}^{n_{ba}}] &= ([C_A] \cdot [C_+] \cdot [C_B] \cdot [C_-])^{n_{ba}} \\ &= \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Le quadripôle équivalent au filtre de l'équation 3.7 est représenté dans la figure 3.5.

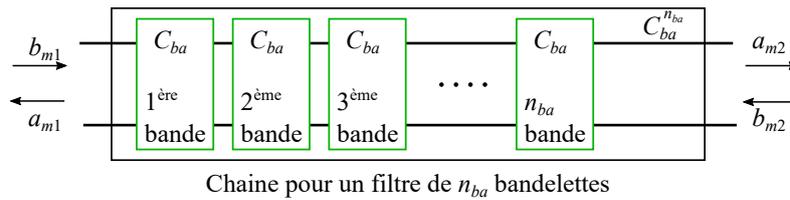


FIGURE 3.5 – Représentation quadripolaire du filtrage des ondes de spin pour  $n_{ba}$  bandelettes mises en œuvre.

Pour rappel, à l'aide de la matrice de transfert entre la représentation  $[C]$  et  $[S]$  (cf. équation 1.13), les paramètres de transmission et de réflexion, notés respectivement  $S_{21,ba}$  et  $S_{11,ba}$ , peuvent ainsi être déterminés par :

$$S_{21,ba} = \frac{1}{C_{22}} \quad \text{et} \quad (3.8)$$

$$S_{11,ba} = \frac{C_{12}}{C_{22}}. \quad (3.9)$$

À l'issue de cette modélisation, la connaissance des paramètres  $S$  permet de prédire et d'estimer les réponses en fréquence et en champ magnétique,  $S_{11,ba}(f_0, B_0)$  et  $S_{21,ba}(f_0, B_0)$  du filtre à réaliser. Ces simulations ont pour objectif de déterminer les fréquences de travail et les sensibilités correspondantes pour une géométrie définie. Ces résultats de simulations sont donnés dans la suite de cette section.

### 3.1.3.3 Résultats de simulations

Généralement les simulations de ce type de filtre à onde de spin se font uniquement sur l'amplitude du signal. Afin de confronter les résultats avec ceux de l'étude bibliographique, cette section ne traitera donc que des variations sur l'amplitude du paramètres  $S$ . De plus, ces simulations sont réalisées pour un filtre à onde de spin utilisant tout l'espace entre les antennes, à savoir 9 mm. Dans ce cas, plus le nombre de cellules élémentaires du filtre augmente, plus la périodicité spatiale du filtre réalisé diminue en conséquence, et inversement. Aussi, en réponse à cette contrainte et pour satisfaire la condition de Bragg sur la longueur d'onde de réjection ( $\lambda_m = \frac{2(L_A+L_B)}{n}$ ), plus le nombre de bandelettes augmente, plus la fréquence de la première bande de réjection augmentera également.

Les simulations présentées sont réalisées pour un champ magnétique fixe  $B_0 = 7,35$  mT. En plus du champ magnétique, pour la simulation des paramètres  $S$ , les caractéristiques du matériau sont également à prendre en compte (ici  $M_S = 0,178$  T et  $d_2 = 19,4$   $\mu\text{m}$ ). L'espace libre de 9 mm entre les deux antennes a été subdivisé pour pouvoir accueillir 10, 14 ou 18 cellules avec un rapport cyclique de 50 %. Il apparaît alors, que  $L_A = L_B = 450$   $\mu\text{m}$ , pour 10 cellules,  $L_A = L_B = 321$   $\mu\text{m}$ , pour 14 cellules et  $L_A = L_B = 250$   $\mu\text{m}$ , pour 18 cellules.

Les figures 3.6 (a et b) montrent l'évolution de l'amplitude des paramètres  $S_{11,ba}$  et  $S_{21,ba}$  simulée en fonction de la fréquence de caractérisation et du nombre de bandelettes gravées sur le porte-échantillon. Sur ces figures, la fréquence à laquelle apparaît la première bande de réjection, dépendant du nombre de bandelettes, est de  $f_0 = 1,46$  GHz pour 14 cellules du filtre. Cette fréquence satisfait la condition de Bragg énoncée avant. En effet, en accord avec cette condition, la longueur d'onde de l'onde de spin ainsi rejetée attendue à partir de la largeur des cellules du filtre est de  $\lambda_m = 1,28$  mm. Cette valeur est très proche de la valeur mesurée.

Pour le champ magnétique statique  $B_0 = 7,35$  mT, les fréquences  $f_{RFM}$  et  $f_{max}$  entre lesquelles apparaissent les ondes de spin valent respectivement, 1,04 GHz et 2,7 GHz. Sur cette bande de fréquence, pour la mise en œuvre d'un filtre, la condition de Bragg est respectée plusieurs fois conduisant à l'apparition de plusieurs pics de réjection. Par exemple, pour 14 cellules gravées sur le porte-échantillon, les trois premières bandes de réjection se situent respectivement à 1,46 GHz, 1,73 GHz et 1,93 GHz comme illustré sur la figure 3.6.

Les figures 3.6 représentent les variations des amplitudes des paramètres,  $S_{11,ba}(f, B)|_{B=B_0}$  et  $S_{21,ba}(f, B)|_{B=B_0}$  en fonction de la fréquence pour  $B_0$  constant. Cependant le capteur de

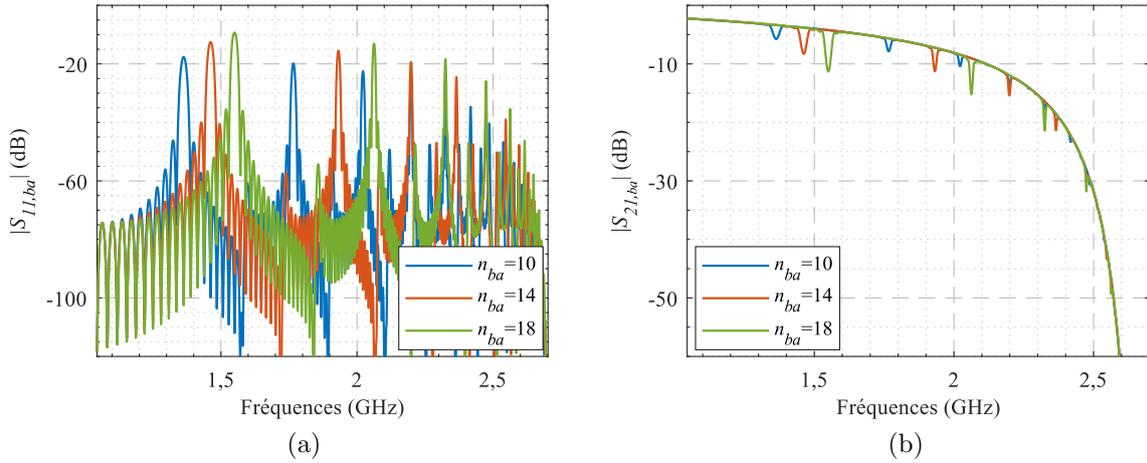


FIGURE 3.6 – Comportement de l'amplitude des paramètres de transmission direct et de réflexion à l'entrée du filtre spatial, en fonction de la fréquence d'excitation des ondes de spin et du nombre de bandelettes gravées sur le porte-échantillon. La fréquence varie entre  $f_{RFM}$  et  $f_{max}$ .

champ magnétique fonctionne à une fréquence fixe,  $f_0$ , et mesure les variations du champ magnétique selon  $S_{21}(\mathbf{B})$ . Ainsi, les simulations suivantes s'intéresseront à la variation du paramètre en fonction du champ magnétique,  $S_{21,ba}(f, \mathbf{B})|_{f=f_0}$ .

La figure 3.7 illustre à la fois, l'évolution de l'amplitude du paramètres  $S_{21,ba}$  (a) et la sensibilité  $\frac{\partial S_{21,ba}}{\partial B_0}$  de ce paramètre au champ magnétique en fonction du champ magnétique et du nombre  $n_{ba}$  de cellules du filtre. Il apparaît que la sensibilité croît avec  $n_{ba}$  passant de  $300 \text{ T}^{-1}$  pour 10 cellules à  $800 \text{ T}^{-1}$  pour 18 cellules. Cependant, pour un espacement entre les antennes fixe, le nombre de bandelettes gravées sur le porte-échantillon ne peut croître à l'infini et plusieurs contraintes vont limiter ce nombre. En effet, si le nombre de bandelettes gravées sur le porte-échantillon augmente, les pertes dans la caractéristique augmentent également. Dans la littérature, leur nombre se limite à 20 pour des dimensions de mise en œuvre proches des nôtres [17].

Pour la suite de ce chapitre, nous avons choisi de réaliser un filtrage spatial comprenant 14 cellules gravées sur l'espace libre de 9 mm entre les antennes. Ce nombre correspond à l'apparition de la bande de réjection apparaissant à la limite d'adaptation de l'électronique de démodulation utilisée (sans modification des réglages d'adaptation). Elles sont gravées avec un rapport cyclique de 50 %. D'après le modèle théorique, dans cette mise en œuvre, la première bande de réjection apparaît alors à  $f_0 = 1,46 \text{ GHz}$  et suggère une sensibilité intrinsèque de  $550 \text{ T}^{-1}$  environ. Or, en pratique, cette valeur s'élève à  $f_0 = 1,5 \text{ GHz}$ . C'est pour cela que la fréquence  $f_0$  est fixée à  $1,5 \text{ GHz}$  pour faire apparaître la bande de réjection autour de 8 mT.

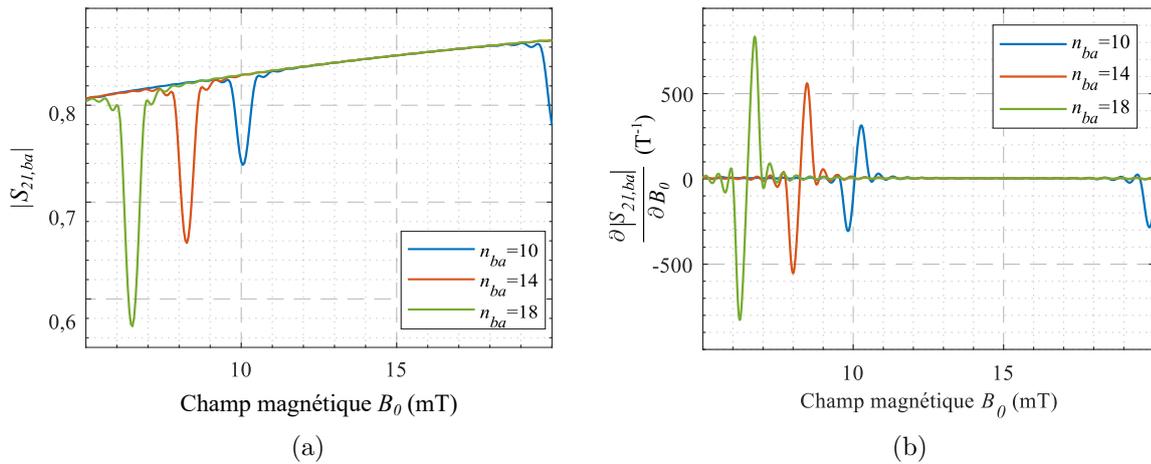


FIGURE 3.7 – (a) évolution de l’amplitude  $S_{21}^{n_{ba}}$  en fonction du champ magnétique  $B_0$  et du nombre de bandelettes gravées sur le porte-échantillon,  $n_{ba}$  et (b) Sensibilité  $\partial S_{21}^{n_{ba}}/\partial B_0$  dérivée de l’amplitude  $S_{21}^{n_{ba}}$  simulées en fonction du champ magnétique,  $B_0$ , et du nombre de bandelettes  $n_{ba}$ .

### 3.1.4 Réalisation du porte-échantillon avec bandelettes

Les portes-échantillons avec bandelettes ont été réalisés selon le même procédé que présenté précédemment pour les antennes et les lignes microstrips. Cependant, comme le filtrage dépend de la qualité spatiale des cellules, un soin particulier doit être apporté afin de réaliser et contrôler les bandelettes. Par conséquent, une fois les bandelettes gravées, leurs largeurs et périodicités sont vérifiées avec un profilomètre de type *Dektak 150*, tel que représenté dans la figure 3.8. Les créneaux rouges et verts aux extrémités de 3.8b représentent respectivement les profils de l’antenne d’excitation et de mesure. L’allure de type « signal carré » correspond à l’image de la section des bandelettes gravées pour un rapport cyclique de 50 %.

Afin de vérifier la largeur et la périodicité du motif gravé, le profil mesuré est analysé sans prendre en compte les antennes d’excitation et de mesure. Ce dernier possède une période moyenne de  $608 \mu\text{m}$  pour un écart type de  $28 \mu\text{m}$  avec un rapport cyclique d’environ 58 %. En comparant ces valeurs aux valeurs cibles de  $625 \mu\text{m}$ , il apparaît un écart d’environ 3 %.

Ces écarts sont repris en simulation pour vérifier leurs conséquences. La figure 3.9 illustre ainsi l’évolution de l’amplitude de  $S_{21,ba}$  simulée pour deux mises en œuvre différentes de 14 bandelettes. La courbe bleue représente le paramètre de transmission pour des bandelettes idéalement disposées et gravées sur le porte-échantillon, tandis que la courbe orange représente le cas où les valeurs de la géométrie sont issues des mesures réalisées au profilomètre. Sur cette figure, il est à noter que, malgré la disparition des bandes de réjection en haute fréquence, celle à  $f_0 \approx 1,5 \text{ GHz}$  n’est que légèrement décalée d’une valeur de  $\Delta f = 20 \text{ MHz}$ .

Cette mise en œuvre n’est certes pas optimale si les bandes de réjection d’ordre 2 ou plus

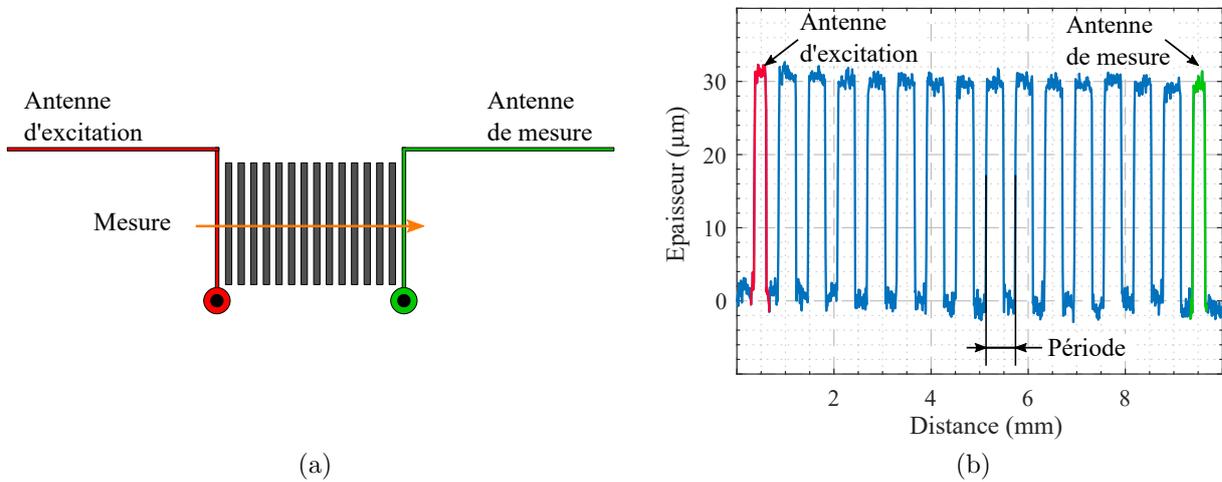


FIGURE 3.8 – (a) sens de mesure du profil des bandelettes gravées à l'aide du profilomètre et caractéristiques typiques. (b) résultat d'une mesure au profilomètre pour 14 bandelettes gravées de période  $600\ \mu\text{m}$ .

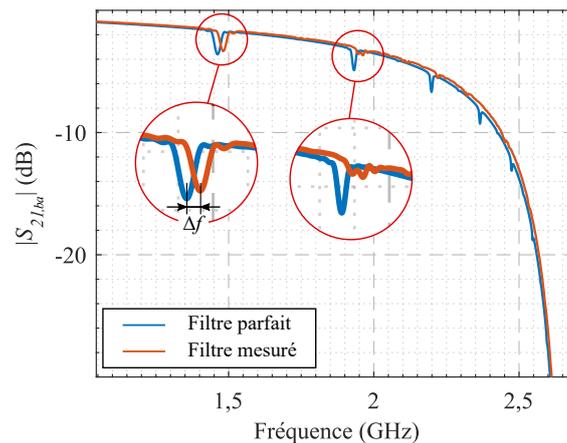


FIGURE 3.9 – Évolution de  $S_{21,ba}$  théorique, pour 14 cellules gravées sur le porte-échantillon (bleu) et l'évolution de ce même paramètre pour des valeurs mesurées au profilomètre. .

sont utilisées. Cependant, dans notre cas, l'utilisation de ce porte-échantillon sera limitée à la première bande de réjection proche de  $f_0 \approx 1,5$  GHz donc sans conséquences réelles sur les performances. Des mesures supplémentaires au profilomètre sur d'autres essais de gravure, ont montré que l'étape n°4, portant sur la gravure du cuivre, du tableau 3.2, peut encore être optimisée afin d'augmenter la qualité de réalisation. En effet, les plaques de RO3003 possédant des épaisseurs de cuivre de 35  $\mu\text{m}$  sont plus difficiles à graver que lorsque l'épaisseur de cuivre est fine, car la maîtrise de la gravure sur de grandes épaisseurs est plus complexe. Afin d'améliorer le profil des bandelettes gravées, il serait judicieux de réduire l'épaisseur de cuivre sur le porte-échantillon en achetant de nouvelles plaques de RO3003 possédant des épaisseurs de cuivre de 9  $\mu\text{m}$ , ou en polissant préalablement la couche de cuivre afin de l'amincir. Cela n'a malheureusement pas pu être le cas durant ces travaux.

### 3.1.5 Synthèse des éléments sensibles utilisés

Les portes-échantillons utilisés durant les travaux sont présentés dans le tableau 3.3. Le porte-échantillon « c1 » est un porte-échantillon sans filtrage spatial, possédant un espacement de 9 mm entre les deux antennes et adapté à une fréquence de 1,1 GHz. Le porte-échantillon « c2 » possède un dispositif de filtrage d'onde de spin (présenté précédemment) entre les antennes d'excitation et de mesure espacées de 9 mm. Enfin ce porte-échantillon est adapté à une fréquence de 1,5 GHz pour permettre l'utilisation de la bande de réjection autour de cette fréquence tout en garantissant le bon fonctionnement de l'électronique (*cf.* section 2.1).

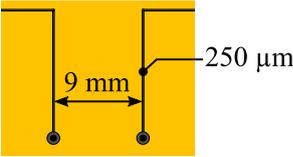
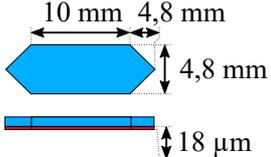
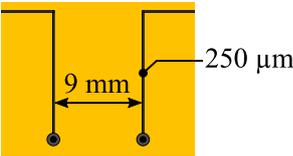
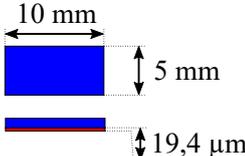
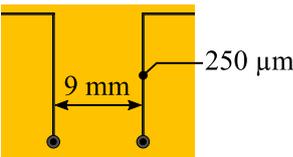
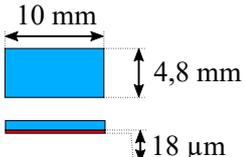
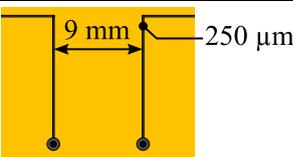
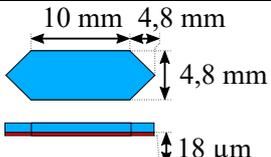
TABLE 3.3 – Tableau de synthèse des portes-échantillons réalisés.

Porte-échantillon	Espacement	Largeur des antennes	Caractéristiques
	entre les antennes		
	mm	$\mu\text{m}$	
c1	9	250	porte-échantillon adapté à 1,1 GHz, sans bandelette
c2	9	250	porte-échantillon adapté à 1,5 GHz avec 14 bandelettes de 340 $\mu\text{m}$ de largeur

Comme nous l'avons mentionné au chapitre 1, l'élément sensible représente la partie d'un capteur qui transforme la grandeur physique à mesurer en une grandeur électrique. Au sens strict de cette définition, seul le matériau de YIG devrait être considéré comme l'élément sensible. Or, la méthode d'excitation et de mesure des ondes de spin, impose l'utilisation d'un porte-échantillon qui joue ici un rôle important dans le phénomène de transduction (couplage

antenne/ondes de spin, filtrage spatial, ...). Nous définissons donc comme élément sensible, la combinaison du matériau de YIG et du porte-échantillon. Les différents assemblages ainsi créés combinant les matériaux a1 et b1 et les portes-échantillons c1 et c2, sont listés dans le tableau 3.4.

TABLE 3.4 – Tableau de synthèse des éléments sensibles résultant de l’assemblage d’un échantillon de YIG et d’un porte-échantillon.

Désignation	Porte-échantillon		Échantillon
d0	"c1" 	+	"b2" 
d1	"c1" 	+	"a1" 
d2	"c1" 	+	"b1" 
d3	"c2" 	+	"b2" 

## 3.2 Mesures des paramètres $S$ des éléments sensibles

### 3.2.1 Description du banc de mesure

Comme évoquées au chapitre 2, les performances du capteur dépendent des paramètres  $S$  de l’élément sensible. Un banc de caractérisation dédié a donc été développé permettant de mesurer les paramètres  $S_{ij}(f_0, B_0)$  de chaque élément sensible en fonction de la fréquence d’excitation,  $f_0$ , pour différents champs magnétiques appliqués,  $B_0$ . Il repose principalement sur l’utilisation d’un analyseur de réseau vectoriel (VNA) *HP8510*, possédant une plage de mesure allant de 9 kHz à 25 GHz. Le schéma de principe du banc de caractérisation est donné dans la figure 3.10a.

Le phénomène d’onde de spin impose que l’échantillon soit soumis à un champ magnétique homogène d’intensité importante, de l’ordre de quelques mT. Afin d’obtenir un champ

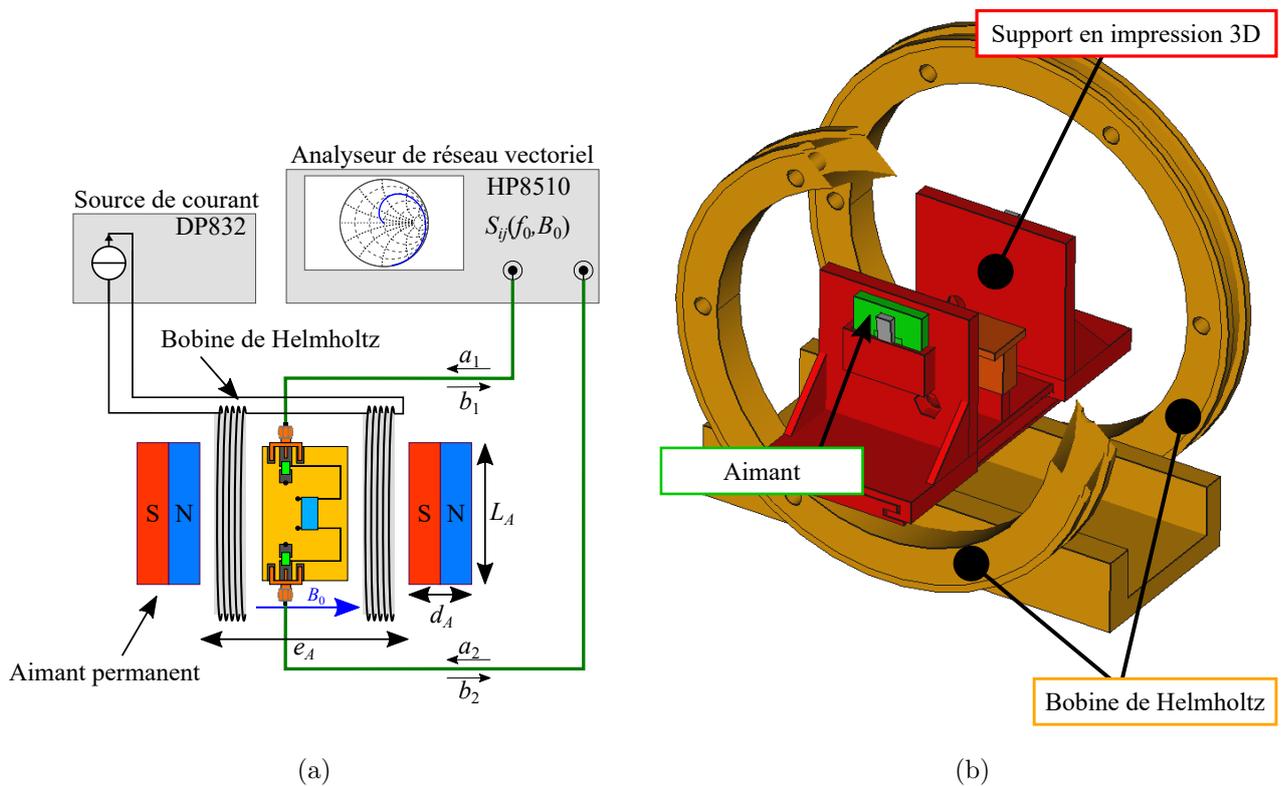


FIGURE 3.10 – Schéma de principe du banc de mesure des paramètres  $S$  en fonction du champ magnétique appliqué (a) et la représentation 3D du châssis porte-aimants et de la bobine de Helmholtz (b).

magnétique de forte intensité tout en ayant un contrôle précis de sa valeur, ce champ sera obtenu par la superposition de deux champs magnétiques. Un champ statique de forte intensité,  $B_A$ , est généré par deux aimants permanents, tandis qu'un champ variable,  $B_H$ , est généré par une bobine de Helmholtz alimentée par un courant ajustable. Le courant dans la bobine de Helmholtz permet ainsi d'ajuster le champ magnétique autour du point statique  $B_A$ . Le champ magnétique de polarisation s'exprime donc par  $B_0 = B_A + B_H$ . Pour atteindre des valeurs de champs,  $B_A$  de quelques mT, nous avons fait le choix de le créer à l'aide de deux aimants parallélépipédiques rectangles placés de chaque côté de l'élément sensible. Pour faciliter la mise en place de ce montage et améliorer la répétabilité des mesures, un support dédié a été conçu numériquement puis réalisé à l'imprimante 3D. Une représentation du châssis porte-aimants et de la bobine de Helmholtz est donnée dans la figure 3.10b. Ce dernier permet de régler précisément la position des deux aimants par glissière tout en gardant centrée la position de l'élément sensible. L'amplitude du champ magnétique créé par ces deux aimants en regard peut être adaptée en jouant sur la distance, noté  $e_A$ , séparant les aimants, d'après la relation suivante [90] :

$$B_A(e_A) = \frac{2B_r}{\pi} \left( \arctan \left( \frac{L_A^2}{2e_A \sqrt{2L_A^2 + 4e_A^2}} \right) - \arctan \left( \frac{L_A^2}{2(2d_A + e_A) \sqrt{2L_A^2 + 4(2d_A + e_A)^2}} \right) \right) \quad (3.10)$$

où  $B_r$ ,  $L_A$  et  $d_A$  représentent respectivement le champ rémanent, la largeur et l'épaisseur d'un aimant.

Comme le VNA permet de caractériser l'élément sensible sur une plage de fréquence pour un champ statique,  $S_{ij}(f)|_{B=B_0}$ , les mesures de paramètres  $S$  doivent donc être répétées pour différents champs statiques appliqués à l'échantillon. Ainsi, le balayage en champ s'effectue sur une plage de champ magnétique,  $B_0$ , allant de 6,5 mT à 8,5 mT par pas successifs d'environ 15  $\mu$ T. De plus, la valeur du champ appliqué est en permanence contrôlée par une mesure réalisée avec une sonde de Hall (*Allegro* A1324 [44]) placée à proximité de l'élément sensible.

Afin de garantir l'homogénéité du champ magnétique au niveau de l'élément sensible, une série de mesures du champ magnétique a été réalisée en différents points de l'espace. La figure 3.11 représente l'homogénéité du champ magnétique mesuré à l'aide de la sonde de hall pour plusieurs points,  $(x, y)$ , dans le plan de l'élément sensible et au centre du châssis porte-aimants. Sur cette illustration, une esquisse du film de YIG avec les antennes microstrips est représentée à l'échelle. Le champ mesuré, d'environ 6,64 mT pour un espacement des aimants d'environ 20 cm est proche du champ magnétique attendu à l'aide de la relation 3.10. Malgré cet espacement important des aimants, les variations spatiales du champ sont limitées à 1% de la valeur moyenne du champ magnétique dans la zone du YIG. Le champ magnétique appliqué à l'aide du support dédié permet donc de créer un champ magnétique homogène au niveau de l'élément sensible. De cette étude d'homogénéité, pour les tailles des éléments sen-

sibles utilisés, des aimants carrés de grande section,  $L_A = 50$  mm, d'épaisseur  $d_A = 12,5$  mm, et comportant un fort champ rémanence,  $B_r = 1,19$  T, sont choisis [91].

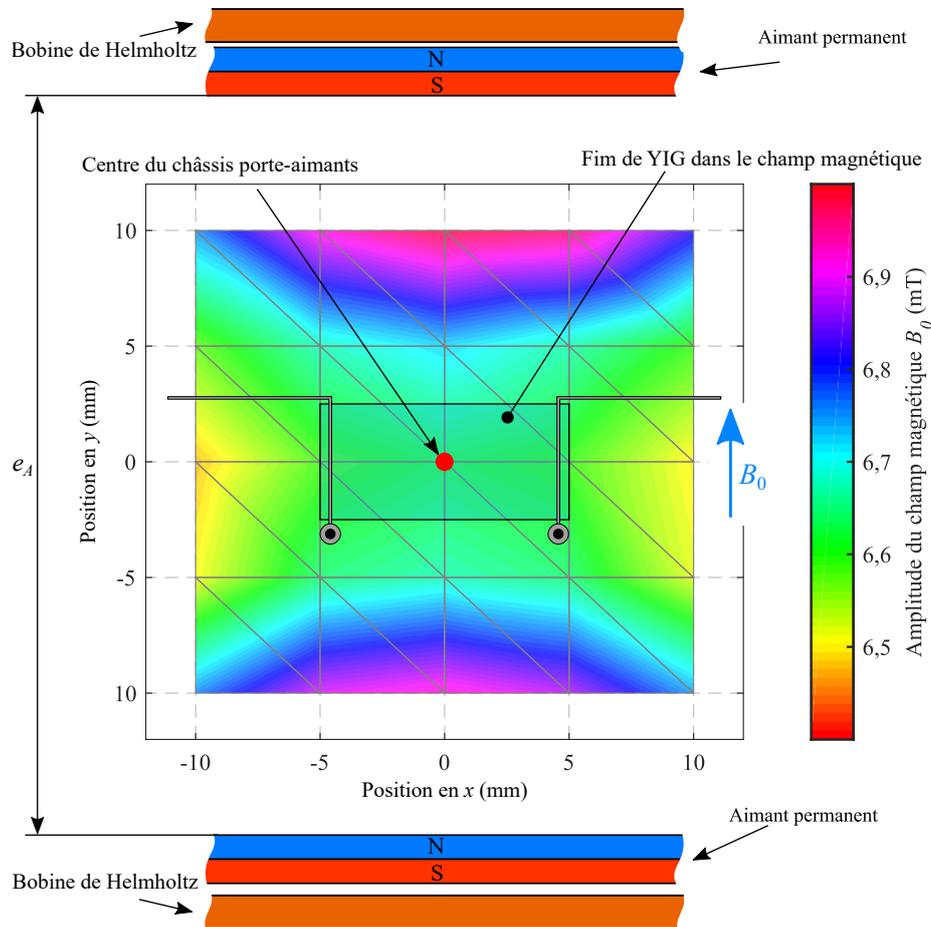


FIGURE 3.11 – Graphique 3D vue de dessus représentant l'intensité du champ magnétique mesurée dans la zone centrale du dispositif de la figure 3.10b. Les aimants sont espacés de 20 cm.

Pour clôturer cette partie de description du banc de mesure, il convient maintenant de déterminer la puissance d'excitation pour les mesures réalisées au VNA. Comme cela a été rappelé à la section 1.1, le formalisme  $[S]$  ou  $[Z]$  n'est valable que pour un système linéaire. Or, pour le matériau YIG, le comportement vis-à-vis de l'amplitude des ondes incidentes est fortement non linéaire. Cette propriété est notamment utilisée pour en faire un limiteur de puissance [67]. La figure 3.12 représente la dépendance entre la puissance de sortie,  $P_2$  et la puissance appliquée en entrée  $P_1$  de l'élément sensible d3 (YIG biseauté). Nous constatons que pour garantir la linéarité de la mise en œuvre, la puissance incidente à l'élément sensible ne doit donc pas dépasser  $-10$  dBm. Dans cette étude, les mesures de caractérisation ont toutes été réalisées avec une puissance incidente de  $-20$  dBm, respectant cette condition.

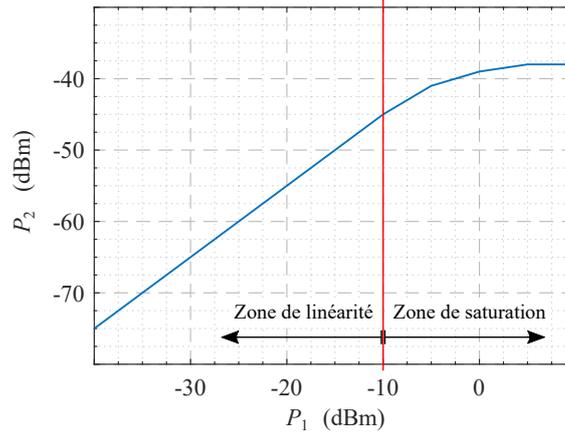


FIGURE 3.12 – Variation de l'amplitude de la puissance de sortie de l'élément sensible,  $P_2$ , en fonction de la puissance d'entrée,  $P_1$ . La mesure est réalisée sur l'ensemble d3

### 3.2.2 Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d0

La mise en œuvre d0 de l'élément sensible correspond au dispositif modélisé dans la section 1.2 du chapitre 1. Cependant, la modélisation effectuée ne prend pas en compte les effets de l'adaptation et du couplage EM direct déterminés au chapitre 2.

La figure 3.13 présente une mesure de caractérisation obtenue au VNA pour l'échantillon d0. Les amplitudes et phases des paramètres de réflexion,  $S_{11}$  et  $S_{22}$ , et de transmission,  $S_{21}$  et  $S_{12}$ , en fonction de la fréquence  $y$  sont représentées. Afin de distinguer clairement les effets liés aux ondes de spin, les mesures effectuées pour le porte-échantillon seul (PE) et avec l'élément sensible au complet mais sans appliquer de champ magnétique  $B_0$ , (PE&YIG) sont également présentées. Dans ces deux cas, les ondes de spin sont absentes. À l'inverse sur les courbes PE&YIG+ $B_0$ , les conditions (à savoir : l'excitation de l'élément sensible par une onde électromagnétique et la saturation du matériau par un champ magnétique,  $B_0$ ) sont remplies pour visualiser l'existence des ondes de spin.

Notons que les caractéristiques (PE et PE&YIG) représentent respectivement les caractéristiques en fréquence du porte-échantillon seul, sans YIG, pour porter les ondes de spin et avec un YIG posé sur les antennes mais sans champ magnétique de polarisation. Les courbes de ces deux mesures sont confondues. Cette mesure montre que le matériau de YIG seul ne permet pas de transférer de puissance par conduction entre l'entrée et la sortie de l'élément sensible. En effet, le YIG est un grenat isolant qui possède une résistance linéique d'environ  $10^{12} \Omega.m$  [31], ce qui ne permet pas le transfert de puissance par conduction et sans champ magnétique de polarisation. Nous pouvons alors négliger les caractéristiques (PE&YIG) et ne prendre en compte que les effets du porte-échantillon.

Sur la courbe d'amplitude du porte-échantillon seul (PE) en entrée, la bonne adaptation d'impédance du porte-échantillon est constatée pour une fréquence de 1,1 GHz, car

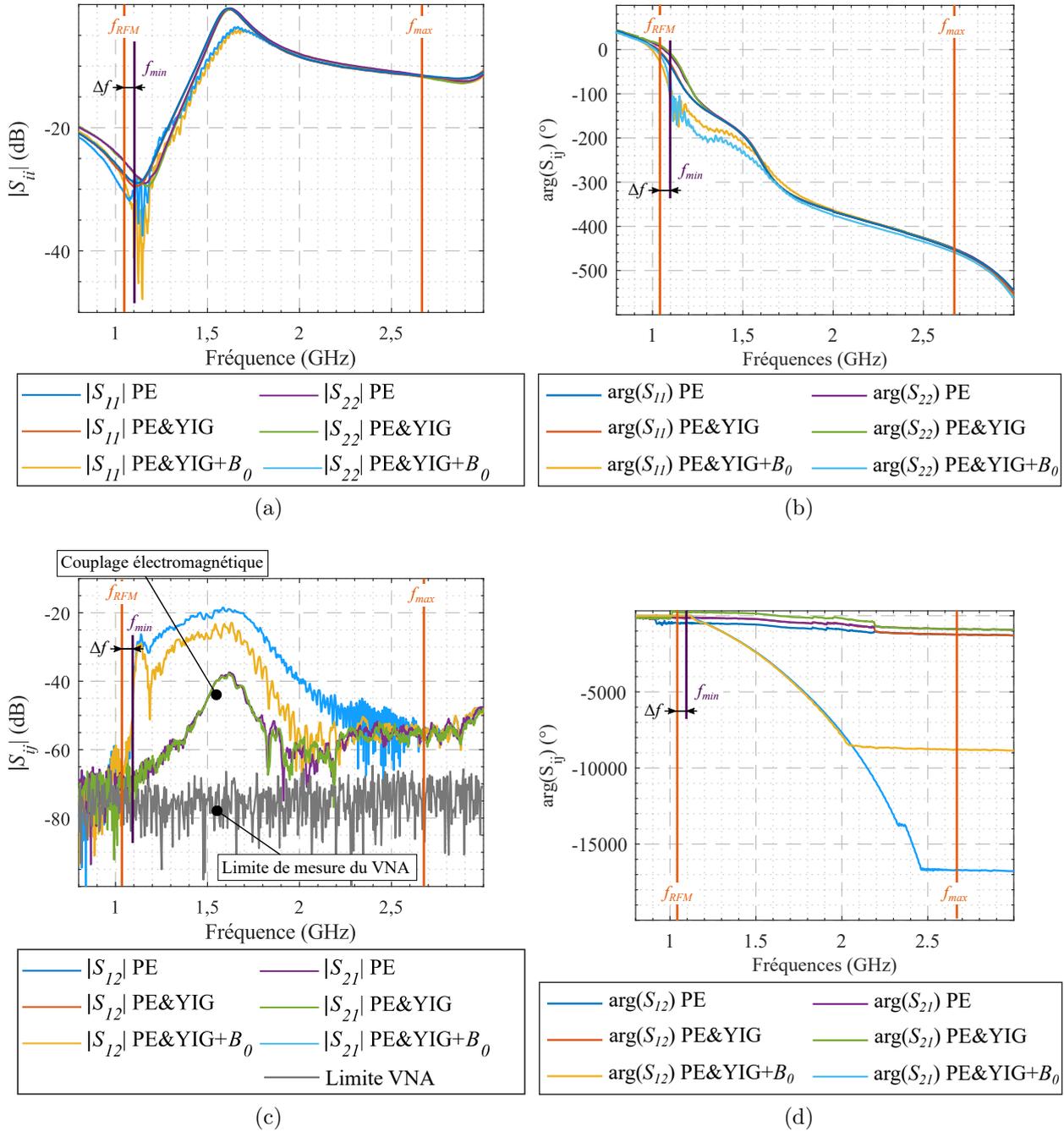


FIGURE 3.13 – Spectres des amplitudes et phases des coefficients de réflexion, (a) et (b), des coefficients de transmission, (c) et (d), en fonction de la fréquence d'excitation,  $f_0$ , pour un champ magnétique  $B_0 = 7,35$  mT. Mise en œuvre d0.

$|S_{11}|_{f_0=1,1 \text{ GHz}} \approx -30 \text{ dB}$ . Dans ces conditions, le signal réfléchi au niveau des entrées/sorties du porte-échantillon est inférieur à 4% de l'amplitude du signal incident. Cela correspond bien au design de porte-échantillon réalisé. En mettant cette mesure de l'amplitude, au regard de la modélisation du porte-échantillon, montre que ces caractéristiques valident les résultats de la section 2.1.

Les caractéristiques PE en transmission donnent le niveau du couplage électromagnétique direct entre les deux antennes. Elles présentent une valeur maximale de  $-40 \text{ dB}$  à  $1,6 \text{ GHz}$ . En comparaison des résultats de la section 2.1, ce couplage électromagnétique ne peut pas être complètement supprimé car les lignes ne sont pas blindées. Cette valeur constitue la limite du couplage EM direct lorsque seulement  $6 \text{ mm}$  d'antennes sont en regard au niveau du YIG. À l'inverse, sur les courbes avec l'existence des ondes de spin (PE&YIG+ $B_0$ ), le couplage atteint  $-20 \text{ dB}$  sur une plage relativement large, largement supérieur au  $-40 \text{ dB}$  précédent. On constate donc que, lors de la propagation des ondes de spin, l'amplitude du signal transmis par ces derniers est alors majoritaire. La transmission de signal par couplage direct peut alors être négligé.

La caractéristique bleue mesurée, figure 3.13c, présente une évolution en forme de cloche centrée autour de  $1,5 \text{ GHz}$ , avec une amplitude supérieure à  $-30 \text{ dB}$  pour des fréquences allant de  $1,1 \text{ GHz}$  à  $1,8 \text{ GHz}$ . Lors de la simulation, l'amplitude du paramètre  $S_{21}$  possédait une caractéristique semblable (fréquence de départ,  $1,1 \text{ GHz}$  et fréquence de centrage  $1,6 \text{ GHz}$ ) (*cf.* figure 1.14). Cependant, la fréquence à laquelle l'amplitude diminue fortement apparaît à  $2,4 \text{ GHz}$  environ contre  $1,8 \text{ GHz}$  pour la mesure. Les lobes secondaires présents sur la courbe théorique sont noyés dans le couplage direct des antennes.

Au delà de ces différences entre la simulation (*cf.* section 1.2) et la caractéristique en transmission mesurée sur l'élément sensible d0, le comportement des ondes de spin peut être validé. De plus, la présence de biseaux sur le film de YIG permet de supprimer la superposition des ondes transmises et réfléchies au sein du matériau de YIG.

D'après l'étude menée dans la section 1.2 (*cf.* figure 1.12) pour la mise en œuvre choisie, d1, les ondes de spin se propagent dans une fenêtre de fréquence bornée par  $f_{min} = 1,1 \text{ GHz}$  et  $f_{max} = 2,7 \text{ GHz}$  respectivement, pour un champ magnétique  $B_0 = 7,35 \text{ mT}$ . La fréquence de résonance ferromagnétique déterminée à partir de la relation 1.2, s'établit à  $f_{RFM} = 1,04 \text{ GHz}$ . La différence, notée  $\Delta f$ , entre  $f_{RFM}$  et  $f_{min}$  s'élève à environ  $\Delta f = 60 \text{ MHz}$  et correspond à la différence obtenue par la simulation obtenue à la section 1.2 ( $\approx 100 \text{ MHz}$ ). Ces valeurs de fréquences sont représentées sur les figures par des traits verticaux (violets et oranges).

### 3.2.3 Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d1 et d2

#### 3.2.3.1 Les paramètres S

La figure 3.14 présente une mesure de caractérisation obtenue au VNA pour l'échantillon d1. Les amplitudes et phases des paramètres de réflexion,  $S_{11}$  et  $S_{22}$ , et de transmission,  $S_{21}$  et  $S_{12}$ , en fonction de la fréquence  $y$  sont représentées. À l'instar de l'élément d0, d1 utilise le même porte-échantillon, les caractéristiques de ce dernier (PE et PE&YIG) ne seront donc plus affichées dans les figures.

Comme pour l'élément d0, les ondes de spin se propagent dans la fenêtre fréquentielle bornée par les valeurs de  $f_{min}$  et  $f_{max}$ . De plus, l'amplitude du signal transmis est majoritaire devant la transmission du signal par couplage direct des antennes. Cependant, contrairement à l'élément d0, les caractéristiques mesurées présentent une succession rapide de multiples pics. Comme cela a été abordé à la section 1.2, l'origine de ces pics provient d'un phénomène de superposition entre les ondes incidentes et réfléchies de l'onde de spin réfléchi sur les bords du matériau de YIG. En effet, pour certaines conditions géométriques (longueur  $L_2$  et épaisseur  $d_2$ ) et à certaines fréquences de propagation, la superposition des ondes est constructive, tandis qu'à d'autres fréquences cette superposition est destructive. Cette construction et destruction d'onde font apparaître une succession de nœuds et de ventres de l'onde de spin se propageant dans le film de YIG. En première approximation, en reprenant la relation 1.12, la fonction de répartition et en subdivisant la longueur  $L_2$  du film de YIG par un nombre entier de demi-période de la longueur d'onde,  $n_2$  ( $k$  est remplacé par  $n_2 \frac{\pi}{L_2}$ ), il vient :

$$\frac{\left(1 - \frac{\gamma\mu_0 M_S}{\gamma\mu_0 H_0 - \omega}\right) + \tanh\left(n_2 \frac{\pi}{L_2} d_2\right) \left(1 - \frac{\gamma\mu_0 M_S}{\gamma\mu_0 H_0 - \omega}\right) + \tanh\left(n_2 \frac{\pi}{L_2} d_3\right)}{\left(1 - \frac{\gamma\mu_0 M_S}{\gamma\mu_0 H_0 - \omega}\right) - \tanh\left(n_2 \frac{\pi}{L_2} d_2\right) \left(1 - \frac{\gamma\mu_0 M_S}{\gamma\mu_0 H_0 - \omega}\right) - \tanh\left(n_2 \frac{\pi}{L_2} d_3\right)} - e^{-2n_2 \frac{\pi}{L_2} d_2} = 0 \quad (3.11)$$

Cette relation de dispersion permet de déterminer à quelle fréquence apparaît un pic de transmission dans la caractéristique en fonction de  $n_2$ . La figure 3.15 présente la superposition de la simulation de la relation 3.11 (traits verticaux oranges) sur une mesure de l'amplitude de  $S_{21}$  (en bleu). Pour les premiers modes de propagation normalisés,  $n_2 = 1, 2, 3, 4$ , la simulation se superpose bien avec les pics de transmission du paramètre  $S_{21}$  mesurés. De plus, ce modèle ne donne pas l'amplitude du signal mais seulement la fréquence à laquelle apparaît un mode où le nombre d'onde est entier dans le matériau. Une autre étude, non menée ici, devra être réalisée pour affiner ce phénomène.

#### 3.2.3.2 Courbes de d2 et comparaison avec d1

Les éléments sensibles d1 et d2 utilisent la même forme géométrique de matériau YIG. Seule l'épaisseur, la largeur et l'aimantation à saturation de cet élément sensible varient.

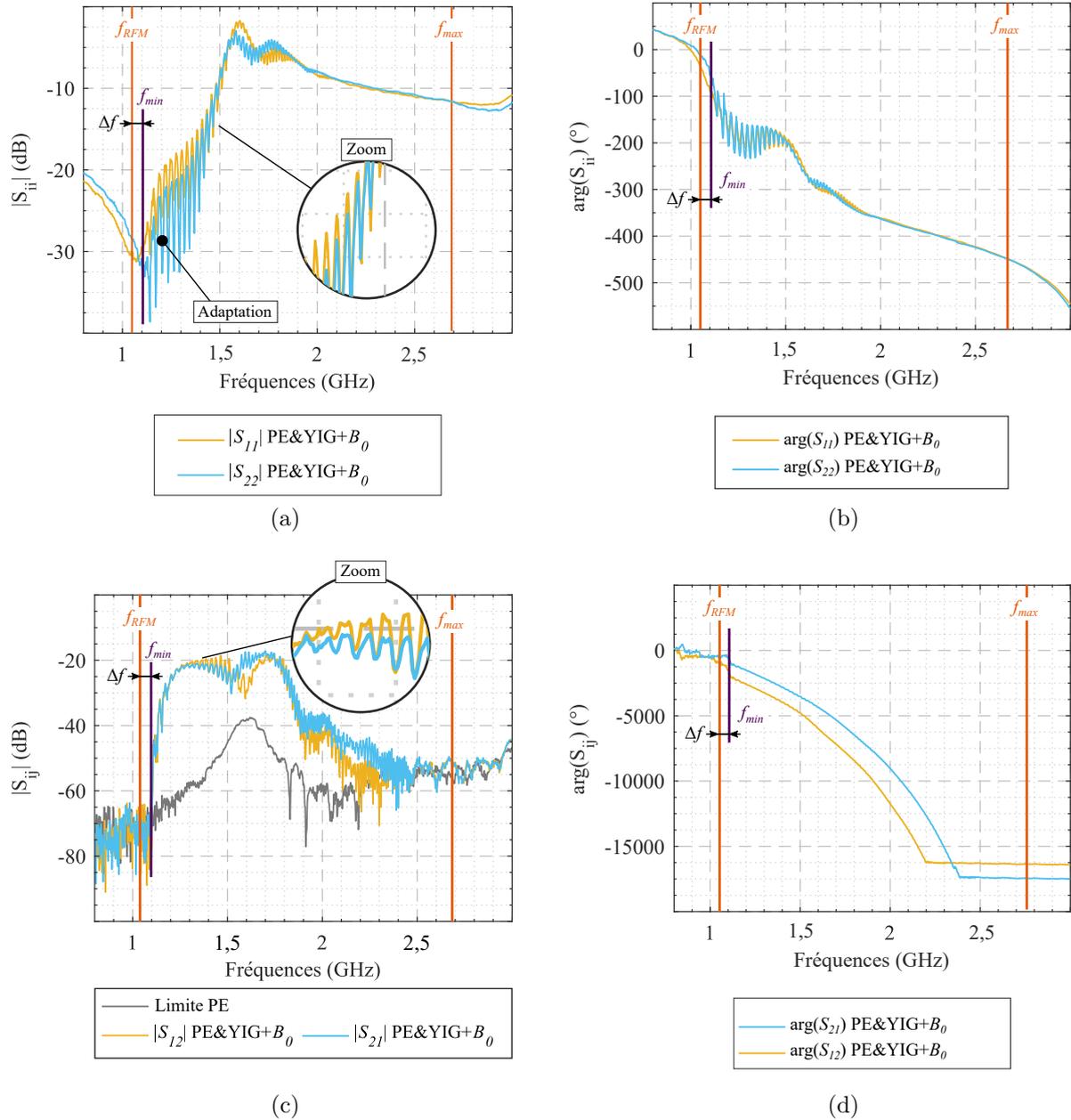


FIGURE 3.14 – Représentation des amplitudes et des angles des coefficients de réflexion, (a) et (b), des coefficients de transmission, (c) et (d), en fonction de la fréquence d’excitation,  $f_0$ , pour un champ magnétique  $B_0 = 7,35$  mT et pour la mise en œuvre d1.

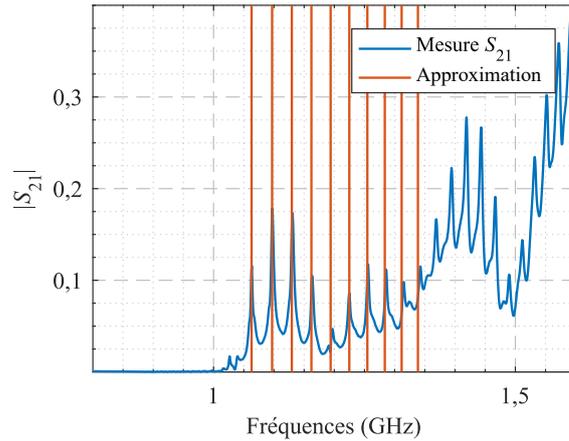


FIGURE 3.15 – Superposition d’une mesure de l’amplitude de  $S_{21}$  avec l’apparition de mode de propagation normalisée par la longueur du film de YIG.

Pour rappel, éléments sensibles d1 et d2 se composent respectivement du porte-échantillon c1 associé aux films de YIG a1 et b1 (voir tableau 3.4). Les figures 3.16a et 3.16b, représentent l’évolution de l’amplitude des paramètres de réflexion à l’entrée et de transmission direct en fonction de la fréquence d’excitation pour les éléments sensibles d1 (jaune) et d2 (vert).

De manière globale, pour une forme des matériaux sensibles identique et ne variant que très peu, l’évolution des amplitudes de  $S_{11}$  et  $S_{21}$  sont également similaires. De plus, les pics multiples sur les courbes caractérisant les ondes de spin mentionnées ci-avant sont également présents sur les deux éléments sensibles. En basse fréquence ( $f_0 \leq 1,2$  GHz), il apparaît que la périodicité des multiples pics reste la même. Cette succession de pics résulte de la forme géométrique du film de YIG utilisé.

Cette analyse montre les mesures sur deux échantillons de composition différente mais de formes géométriques identiques (rectangle). Lors de ce travail, deux lots différents de films de YIG ont été achetés auprès de deux fournisseurs différents. Afin de discriminer les paramètres de composition chimique dans la forme des paramètres  $S$  mesurés, la même forme a été reproduite sur deux matériaux différents et caractérisées. Comme les paramètres  $S$  des éléments d1 et d2 sont similaires, l’élément d2 ne sera plus utilisé dans la suite de ce travail.

### 3.2.3.3 Estimation des critères optimaux de mise en œuvre de l’élément sensible à partir des mesures

Comme cela a été présenté dans le chapitre 2, un des leviers permettant de développer un capteur performant est de maximiser la sensibilité de l’élément sensible par rapport au champ magnétique,  $\left. \frac{\partial T_r}{\partial B} \right|_{B=B_0}$ . Cependant, les mesures réalisées au VNA représentent les paramètres  $S(f_0)$  mesurés pour un champ fixe,  $B_0$ . Or le capteur de champ magnétique envisagé fonctionne à une fréquence d’excitation fixe,  $f_0$ , et mesure les variations du champ magnétique selon  $T_r(B_0) = \frac{S_{21}(B_0)}{1+S_{11}(B_0)}$  (cf. relation 2.17). Il est à noter que l’analyse en sensibilité sera

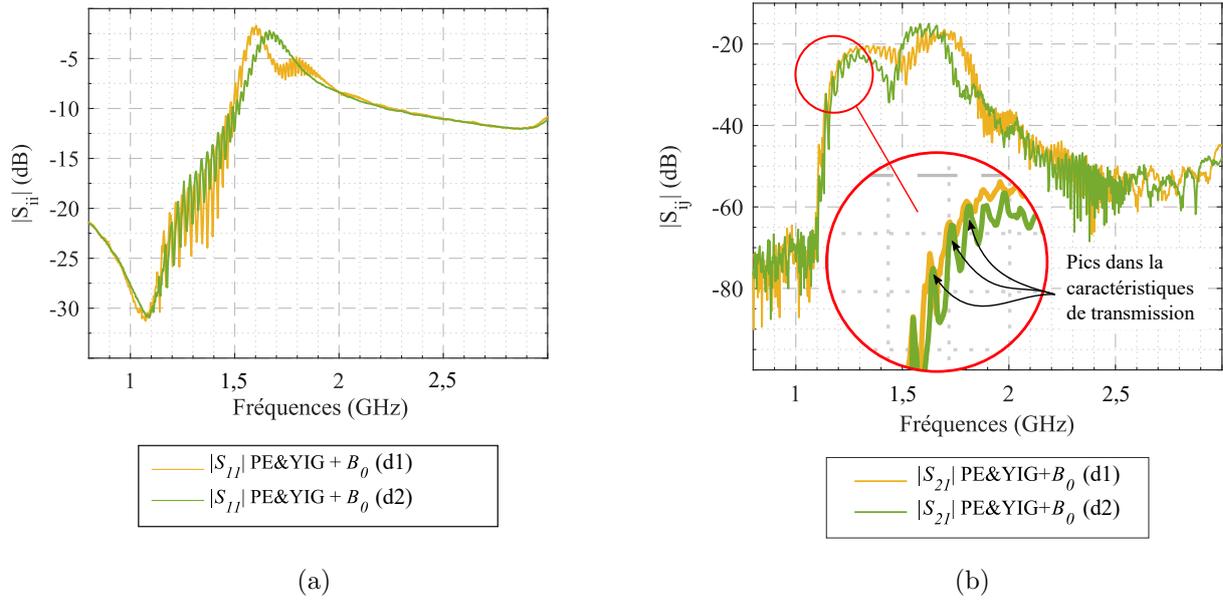


FIGURE 3.16 – Superpositions des amplitudes des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  mesurés au VNA pour les éléments sensibles d1 et d2.

réalisée sur la fonction de transfert  $T_r(\mathbf{B}_0)$ . Cependant, afin de comprendre le passage de la mesure au VNA à une caractéristique en fonction de la fréquence et du champ magnétique, l'analyse sera réalisée directement sur les paramètres  $S$ .

Afin d'évaluer ces variations en champ, il est indispensable de caractériser l'élément sensible sur une large plage de fréquence et de champs magnétiques. La gamme de caractérisation choisie va de 0,8 GHz à 3 GHz pour la fréquence, et de 6,75 mT à 8,5 mT pour le champ magnétique. Afin d'obtenir cette caractéristique  $S_{21}(f_0, \mathbf{B}_0)$ , les mesures réalisées VNA sont alors répétées pour différents champs magnétiques, par pas successifs de 15  $\mu\text{T}$  (comme cela est décrit à la section 3.2.1). La figure 3.17 représente un exemple de caractéristique,  $S_{21}(f_0, \mathbf{B}_0)$ , obtenue par la juxtaposition de 102 mesures successives réalisées au VNA sous la forme d'un graphique 3D.

De plus sur ce graphique, les fréquences  $f_{RFM}$  et  $f_{max}$ , déterminées par l'équation 1.2 y sont représentées par les deux traits noirs. Afin d'analyser plus finement ces mesures, les prochains graphiques 3D ne seront plus représentés par une vue isométrique, mais par une nappe dont les couleurs représentant les valeurs des amplitudes sont identiques.

Ainsi, la nappe de la figure 3.18 est équivalente à la figure 3.17. Cette nappe représente l'amplitude de  $S_{21}(f_0, \mathbf{B}_0)$ , exprimée en dB, en fonction de la fréquence d'excitation, en abscisse, et le champ magnétique, en ordonnée.

Le profil  $S_{21}(f_0)|_{B_0=7,77 \text{ mT}}$ , correspondant à une coupe selon (A – A) pour le champ statique de  $\mathbf{B}_0 = 7,77 \text{ mT}$ , est affiché dans le graphique du haut. Il correspond à une mesure directe réalisée au VNA (comme les figures 3.14c et 3.16b). Le profil  $S_{21}(\mathbf{B}_0)|_{f_0=1,5 \text{ GHz}}$ ,

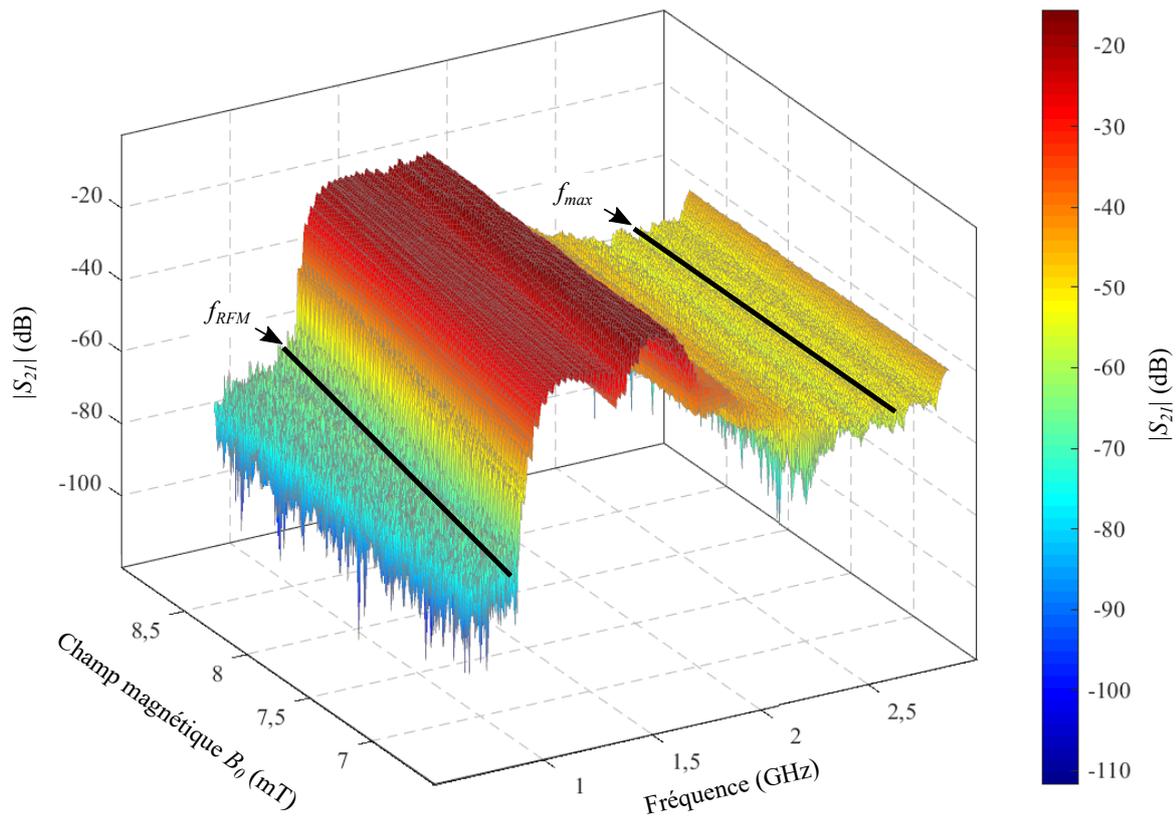


FIGURE 3.17 – Graphe 3D (vue isométrique) de l’amplitude du coefficient de transmission mesurée sur l’échantillon d1 en fonction de la fréquence et du champ magnétique,  $S_{21}(f_0, B_0)$  pour une puissance d’injection de  $-20$  dBm. Le niveau de l’atténuation du signal est représenté par des couleurs allant du bleu au rouge en fonction de la valeur.

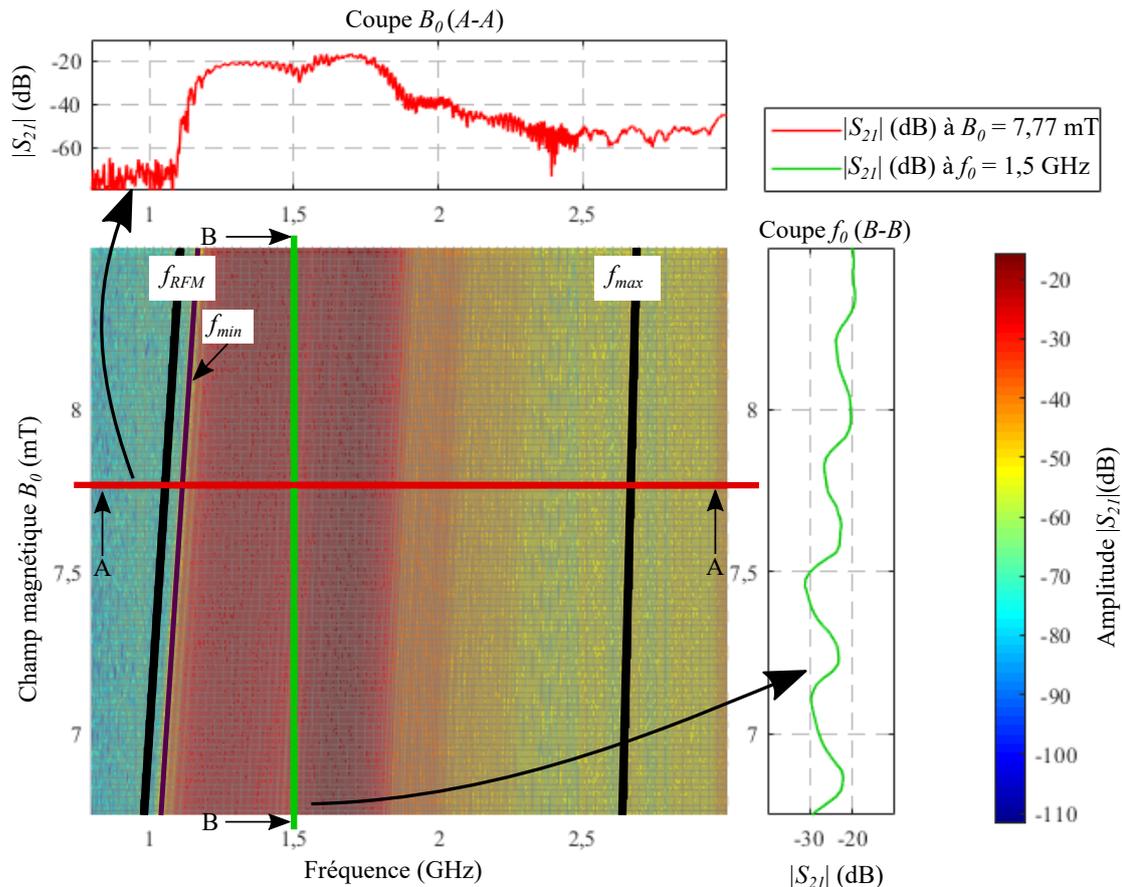


FIGURE 3.18 – Vue de dessus du graphe 3D de l'amplitude du coefficient de transmission mesurée sur l'échantillon d1 en fonction de la fréquence et du champ magnétique,  $S_{21}(f_0, B_0)$  pour une puissance d'injection de  $-20$  dBm. Le niveau de l'atténuation du signal est représenté par des couleurs allant du bleu au rouge en fonction de la valeur.

correspondant à une coupe selon  $(B-B)$  pour une fréquence d'excitation fixe de  $f_0 = 1,5$  GHz, est affiché dans la figure de droite. Il représente le paramètre de transmission issu de la nappe permettant de déterminer un point de fonctionnement du capteur. Enfin, sur la nappe, l'évolution des fréquences  $f_{RFM}$ ,  $f_{min}$  et  $f_{max}$  est représentée par des traits pleins.

L'aspect oblique de l'évaluation  $f_{RFM}$ ,  $f_{min}$  et  $f_{max}$  montre que cette valeur évolue avec le champ magnétique appliqué. La pente observée permet de quantifier ce décalage à  $\frac{\Delta f}{\Delta B} \approx 73$  GHz/T pour  $f_{RFM}$  et  $\frac{\Delta f}{\Delta B} \approx 27,5$  GHz/T pour  $f_{max}$ . En dérivant la relation de dispersion 1.2 donnant l'évolution de la fréquence des ondes de spin par rapport au champ magnétique statique appliqué,  $B_0$  il est possible de calculer théoriquement cette variation en fréquence par :

$$\frac{\partial f_0}{\partial B_0} = \frac{\partial f_0}{\mu_0 \partial H_0} = \frac{\gamma^2 \mu_0 (2H_0 + M_S)}{8\pi^2 f_0} \quad (3.12)$$

La valeur de variation fréquentielle en fonction du champ magnétique théorique est donc de  $\frac{\partial f}{\partial B} = 71$  GHz/T, pour les basses fréquences ( $f_0 = f_{RFM}$ ) et de  $\frac{\partial f}{\partial B} = 28,2$  GHz/T pour les hautes fréquences ( $f_0 = f_{max}$ ). Ces valeurs sont proches des valeurs théoriques déterminées à l'aide de la relation 3.12.

Comme rappelé plus tôt, nous cherchons à maximiser la sensibilité en fonction de la fréquence  $f_0$  et du champ magnétique  $B_0$ . De plus, jusqu'à présent, l'analyse des paramètres s'effectuait directement sur la mesure de  $S_{21}$ . Or, le modèle théorique du capteur de la section 2.2 fait apparaître que la fonction de transfert de l'élément sensible, noté  $T_r = \frac{S_{21}}{1+S_{11}}$  dépendait également de  $S_{11}$  (cf. équation 2.17). En dérivant cette fonction de transfert par rapport au champ magnétique appliqué,  $\left. \frac{\partial T_r}{\partial B} \right|_{B=B_0}$ , il apparaît alors que la sensibilité en champ de cet élément s'exprime en  $T^{-1}$ . Cette dérivée sur l'amplitude et sur la phase de  $T_r$  laisse alors apparaître les sensibilités en amplitude et en phase, notées  $s_T$  et  $s_\varphi$  (cf. équation 2.21 et 2.22). En plus de ces sensibilités en amplitude et en phase, avec l'utilisation d'une démodulation en quadrature (I/Q), deux sensibilités notées  $s_X$  et  $s_Y$  sont utilisées (cf. équation 2.23 et 2.24). Dans la suite de cette section, l'analyse des sensibilités se fait sur la fonction de transfert  $T_r$ .

Ainsi, les quatre sensibilités définies au chapitre 2,  $s_T$ ,  $s_\varphi$ ,  $s_X$  et  $s_Y$  sont obtenues par dérivation de la caractéristique de la figure 3.18 par rapport à  $B$  ( $\left. \frac{\partial T_r}{\partial B} \right|_{B=B_0}$ ) et conduisent à la figure 3.19. En reprenant la coupe  $(B-B)$ , obtenue à  $f_0 = 1,5$  GHz, il est possible de déterminer le champ  $B_0$  où la dérivée de l'amplitude  $s_T$ , et de la phase,  $s_\varphi$ , sont maximales (cf. relations 2.21 et 2.22). Ainsi, à la fréquence d'excitation,  $f_0 = 1,5$  GHz, les figures 3.19a et 3.19b représentent les caractéristiques en amplitude et en phase de  $T_r(B_0)$  et leur dérivée respective en fonction du champ magnétique appliqué.

Dans les conditions de réalisation, les sensibilités  $s_T$  et  $s_\varphi$  atteignent leur valeur maximale respectivement  $780 T^{-1}$  et  $23$  rad/mT pour des champs magnétiques de  $7,55$  mT et  $7,27$  mT.

À l'image de la figure 3.19, la dérivée de chaque caractéristique en fonction du champ appliqué permet, pour une fréquence d'excitation, de déterminer le champ magnétique où

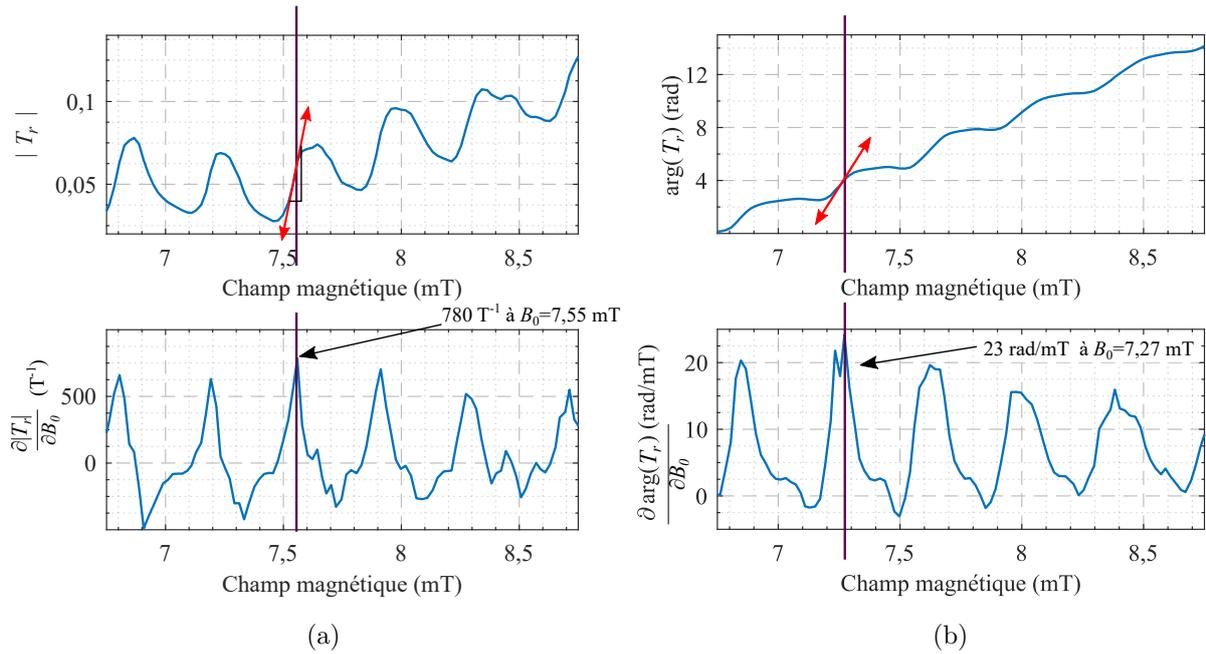


FIGURE 3.19 – Représentation de l’amplitude et de la phase de  $T_r$  et de leur dérivée respective en fonction du champ, pour un fréquence de d’excitation fixe de  $f_0 = 1,5$  GHz.

la sensibilité du capteur à réaliser sera maximale. En réitérant cette dérivée pour chaque fréquence de la caractéristique il est alors possible de déterminer le lieu  $(f_0, B_0)$  optimal donnant la sensibilité maximale du capteur.

La figure 3.20 représente la vue de dessus de la caractéristique en sensibilité,  $s_X$ , la sensibilité de la partie réelle du signal de la voie I (*cf.* équation 2.23). En traitant les points de cette caractéristique il est possible de déterminer  $s_X$  en sortie de l’élément sensible tel que cela a été présenté dans le chapitre 2. Comme pour la figure 3.18, la coupe (A – A) représente la sensibilité  $s_X$  en fonction de la fréquence pour un champ magnétique statique,  $B_0 = 7,77$  mT, tandis que la figure de droite, coupe (B – B), représente la sensibilité de la partie réelle du signal pour une fréquence d’excitation fixe  $f_0 = 1,5$  GHz.

De façon générale, il apparaît que la sensibilité suit une enveloppe (en bleu) croissante jusqu’à 1,5 GHz avant de décroître jusqu’à environ 2 GHz. L’existence de cette enveloppe n’a pas encore été modélisé.

Afin de déterminer le couple  $(f_0, B_0)$  optimal la valeur maximale est recherchée dans la gamme de fréquence allant de  $f_0 = f_{min}$ , (apparition des ondes de spin), à la fréquence limite d’adaptation de l’électronique de démodulation, ici 1,5 GHz. Ainsi, dans le cas de la sensibilité  $s_X$  la valeur maximale est évaluée à  $1280 \text{ T}^{-1}$  pour une fréquence d’excitation  $f_0 = 1,5$  GHz et un champ magnétique statique de 8,06 mT.

Comme évoqué plus haut, plusieurs sensibilités sont définies dont  $s_Y$ ,  $s_T$  et  $s_\varphi$ , cependant, pour de ne pas surcharger cette section, ces sensibilités intrinsèques ne sont pas représentées

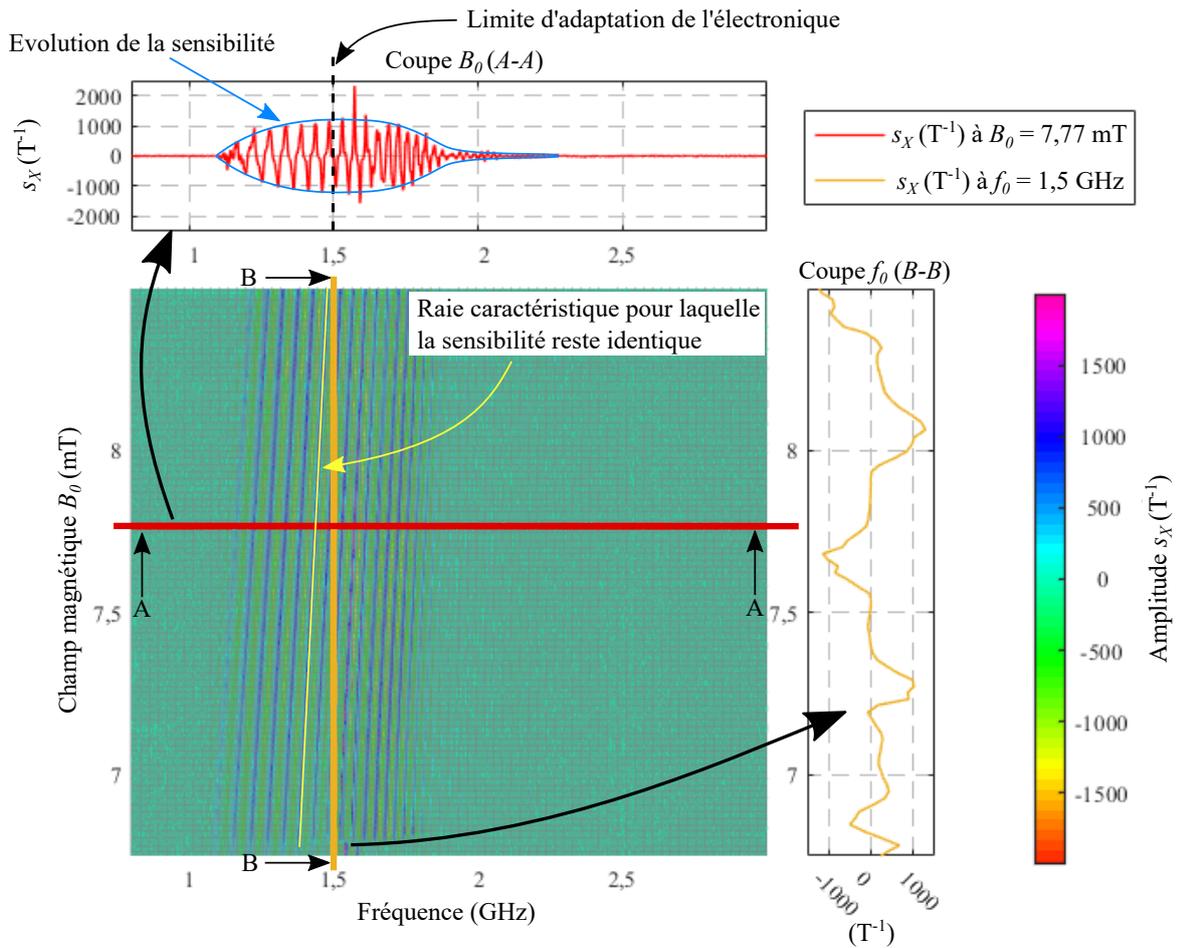


FIGURE 3.20 – Graphe 3D de la sensibilité,  $s_x$ , évaluée à partir des caractérisations aux VNA attendue en sortie de l'élément sensible pour une puissance d'injection de  $-20$  dBm.

dans ce manuscrit. Néanmoins, en utilisant la même méthodologie, ces sensibilités sont tout de même déterminées. Le tableau 3.5 synthétise les valeurs maximales des sensibilités intrinsèques obtenues pour chaque type de signal et pour les mises en œuvre d1 et d2. Les résultats reportés dans le tableau indique également le lieu en fréquence et en champ magnétique sur laquelle la valeur a été déterminée.

Il est à noter que des valeurs de sensibilité d'environ  $700 \text{ T}^{-1}$  sont atteints pourtant sans utiliser de filtrage spatial d'onde de spin, uniquement en utilisant les réflexions des ondes de spin sur les bords du matériau.

TABLE 3.5 – Tableau de synthèse de la sensibilité intrinsèque évaluée pour chaque sortie de capteur à l'aide des caractérisations au VNA. Les sensibilités  $s_X$  et  $s_Y$  représentent la sensibilité maximale ( $\sqrt{s_T^2 + |T_r|^2 s_\varphi^2}$ ).

Sensibilité Échantillon	$s_X$ $\left( \begin{array}{c} f_0, \\ B_0 \end{array} \right)$	$s_Y$ $\left( \begin{array}{c} f_0, \\ B_0 \end{array} \right)$	$s_T$ $\left( \begin{array}{c} f_0, \\ B_0 \end{array} \right)$	$s_\varphi$ $\left( \begin{array}{c} f_0, \\ B_0 \end{array} \right)$
d1	$1280 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,5 \text{ GHz}, \\ 8,06 \text{ mT} \end{array} \right)$	$1350 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,47 \text{ GHz}, \\ 8,254 \text{ mT} \end{array} \right)$	$780 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,55 \text{ mT} \end{array} \right)$	$23 \text{ rad/mT}$ $\left( \begin{array}{c} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,27 \text{ mT} \end{array} \right)$
d2	$1300 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,23 \text{ mT} \end{array} \right)$	$2000 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,23 \text{ mT} \end{array} \right)$	$700 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,23 \text{ mT} \end{array} \right)$	$7 \text{ rad/mT}$ $\left( \begin{array}{c} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,23 \text{ mT} \end{array} \right)$

### 3.2.4 Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d3

#### 3.2.4.1 Les paramètres $S$

La figure 3.21 présente une mesure de caractérisation mesurée au VNA pour l'échantillon d3 (avec le porte-échantillon avec filtrage d'onde de spin et le matériau de YIG biseauté). Ces caractérisations ont été obtenues à l'aide de la même méthode que pour l'élément sensible d0 et d1 (*cf.* section 3.2.3). Comme le porte-échantillon utilisé n'est plus le même que pour les mesures précédentes, (c2 au lieu de c1), les mesures du porte-échantillon seul et avec le YIG, pour lesquels les ondes de spin ne se propagent pas (PE et PE&YIG), sont superposées aux courbes PE&YIG+ $B_0$  ou les ondes de spin se propagent. Comme pour les éléments d1 et d2, les caractéristiques, PE et PE&YIG, sont à nouveau confondues entre elles, car le YIG seulement posé sur les antennes, sans champ magnétique statique, ne permet pas de transmettre un signal. Sur la courbe d'amplitude du porte-échantillon seul (PE) en entrée, on constate la bonne adaptation d'impédance du porte-échantillon pour une fréquence de  $1,5 \text{ GHz}$ , car  $|S_{11}|_{f_0=1,5 \text{ GHz}} < -20 \text{ dB}$ . Dans ces conditions d'adaptation, le rapport entre le signal réfléchi et transmis est d'environ 7%. La fréquence d'adaptation est modifiée par

rapport à l'élément sensible précédent, car la zone d'intérêt se situe maintenant au niveau de la bande de réjection se situant à 1,5 GHz environ.

En réalisant ce nouveau porte-échantillon, l'adaptation d'impédance à 1,5 GHz impose l'utilisation de nouvelles lignes quart d'onde,  $\lambda_e/4$ , plus courte. Il apparaît alors que le pic dans le niveau du couplage électromagnétique direct entre l'entrée et la sortie, se situe à une fréquence plus élevée que pour l'élément d1.

Contrairement à l'évolution de l'amplitude de l'élément sensible de d1, l'amplitude du paramètre  $S$  ne possède plus la succession de multiples pics qui se distinguait sur les caractéristiques. Cette caractéristique est plus proche de celle observée pour l'élément d0. Pour une large gamme de fréquence allant de la fréquence de résonance ferromagnétique à la deuxième bande de réjection ( $\approx 1,8$  GHz), l'amplitude est quasi-plane.

D'après ce qui a été énoncé dans la section 3.1, cette mise en œuvre doit permettre de créer une bande de réjection dans la caractéristique en fréquence. La fréquence à laquelle apparaît cette bande de réjection dépend de la largeur et de la périodicité des bandelettes gravées. Les réjections, respectivement à  $f = 1,6$  GHz et  $f = 1,8$  GHz pour un champ statique de  $B_0 = 7,35$  mT, apparaissent comme cela a été modélisé dans la section 3.1.3, cependant les fréquences à laquelle apparaissent les bandes de réjection sont légèrement différentes. En effet, la première bande de réjection apparaît à  $f = 1,6$  GHz tandis que le modèle la prévoyait à  $f = 1,46$  GHz. Un modèle plus précis allant du couplage physique au paramètres  $S$  permettrait probablement de mieux étudier cet écart. La seconde réjection est moins visible, car une succession de pics d'absorption très rapprochés se confondent avec une atténuation plus diffuse autour de  $f = 1,9$  GHz masquant ainsi les effets du filtrage. Comme cela a été vu à la section 3.1.3, l'effet de chevauchement des bandes de réjection apparaît car la qualité de gravure des bandelettes n'est pas assez élevé.

Pour la suite de l'analyse, nous nous restreindrons à la partie basse fréquence allant jusqu'à la première bande de réjection.

Cette première bande de réjection correspond bien à ce qui était attendu cependant, cette bande est bien plus profonde que prévue par le modèle. En effet, le modèle prédisait une profondeur de réjection d'environ 4 dB alors que la mesure présente une réjection de 30 dB à 1,5 GHz. La seconde bande de réjection est encore visible cependant, comme cela a été modélisé, les bandes de réjection supérieures ne peuvent pas être visibles, à cause des erreurs liées à l'opération de gravure. Néanmoins, cette mise en œuvre reste comparable à celles citées dans l'étude bibliographique (cf. section 1.4).

Avec la méthode de mesure présentée précédemment, la figure 3.22 représente un exemple de caractéristique,  $S_{21}(f_0, B_0)$ , obtenue par la juxtaposition des mesures successives réalisées au VNA sous la forme d'un graphique 3D. Cette caractéristique 3D laisse apparaître les deux bandes de réjection identifiées auparavant.

La figure 3.23 représente l'amplitude de  $S_{21}(f_0, B_0)$ , exprimée en dB, sous forme d'une

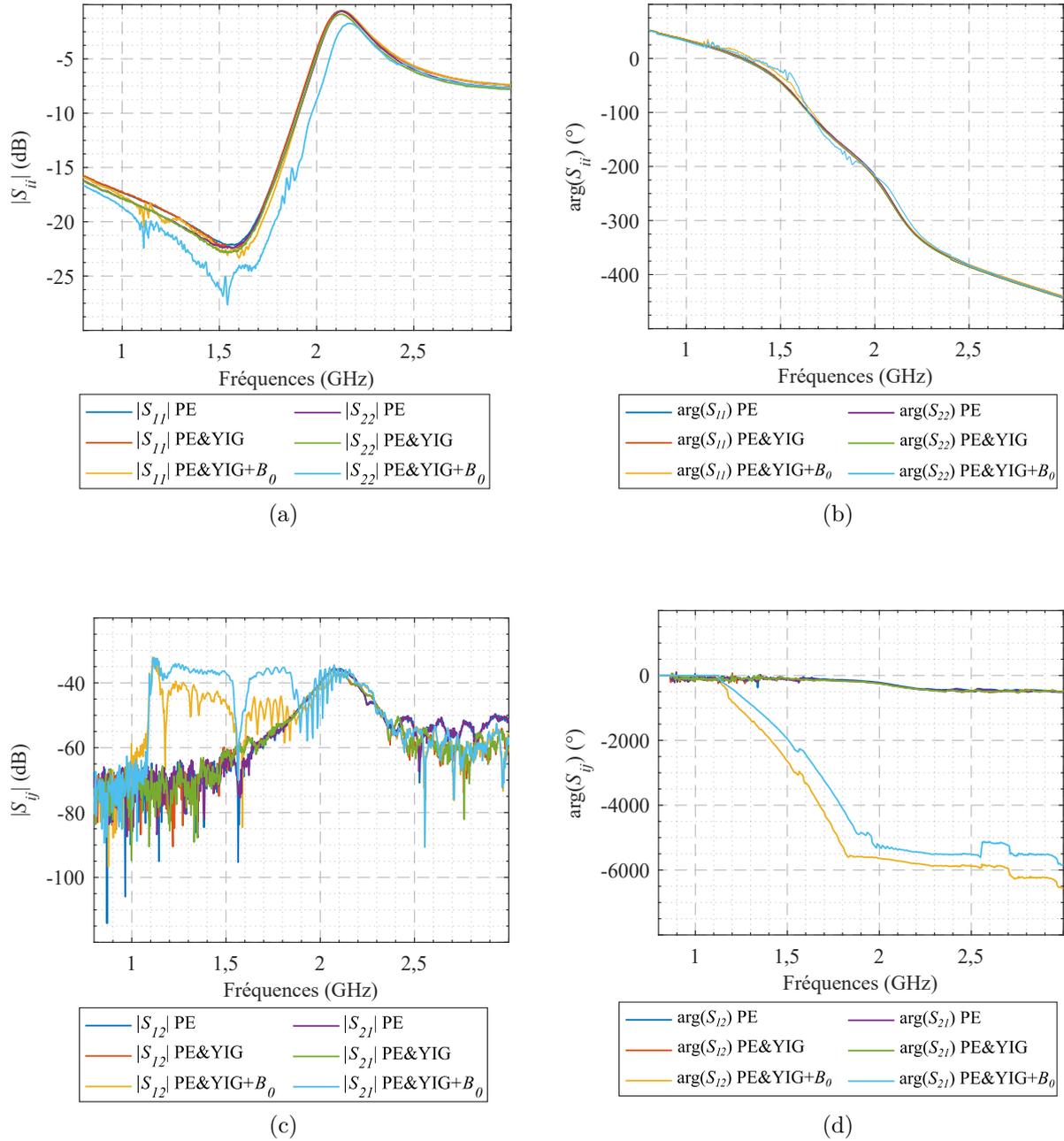


FIGURE 3.21 – Pour une mise en œuvre d’un filtrage spatial d’onde de spin, ce graphique représente les amplitudes et les angles des coefficients de réflexion, (a) et (b), des coefficients de transmission, (c) et (d), en fonction de la fréquence d’excitation,  $f$ , et pour un champ magnétique  $B = 7,35$  mT et une puissance d’injection de  $-20$  dBm.

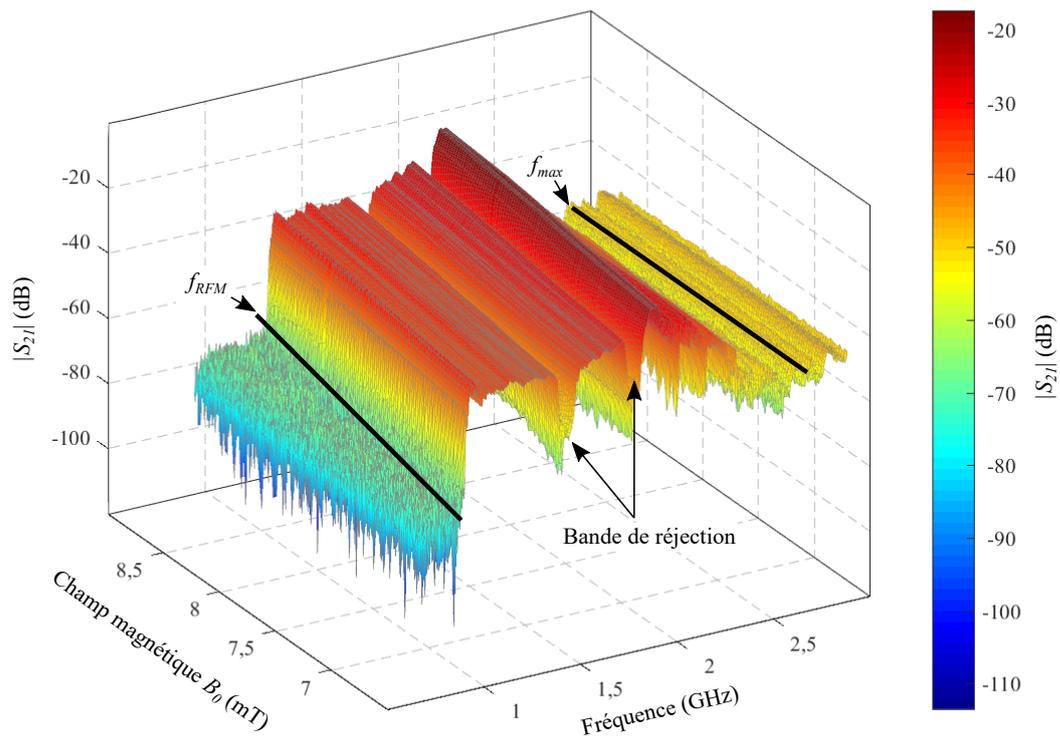


FIGURE 3.22 – Graphe 3D de l’amplitude de  $S_{21}(f_0, B_0)$  mesurée sur l’échantillon d3 en fonction de la fréquence et du champ magnétique.

nappe 3D en fonction de la fréquence d'excitation, en abscisse, et le champ magnétique, en ordonnée.

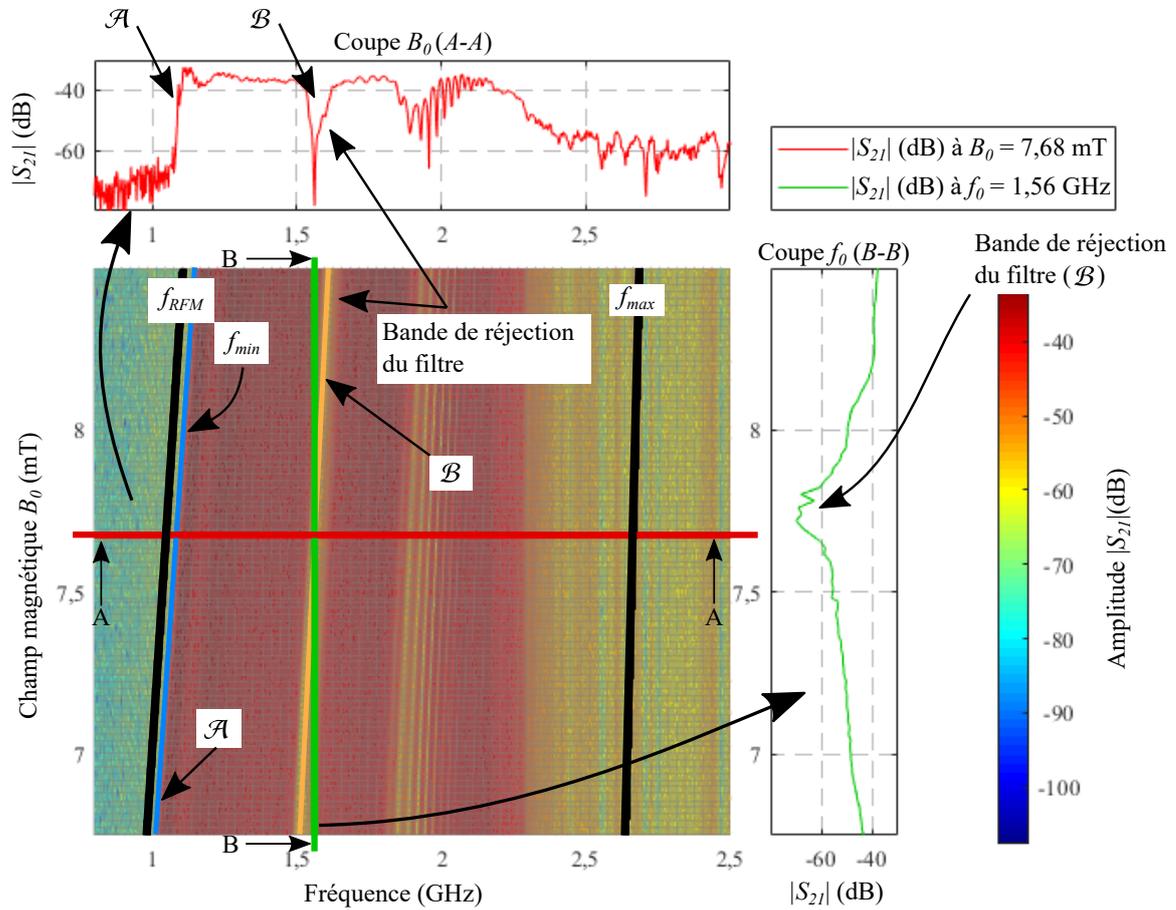


FIGURE 3.23 – Graphe 3D de l'amplitude du coefficient de transmission en fonction de la fréquence et du champ magnétique,  $|S_{21}|(f_0, B_0)$  pour une puissance d'injection de  $-20$  dBm et pour la mise en œuvre d3.

Sur la courbe 3D et la courbe en fréquence ( $A - A$ ), deux zones d'intérêt apparaissent. La première, notée  $\mathcal{A}$  (trait bleu), se situe dans la zone de la résonance ferromagnétique,  $f = f_{min}$  où le phénomène d'onde de spin démarre. La seconde zone d'intérêt, notée  $\mathcal{B}$  (trait orange), se situe au niveau de la première bande de réjection qui est réalisée par le filtrage spatial des ondes de spin. Sur la caractéristique  $S_{21}(f_0, B_0)$ , ces zones,  $\mathcal{A}$  et  $\mathcal{B}$ , représentent les zones où de fortes variations apparaissent sur la caractéristique. Grâce à ces fortes variations, ces deux zones d'intérêt laissent entrevoir des sensibilités élevées propices à l'utilisation de l'échantillon d3 dans un capteur magnétique. Les sensibilités correspondantes seront déterminées ci-après.

### 3.2.4.2 Estimation des critères optimaux de mise en œuvre de l'élément sensible à partir des mesures

Comme pour l'élément sensible d1, la dérivée de la fonction de transfert en fonction du champ pour une fréquence d'excitation permet de déterminer la sensibilité. Pour l'élément sensible d3, la figure 3.24 représente la sensibilité  $s_X$  évaluée. Comme pour les figures précédentes, la coupe (A – A) représente cette sensibilité en fonction de la fréquence pour un champ magnétique statique,  $B_0 = 7,69$  mT, tandis que la figure de droite, la coupe (B – B), représente la sensibilité pour une fréquence d'excitation fixe  $f_0 = 1,56$  GHz et un champ magnétique variable.

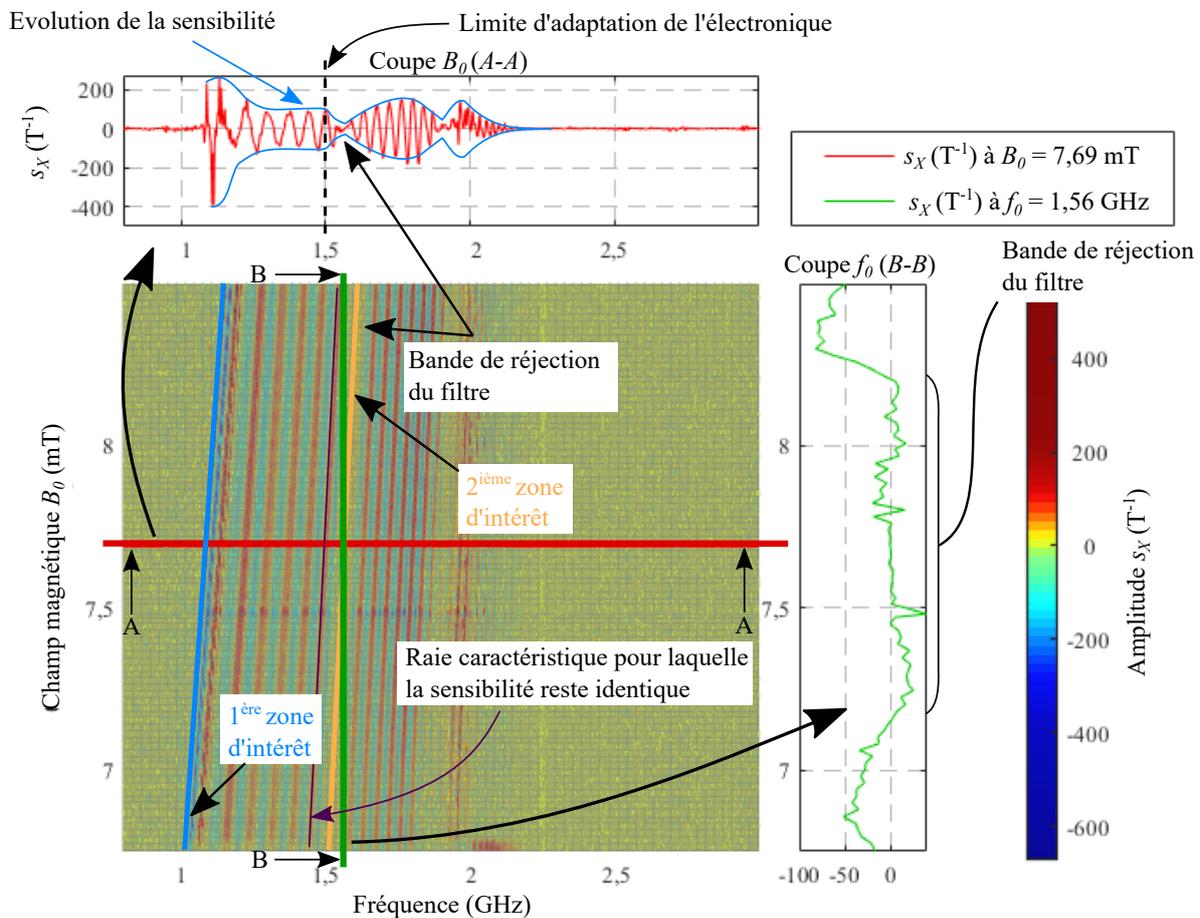


FIGURE 3.24 – Graphe 3D de la sensibilité,  $s_{i,i}$ , évaluée à partir des caractérisations aux VNA attendue en sortie de capteur sur la voie I pour une puissance d'injection de  $-20$  dBm.

Il apparaît que la sensibilité en champ est la plus importante à  $f_{min}$ , ( $\mathcal{A}$ ). Cette sensibilité d'environ  $-400 T^{-1}$ , est très supérieures aux sensibilités d'environ  $-100 T^{-1}$  déterminées au niveau de la première bande de réjection, zone ( $\mathcal{B}$ ). Entre les zones  $\mathcal{A}$  et  $\mathcal{B}$ , une sensibilité de  $100 T^{-1}$  peut également être estimée. Ces cas ne seront pas traités lors de la mise en œuvre du capteur magnétique.

Le tableau 3.6 synthétise la valeur moyenne des sensibilités intrinsèques obtenues pour chaque voie et pour la mise en œuvre du filtrage des ondes de spin avec pour zones d'intérêt, la RFM et la première raie de réjection définie par le filtre équivalent SAW.

TABLE 3.6 – Tableau de synthèse de la sensibilité intrinsèque évaluée pour chaque sortie de capteur à l'aide des caractérisations au VNA.

Sensibilité Échantillon	$s_X$ $\left( \begin{array}{c} f_0, \\ B_0 \end{array} \right)$	$s_Y$ $\left( \begin{array}{c} f_0, \\ B_0 \end{array} \right)$	$s_T$ $\left( \begin{array}{c} f_0, \\ B_0 \end{array} \right)$	$s_\varphi$ $\left( \begin{array}{c} f_0, \\ B_0 \end{array} \right)$
d3 ( $\mathcal{A}$ )	$400 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,1 \text{ GHz}, \\ 7,9 \text{ mT} \end{array} \right)$	$300 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,1 \text{ GHz}, \\ 8,0 \text{ mT} \end{array} \right)$	$200 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,1 \text{ GHz}, \\ 7,8 \text{ mT} \end{array} \right)$	$20 \text{ rad/mT}$ $\left( \begin{array}{c} 1,1 \text{ GHz}, \\ 7,9 \text{ mT} \end{array} \right)$
d3 ( $\mathcal{B}$ )	$80 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,48 \text{ GHz}, \\ 7,4 \text{ mT} \end{array} \right)$	$100 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,47 \text{ GHz}, \\ 7,9 \text{ mT} \end{array} \right)$	$80 \text{ T}^{-1}$ $\left( \begin{array}{c} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,3 \text{ mT} \end{array} \right)$	$10 \text{ rad/mT}$ $\left( \begin{array}{c} 1,5 \text{ GHz}, \\ 6,7 \text{ mT} \end{array} \right)$

### 3.2.5 Synthèse des sensibilités déterminées par la mesure des paramètres $S$

Cette première section présente le banc de mesure VNA réalisé, les résultats des caractérisations des paramètres  $S$  et une estimation des performances en sensibilité du capteur magnétique. Cette dernière permet de choisir le point de fonctionnement optimal du capteur. Pour cela, les mesures de caractérisations est dérivées en fonction du champ magnétique. Au total, les caractérisations de quatre éléments sensibles ont été présentés dans cette section. La caractérisation de d0, composé d'un film de YIG biseauté et d'antennes classiques, a permis de vérifier la propagation des ondes de spin dans le film. La mise en œuvre d1 et d2 (composés de films rectangulaires, de caractéristiques physiques différentes, et d'antennes classiques) a permis de montrer que la forme des paramètres  $S$  est fortement dépendante de la forme du film de YIG utilisé. De plus, l'analyse 3D sur d1 a permis d'étayer le principe de propagation d'onde de spin dans le film. Enfin, la caractérisation de l'élément d3 montre les effets du filtrage spatial des ondes de spin.

Le tableau 3.7 résume les sensibilités maximales mesurées pour les différents éléments sensibles (cf. tableau 3.4). Pour la mise en œuvre des éléments sensibles avec un YIG rectangulaire et sans filtrage, d1 et d2, les sensibilités, en amplitude, mesurées atteignent  $1300 \text{ T}^{-1}$ , alors que la mise en œuvre d'un filtrage spatial cette valeur n'excède pas  $400 \text{ T}^{-1}$ . Enfin, la sensibilité en phase est comprise entre  $7 \text{ rad/mT}$  et  $23 \text{ rad/mT}$ . En tant que telles, ces sensibilités en angle ne peuvent cependant pas être comparées aux autres valeurs de sensibilités en amplitude.

TABLE 3.7 – Tableau de synthèse des sensibilités intrinsèques estimées pour chaque type de sorties de capteur à l’aide des caractérisations au VNA.

Sensibilité Échantillon	$s_X$ $\begin{pmatrix} f_0, \\ B_0 \end{pmatrix}$	$s_Y$ $\begin{pmatrix} f_0, \\ B_0 \end{pmatrix}$	$s_T$ $\begin{pmatrix} f_0, \\ B_0 \end{pmatrix}$	$s_\varphi$ $\begin{pmatrix} f_0, \\ B_0 \end{pmatrix}$
d1	$1280 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,5 \text{ GHz}, \\ 8,06 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$1350 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,47 \text{ GHz}, \\ 8,254 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$780 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,55 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$23 \text{ rad/mT}$ $\begin{pmatrix} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,27 \text{ mT} \end{pmatrix}$
d2	$1300 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,23 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$2000 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,23 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$700 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,23 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$7 \text{ rad/mT}$ $\begin{pmatrix} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,23 \text{ mT} \end{pmatrix}$
d3 ( $\mathcal{A}$ )	$400 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,1 \text{ GHz}, \\ 7,9 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$300 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,1 \text{ GHz}, \\ 8,0 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$200 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,1 \text{ GHz}, \\ 7,8 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$20 \text{ rad/mT}$ $\begin{pmatrix} 1,1 \text{ GHz}, \\ 7,9 \text{ mT} \end{pmatrix}$
d3 ( $\mathcal{B}$ )	$80 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,48 \text{ GHz}, \\ 7,4 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$100 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,47 \text{ GHz}, \\ 7,9 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$80 \text{ T}^{-1}$ $\begin{pmatrix} 1,5 \text{ GHz}, \\ 7,3 \text{ mT} \end{pmatrix}$	$10 \text{ rad/mT}$ $\begin{pmatrix} 1,5 \text{ GHz}, \\ 6,7 \text{ mT} \end{pmatrix}$

### 3.3 Mesures des performances en sensibilité du capteur à magnonique

#### 3.3.1 Description du capteur magnétique

Une fois l’élément sensible caractérisé sur une bande de fréquence, de  $f_{RFM}$  à  $f_{max}$ , et une gamme de champ de 2 mT (6,5 mT à 8,5 mT environ), nous allons maintenant prendre en compte l’ensemble des éléments de la chaîne de mesure afin d’évaluer les performances, en signal et en bruit, du capteur complet. Comme nous l’avons déjà vu au chapitre 2, la chaîne de mesure repose sur une démodulation en quadrature. Deux variantes de cette chaîne de démodulation, présentées dans la figure 3.25, peuvent être mises en œuvre. La première variante n’utilise qu’une seule source d’excitation permettant à la fois d’exciter l’élément sensible et pour servir de référence à la démodulation comme illustré dans la figure 3.25a.

L’étage de polarisation est composé d’une source HF *Agilent E4421B* [72] sur laquelle un diviseur de Wilkinson possédant un atténuateur de 20 dB sur une de ses branches est connecté. Celui-ci est nécessaire car la puissance du signal de référence,  $v_{lo}$ , doit être comprise entre -6 dBm à 6 dBm tel qu’imposé par la détection synchrone. Or, cette puissance est trop élevée vis-à-vis de la plage de fonctionnement linéaire du matériau YIG (*cf.* figure 3.12). Ce diviseur de Wilkinson permet donc d’atténuer le signal d’excitation à -20 dBm en entrée de l’élément sensible afin de garantir un fonctionnement linéaire du YIG. La seconde variante, illustrée dans la figure 3.25b diffère de la première par l’utilisation d’une deuxième source

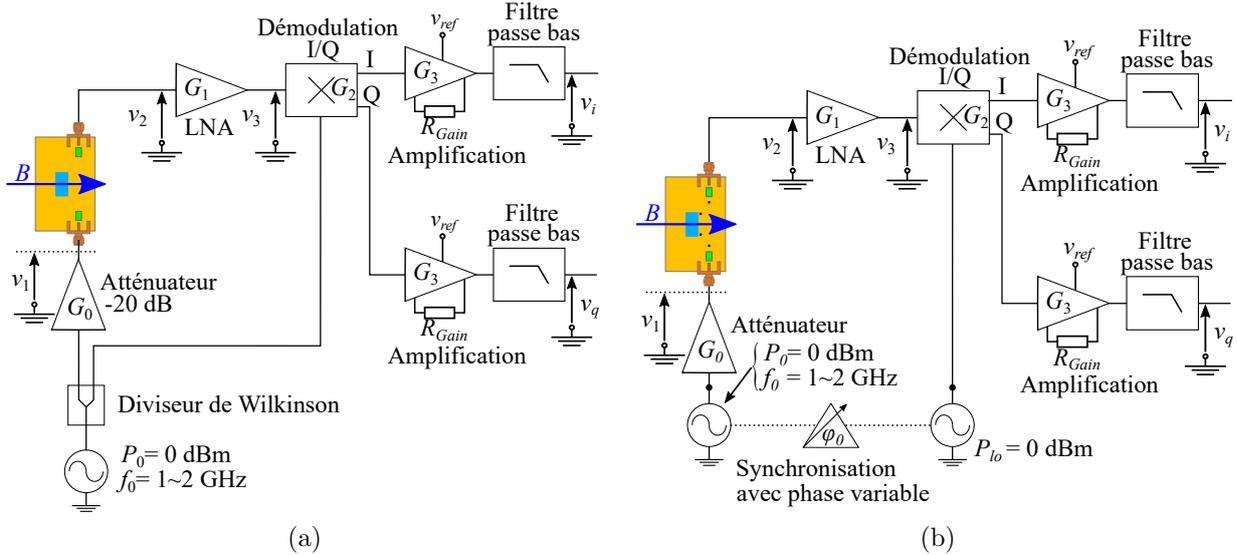


FIGURE 3.25 – Schéma électronique de la chaîne de démodulation mise en œuvre. Capteur avec (a) une source unique, et (b) deux sources synchronisées.

synchronisée avec la première pour générer le signal de référence. Ce montage permet de s’affranchir du diviseur car l’amplitude de chaque source peut être ajustée indépendamment.

Dans les deux cas, le reste de la chaîne de mesure est identique. L’élément sensible est ensuite suivi d’un amplificateur HF bas bruit de chez *Analog devices ADL5521* dont le gain est fixe (16 dB), permettant de pré-amplifier le signal avant la démodulation [92]. L’élément suivant de la chaîne est le système de démodulation en quadrature IQ (*ADL5380* de chez *Analog devices* [93]). Ces sorties sont de type en phase et en quadrature, respectivement noté I et Q. Le capteur ainsi développé possède donc deux sorties,  $v_i(t)$  et  $v_q(t)$ . Pour finir, la tension différentielle en sortie de la démodulation est amplifiée au travers d’un amplificateur d’instrumentation, *AD8429*, possédant un gain de 1000, puis filtré par un filtre RC passe bas de fréquence de coupure de 400 kHz.

Comme cela a été évoqué au chapitre 2, l’utilisation d’une même source pour exciter les ondes de spin et comme signal de référence permet de s’affranchir du bruit de phase de la source d’excitation. À l’inverse, la chaîne de démodulation utilisant deux sources synchronisées a pour principal avantage de permettre le réglage de l’angle  $\varphi_0$  afin de maximiser la sensibilité du capteur. Les effets du bruit seront illustrés dans la section 3.3.3.

L’obtention de la sensibilité maximale en fonction des paramètres  $f_0$ ,  $B_0$  et  $\varphi_0$  s’effectue en deux temps. Dans un premier temps, et comme cela a été fait pour les mesures au VNA, le lieu  $(f_0, B_0)$  où la sensibilité est maximale est déterminé à partir des nappes 3D de la section précédente. Le déphasage  $\varphi_0$  est ensuite réglé pour obtenir la sensibilité maximale vis-à-vis de la sortie considérée. C’est pourquoi, lors des mesures sur une large plage de champ magnétique, celles-ci sont d’abord réalisées pour un angle par défaut  $\varphi_0 = 0$ .

### 3.3.2 Sensibilité du capteur avec l'élément sensible d1 et d3

#### 3.3.2.1 Vérification du fonctionnement de la chaîne de mesure

Avant de caractériser les performances du capteur présenté précédemment (voir figure 3.25), son bon fonctionnement doit être vérifié. Pour cela, les signaux en sortie,  $v_i(\mathbf{B}(t))$  et  $v_q(\mathbf{B}(t))$  (relations 2.28 et 2.29, du chapitre 2) sont mesurés sur une large plage de champ magnétique afin d'être comparés aux sorties attendues d'après les mesures au VNA.

Dans ces mesures de vérification, le champ magnétique appliqué à l'élément sensible s'exprime par  $\mathbf{B}(t) = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}(t)$ , avec  $\mathbf{B}_0 = 7,4 \text{ mT}$ , le champ magnétique statique, et  $\mathbf{b}(t)$  champ magnétique variable à très basse fréquence (0,02 Hz). L'amplitude crête à crête du champ magnétique  $\mathbf{b}(t)$  est fixée à 2 mT pour obtenir une plage de champ magnétique totale allant de 6,5 mT à 8,5 mT environ. Comme cela a été décrit à la section 3.2.1, le champ magnétique statique  $\mathbf{B}_0$  est créé à l'aide des aimants permanents, tandis que le champ magnétique  $\mathbf{b}(t)$  est créé à l'aide de la bobine de Helmholtz. En sortie du capteur, les tensions  $v_i(t)$  et  $v_q(t)$  sont enregistrées à l'aide d'une centrale d'acquisition AD7616 [94] possédant une fréquence d'échantillonnage de 1 kHz.

Finalement, afin de comparer ces mesures aux mesures VNA, l'amplitude et la phase de la tension  $v_2(t)$  sont reconstituées à l'aide des tensions en sortie du capteur  $v_i(t)$  et  $v_q(t)$  (cf. equations 2.28 et 2.29). Ces composantes du signal sont alors comparées à l'amplitude et la phase de la tension  $v_{2,VNA}(t)$  de la relation 3.13. Ce signal  $v_{2,VNA}(t)$  détermine la tension en sortie de l'élément sensible simulée à partir des paramètres  $S$  mesurés au VNA.

$$v_{2,VNA}(t) = T_r(\mathbf{B}_0) \frac{v_1(t)}{\sqrt{2}} \quad (3.13)$$

où  $T_r(\mathbf{B}_0)$  et  $v_1(t)$  représentent respectivement la fonction de transfert de l'élément sensible et la tension d'excitation de cet élément. Pour rappel  $T_r(\mathbf{B}_0) = \frac{S_{21}(\mathbf{B}_0)}{1+S_{11}(\mathbf{B}_0)}$  (équation 2.17).

Un exemple de comparaison entre les tensions  $v_{2,VNA}(t)$  et  $v_2(t)$  est ainsi donné à la figure 3.26. Celle-ci présente la superposition de l'amplitude et la phase de la tension  $v_2(t)$  en sortie de l'élément sensible.

Il apparaît un bon accord entre les mesures attendues au VNA avec celles du capteur. Cette mesure comparative permet de valider le bon fonctionnement du capteur magnétique. De plus, comme cela a été explicité lors des mesures de caractérisations, les pas de quantification en fréquence et en champ magnétique introduisent des erreurs de calcul de la sensibilité (estimation de la sensibilité avec les mesures au VNA). Néanmoins, nous pouvons estimer ici que le capteur magnétique réalisé se comporte comme attendu, validant ainsi la chaîne de mesure.

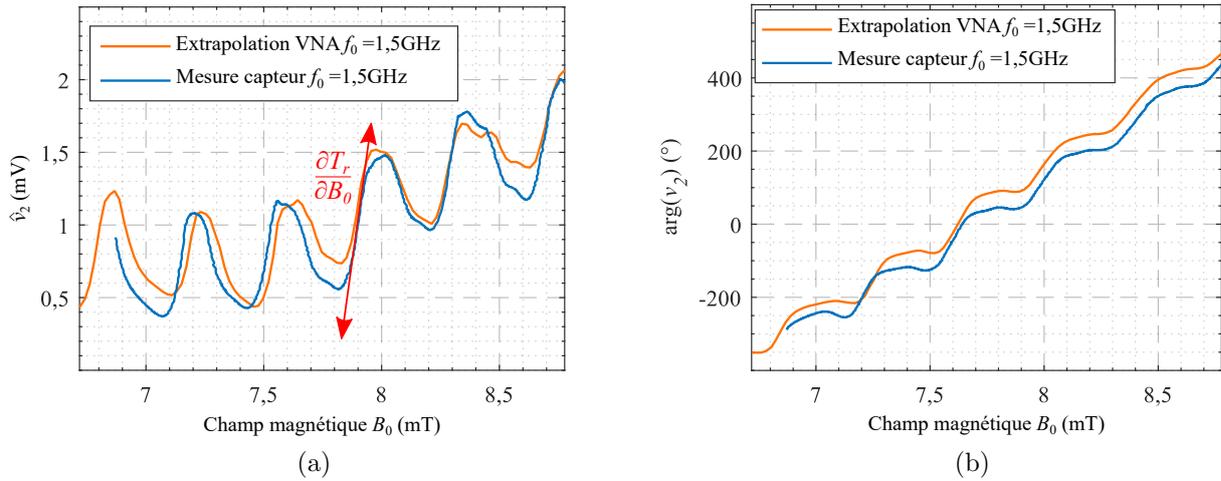


FIGURE 3.26 – Superpositions de l’amplitude (a) et de la phase (b) de la tension en sortie de l’élément sensible issue de la caractérisation au VNA (orange) et de la mesure du signal en sortie de capteur (bleue).

### 3.3.2.2 Sensibilités mesurées avec l’élément sensible d1

Une fois le fonctionnement du capteur magnétique validé les mesures sur une large plage de champ magnétique permettent de déterminer les zones où la sensibilité en champ du capteur est maximale. En effet, lors de l’analyse des paramètres  $S$  au VNA, des zones optimales en fréquence et en champ magnétique ont été identifiées (sensibilité maximale) mais nécessitent d’être confirmées lors de l’utilisation du capteur en tant que tel. Cette section présente les tensions mesurées en sortie du capteur  $v_i(B_0)$  et  $v_q(B_0)$ , et les signaux reconstitués  $v_s(B_0)$  et  $\arg(v_s(B_0))$  en fonction du champ magnétique. À partir de ces signaux, la sensibilité maximale correspondante est déterminée.

Afin de déterminer la sensibilité en tension de l’élément sensible, les tensions  $v_i(B(t))$  et  $v_q(B_0)$ , ainsi que la tension  $v_s(B_0)$  et sur l’argument  $\arg(v_s(B_0))$  sont exprimés à l’entrée de l’électronique, c’est-à-dire que le gain équivalent de l’électronique est ramené à 1 pour n’avoir que la contribution de l’élément sensible et ainsi faciliter les comparaisons. Ces signaux sont ensuite dérivés par rapport au champ magnétique appliqué  $B_0$ . Cette opération vise à déterminer la sensibilité en champ en fonction de la fréquence d’excitation et du champ magnétique appliqué pour un déphasage  $\varphi_0=0$ . De plus, comme cela a déjà été déterminé à la section 3.2.1, la puissance d’injection à l’entrée de l’élément sensible est maintenue à  $-20$  dBm, soit une tension  $\hat{v}_1 = 31,5$  mV ( $v_{1RMS} = 22,3$  mV).

Afin de confirmer l’évolution de la sensibilité à travers les fréquences d’excitation, trois valeurs de fréquence sont choisies. La première à  $f_0 = 1,1$  GHz correspond à la fréquence d’adaptation du porte-échantillon, la deuxième valeur choisie est celle de la limite d’adaptation de l’électronique à  $f_0 = 1,5$  GHz, tandis que la dernière valeur choisie à  $f_0 = 1,3$  GHz a

la valeur intermédiaire entre les deux autres.

Les résultats des mesures en tension ou en phase et des sensibilités en tension, pour chaque composante du signal de sortie du capteur  $S_{vi}$ ,  $S_{vq}$ ,  $S_{vT}$  et  $S_{v\varphi}$ , à chaque fréquence d'excitation, sont représentés dans les figures suivantes. Les figures 3.27a à 3.27d représentent, pour chaque signal disponible en sortie du capteur, la tension ou l'angle en fonction du champ appliqué  $B_0$  pour différentes fréquences d'excitation. De plus, pour chaque signal de sortie, la sensibilité en tension est déterminée en évaluant la dérivée en fonction du champ.

Il apparaît que pour la fréquence d'adaptation  $f_0 = 1,1$  GHz, les sensibilités mesurées des voies I et Q ( $S_{vi}$  et  $S_{vq}$ ) se limitent à 15 V/T, tandis que la sensibilité en amplitude s'élève à  $S_{vT} = 10$  V/T. À cette fréquence, la sensibilité sur l'angle n'est pas mesurable car le signal est trop faible et est confondu avec le bruit de mesure. Pour la fréquence d'excitation de 1,3 GHz, la sensibilité sur chaque voie s'établit à  $S_{vi} = S_{vq} = 15$  V/T et celle sur l'amplitude à  $S_{vT} = 5$  V/T, alors que sur l'angle, la sensibilité atteint  $S_{v\varphi} = 10$  rad/mT. Enfin, à la fréquence d'excitation,  $f_0 = 1,5$  GHz, les sensibilités augmentent et valent respectivement pour les voies I et Q,  $S_{vi} = 22$  V/T et  $S_{vq} = 25$  V/T, alors que pour l'amplitude et l'angle de  $v_2(t)$ , les sensibilités valent  $S_{vT} = 12$  V/T et  $S_{v\varphi} = 20$  rad/mT. Sur l'ensemble des courbes, il apparaît que la sensibilité est maximale sur les mesures pour une fréquence d'excitation  $f_0 = 1,5$  GHz, comme le laissait suggérer la mesure au VNA pour la voie I (cf. tableau 3.8).

La figure 3.28 représente la superposition des tensions sur les voies I et Q en sortie de l'élément sensible et les sensibilités en champ en fonction du champ magnétique pour une fréquence d'excitation de 1,5 GHz.

La section 2.2.3 rappelle que la sensibilité maximale est mesurée sur une voie lorsque la voie opposée possède un signal de sortie nul. En suivant cette description, sur la plage d'environ 2 mT, il apparaît que 14 points de fonctionnement en champ, notés  $b_1$  à  $b_{14}$ , permettent de maximiser la sensibilité du capteur. Cependant, à l'image des sensibilités  $b_3$  ou  $b_9$  ( $S_{vi,max} \approx -20$  V/T), la zone dans laquelle la sensibilité est maximale est très restreinte, ce qui aura pour conséquence de rendre plus difficile le réglage du champ magnétique  $B_0$  de polarisation en boucle ouverte. Afin de faciliter ce réglage, les sensibilités avec une large plage de réglage seront donc favorisées dans un premier temps ( $b_8$ ,  $b_{11}$ ,  $b_{13}$  ou  $b_{14}$ ). Pour un magnétomètre à proprement parler, le point de fonctionnement est imposé par la boucle de contre-réaction en champ permettant de compenser le champ magnétique extérieur (cf. section 1.3). Dans ce cas, chaque point où la sensibilité est maximale pourra être utilisé sans tenir compte de la plage de linéarité.

Enfin, comme cela est explicité auparavant, ces mesures sont réalisées pour un angle  $\varphi_0=0$ . Cependant, à la section 2.2, il est mentionné que la sensibilité maximale est obtenue lorsque les conditions sur l'angle optimal sont satisfaites, à savoir :  $\frac{\partial s_i}{\partial \varphi_0} = 0$  et  $\frac{\partial s_q}{\partial \varphi_0} = 0$ . Lorsque le signal sur une voie s'annule, la sensibilité maximale apparaît sur la voie opposée. La figure 3.28 montre qu'aux points  $b_1$  à  $b_{14}$  le signal sur une voie s'annule, tandis que sur

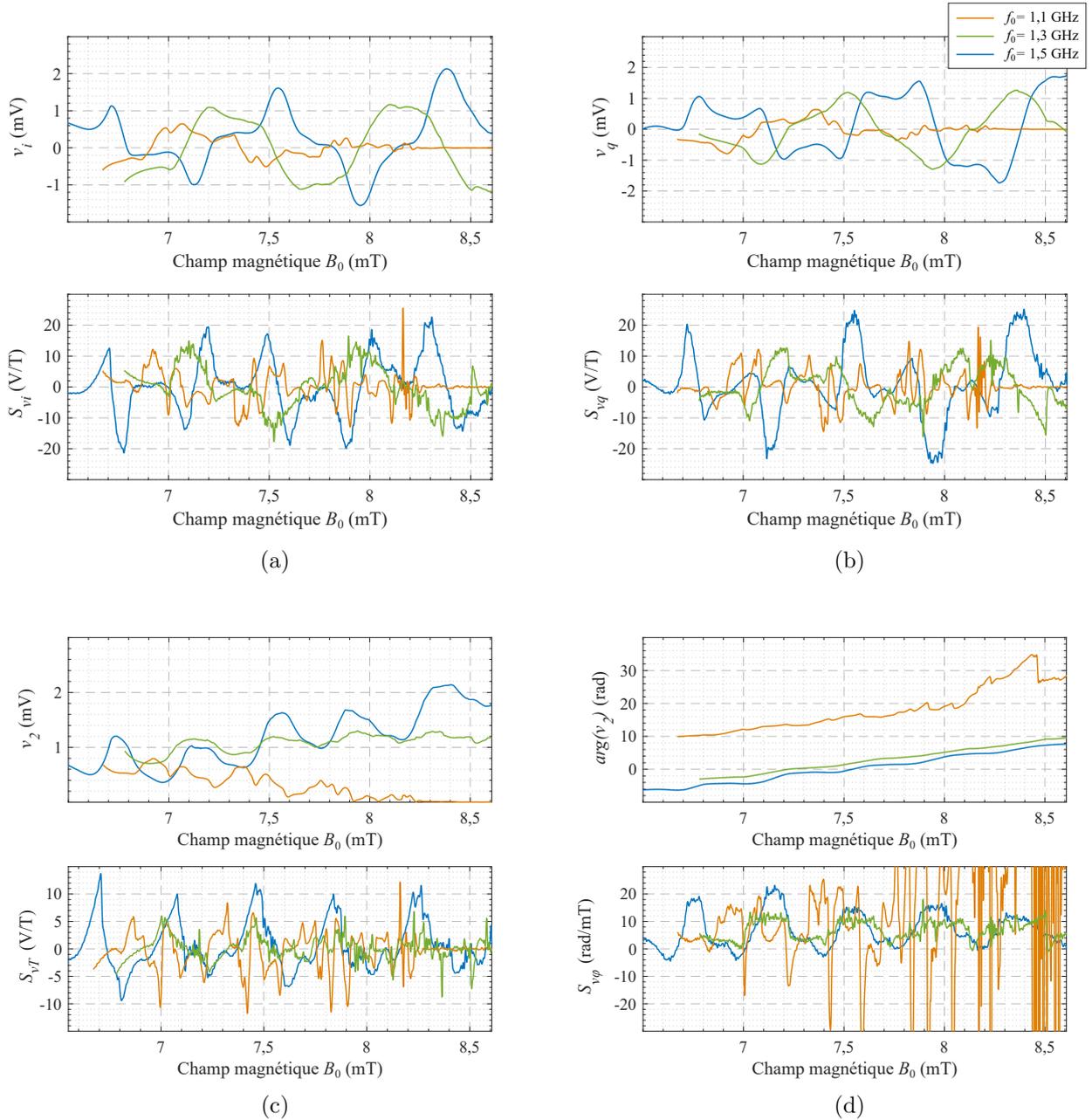


FIGURE 3.27 – Évolution des tensions ramenées en sortie de l'élément sensible et des sensibilités en tension calculées du capteur en fonction du champ magnétique,  $B_0$ , pour les quatre types de signaux  $v_i(B_0)$ ,  $v_q(B_0)$ ,  $v_2(B_0)$  et  $\arg(v_2(B_0))$  pour l'élément sensible d1.

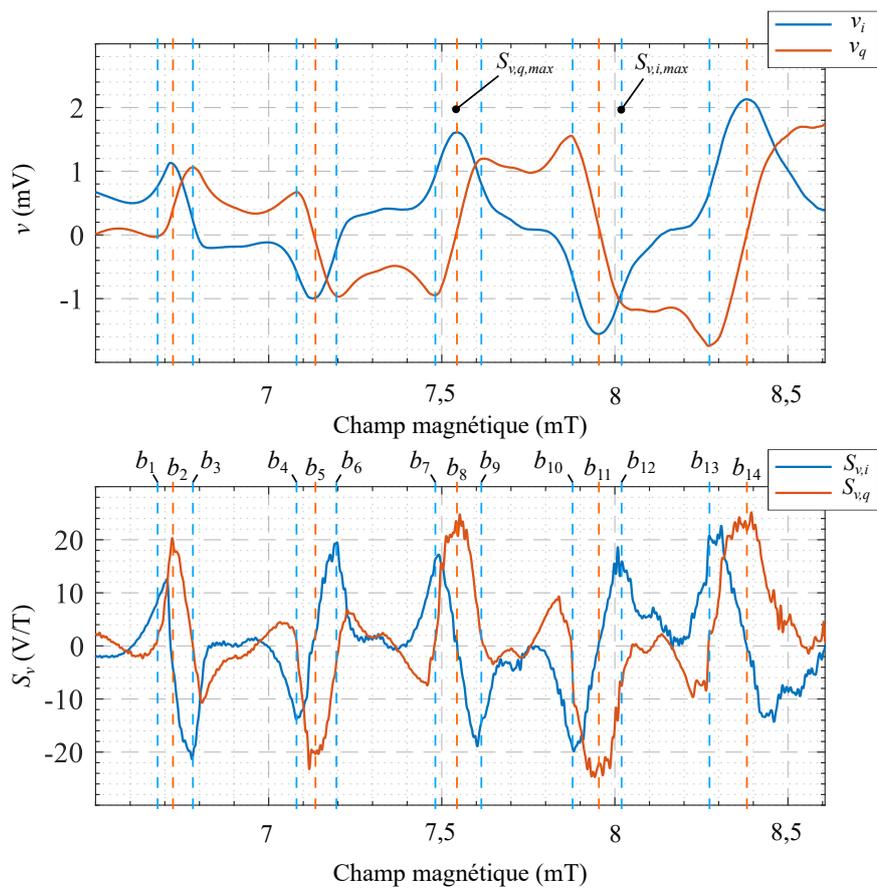


FIGURE 3.28 – Recherche de la sensibilité maximale en fonction du champ magnétique.

la voie opposée la sensibilité est maximale. Il apparaît alors que l'optimisation de l'angle  $\varphi_{0,i,opt}$  ou  $\varphi_{0,q,opt}$  est réalisée intrinsèquement avec la variation de l'argument de la fonction de transfert. En effet, la variation du champ magnétique statique,  $B_0$ , permet de varier la phase du paramètre de transfert  $T_r(B_0)$  de telle manière à maximiser le signal sur la voie choisie.

Enfin, pour finir l'étude de l'élément sensible d1, le tableau 3.8 présente une synthèse des sensibilités en champ maximales mesurées pour chaque fréquence d'excitation.

TABLE 3.8 – Tableau de synthèse des sensibilités mesurées sur l'élément sensible d1 en fonction du point de fonctionnement  $(f_0, B_0)$ .

Fréquence d'excitation	Paramètres mesurés			
	$f_0$	$S_{vi}$ $B_0$	$S_{vq}$ $B_0$	$S_{vT}$ $B_0$
1,1 GHz	15 V/T 7,75 mT	15 V/T 7,8 mT	-10 V/T 7,4 mT	-
1,3 GHz	15 V/T 7,90 mT	12 V/T 7,2 mT	5 V/T 7 mT	10 rad/mT 7,1 mT
1,5 GHz	22 V/T 8,3 mT	25 V/T 8,37 mT	12 V/T 6,7 mT	20 rad/mT 7,15 mT

Ces valeurs sont à comparer avec les valeurs de sensibilités déterminées à partir des mesures au VNA du tableau 3.5. Pour cela, les valeurs des sensibilités en tension sont estimées à l'aide des variations, en  $T^{-1}$ , mesurées au VNA et de la tension d'excitation du capteur (*cf.* équation 3.13). Cette comparaison est effectuée au tableau 3.9 pour la fréquence  $f_0 = 1,5$  GHz.

TABLE 3.9 – Tableau de comparaison entre les sensibilités mesurées, avec le capteur, sur l'élément sensible d1 en fonction du point de fonctionnement et estimées des mesures au VNA.

$f_0 = 1,5$ GHz	Paramètres mesurés			
	$S_{vi}$ $B_0$	$S_{vq}$ $B_0$	$S_{vT}$ $B_0$	$s_{v\varphi}$ $B_0$
Sensibilités mesurés avec le capteur	22 V/T 8,3 mT	25 V/T 8,37 mT	12 V/T 6,7 mT	20 rad/mT 7,15 mT
Sensibilités estimées à partir des mesures au VNA	25 V/T 8,06 mT	27 V/T 8,254 mT	15 V/T 7,55 mT	23 rad/mT 7,27 mT

Nous pouvons constater que les sensibilités évaluées à partir des mesures au VNA et celles mesurées au capteur sont très proches. Le fonctionnement du capteur se comporte donc

comme attendu. De plus, cela atteste du bon fonctionnement de la chaîne de démodulation dans la gamme de fréquence choisie. Cela signifie également que la mesure des paramètres  $S$ , au VNA, permet de définir le point optimum d'utilisation de l'élément sensible à magnonique en fréquence d'excitation et en champ magnétique.

Lors de ces mesures, les sensibilités obtenues reposent sur le phénomène de réflexion d'onde de spin sur les bords du matériau (*cf.* section 3.2.3). En effet, lors de la caractérisation, il a été vu que les pics dans la caractéristique résultent d'un phénomène de superposition entre les ondes incidentes et réfléchies de l'onde de spin. Cette superposition de l'onde et les pics correspondants sont directement issus des conditions géométriques de mise en œuvre et plus particulièrement de la taille des zones du film de YIG dépassant, à gauche et à droite, des antennes. Comme le placement du film de YIG sur les antennes conditionne directement les pics sur les caractéristiques, un soin particulier doit donc être apporté lors du placement de cet élément sur les antennes. De plus, afin de garantir une reproductibilité dans les mesures, le film de YIG ne doit pas bouger entre les mesures.

### 3.3.2.3 Sensibilités mesurées avec l'élément sensible d3

Cette section porte sur la mesure et l'analyse des sensibilités de l'élément sensible et l'apport du filtrage spatial des ondes de spin. Avec le principe de mesure énuméré auparavant (section 3.3.1) les mesures sont réalisées à la fois au niveau des deux zones d'intérêt ( $\mathcal{A}$  et  $\mathcal{B}$ ) envisagées lors de la mesure des paramètres  $S$ , à 1,1 GHz et à 1,5 GHz, et enfin, à 1,3 GHz. Pour rappel, la zone  $\mathcal{A}$  a été choisie à cause de l'accroissement abrupte des paramètres  $S_{21}$  par rapport au champ magnétique, tandis que la seconde zone,  $\mathcal{B}$ , a été choisie car elle correspond à la bande de réjection induite par le filtrage des ondes de spin.

Comme lors de l'analyse réalisée sur l'élément d1, les figures 3.29a à 3.29d représentent, la tension et la phase des signaux disponibles en sortie du capteur, ( $v_i(\mathbf{B}_0)$ ,  $v_q(\mathbf{B}_0)$ ,  $v_2(\mathbf{B}_0)$  et  $\arg(v_2(\mathbf{B}_0))$ ). Ces mesures sont réalisées en fonction du champ appliqué  $\mathbf{B}_0$  pour les trois fréquences d'excitation choisies. La sensibilité en champ correspondante est évaluée à partir de la dérivée du signal par rapport au champ magnétique.

Au point  $\mathcal{A}$ , les sensibilités sur chaque I et Q atteignent  $S_{v_i} \approx S_{v_q} \approx 20 \text{ V/T}$ , tandis que les sensibilités en amplitude et en phase s'élèvent respectivement à  $S_{v_T} = 10 \text{ V/T}$  et  $S_{v_\varphi} = 70 \text{ rad/mT}$ . Au niveau du point  $\mathcal{B}$ , les sensibilités en tension maximales ne dépassent pas  $S_{v_i} \approx S_{v_q} \leq 2 \text{ V/T}$ , alors que la sensibilité en phase s'élève à  $S_{v_\varphi} \approx -12 \text{ rad/mT}$ . Enfin, les sensibilités mesurées à  $f_0 = 1,3 \text{ GHz}$  sont comparables à celles déterminées au point  $\mathcal{B}$ . Il apparaît que les sensibilités au niveau de  $\mathcal{A}$  sont bien supérieures à celles mesurées sur le reste de la plage de fréquence.

Le tableau 3.10 présente une synthèse des sensibilités en tension maximale mesurées pour chaque type de sortie du capteur et les trois fréquences choisies.

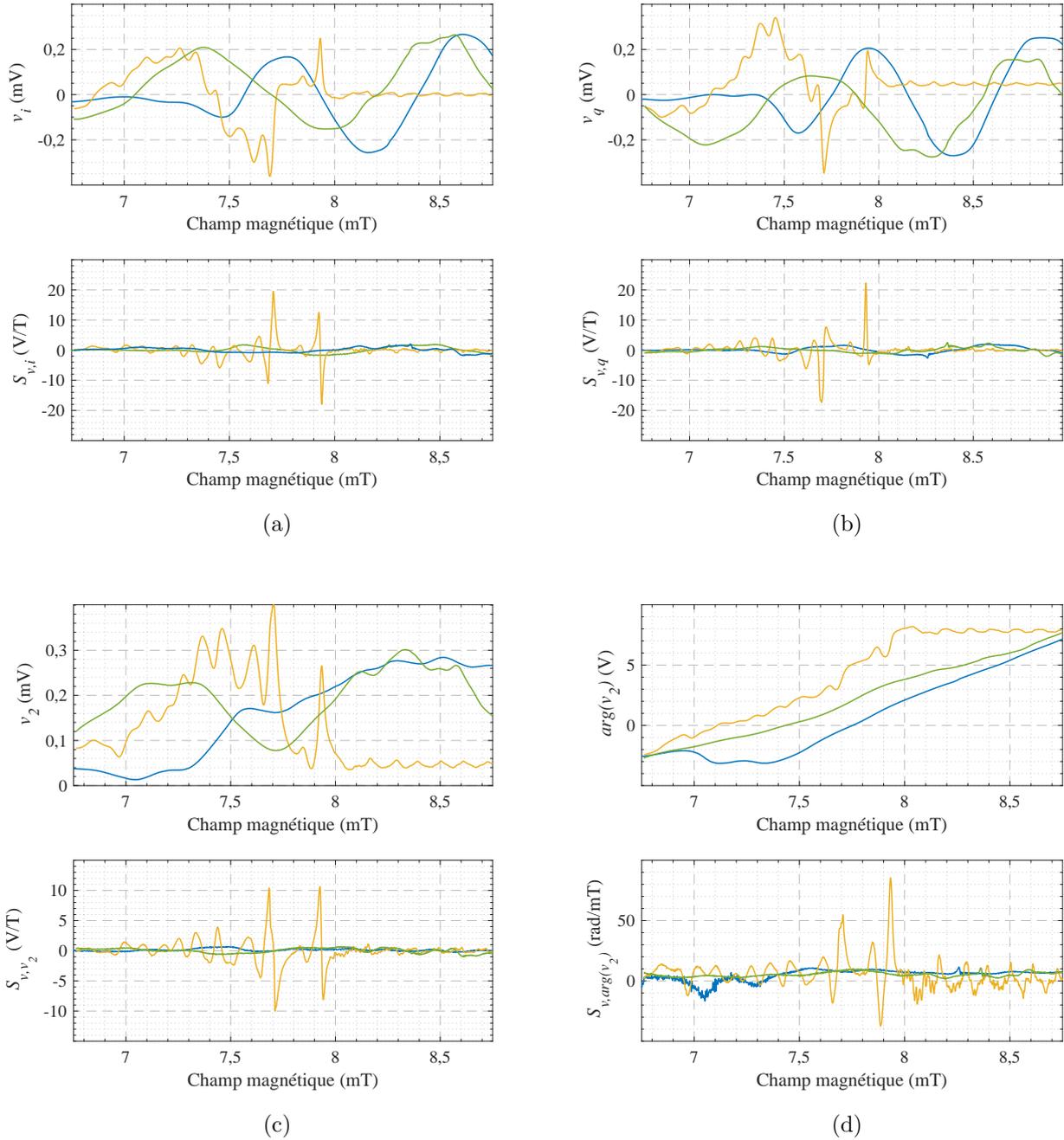


FIGURE 3.29 – Tensions de sortie et sensibilités en champ du capteur en fonction du champ magnétique pour les quatre types de sorties  $v_i(t)$ ,  $v_q(t)$ ,  $v_2(t)$  et  $\arg(v_2(t))$  pour l'élément sensible d3.

TABLE 3.10 – Tableau de synthèse des sensibilités mesurées sur l'élément sensible d3 (filtrage des ondes de spin) en fonction du point de fonctionnement.

Fréquence d'excitation	Paramètres mesurés			
$f_0$ (GHz)	$S_{vi}$ $B_0$	$S_{vq}$ $B_0$	$S_{vT}$ $B_0$	$s_{v\varphi}$ $B_0$
1,1	20 V/T	22 V/T	10 V/T	70 rad/mT
	7,7 mT	7,9 mT	7,9 mT	7,93 mT
1,3	1,7 V/T	2,3 V/T	-1 V/T	10 rad/mT
	7,56 mT	8,57 mT	8,6 mT	7,76 mT
1,5	1,5 V/T	2 V/T	0,7 V/T	-12 rad/mT
	8,12 mT	8,57 mT	7,48 mT	7,05 mT

Le tableau 3.11 résume les sensibilités mesurées avec le capteur et celles déterminées à partir des mesures au VNA du tableau 3.6.

TABLE 3.11 – Tableau de comparaison entre les sensibilités mesurées, avec le capteur, sur l'élément sensible d3 en fonction du point de fonctionnement et estimées des mesures au VNA.

Fréquence d'excitation	Paramètres mesurés			
$f_0 = 1,1$ GHz ( $\mathcal{A}$ )	$S_{vi}$ $B_0$	$S_{vq}$ $B_0$	$S_{vT}$ $B_0$	$s_{v\varphi}$ $B_0$
Sensibilités mesurées avec le capteur	20 V/T	22 V/T	10 V/T	70 rad/mT
	7,7 mT	7,9 mT	7,9 mT	7,93 mT
Sensibilités estimées des mesures au VNA	8 V/T	6 V/T	4 V/T	60 rad/mT
	7,87 mT	8,0 mT	7,8 mT	7,9 mT
$f_0 = 1,5$ GHz ( $\mathcal{B}$ )	$S_{v,i}$ $B_0$	$S_{v,q}$ $B_0$	$S_{v,T}$ $B_0$	$s_{v,\varphi}$ $B_0$
Sensibilités mesurées avec le capteur	1,5 V/T	2 V/T	0,7 V/T	-12 rad/mT
	8,12 mT	8,57 mT	7,48 mT	7,05 mT
Sensibilités estimées des mesures au VNA	1,6 V/T	2 V/T	1,6 V/T	10 rad/mT
	7,4 mT	7,9 mT	7,3 mT	6,7 mT

Pour les valeurs de la zone  $\mathcal{A}$ , nous pouvons constater un écart d'un facteur de 2,5 à 3 entre les mesures réalisées au capteur et celles estimées à partir des mesures au VNA. Néanmoins, les valeurs issues des mesures au point  $\mathcal{B}$  peuvent être considérées comme cohérentes, ce qui permet de valider le fonctionnement de la chaîne de mesure pour cette mise en œuvre.

Il apparaît que le filtrage des ondes de spin, tel que réalisé ici, ne permet pas d'augmenter

la sensibilité en tension du capteur comme cela a été présenté dans la section 3.1.3. De plus, lors de l'étude bibliographique, les travaux de TAKAGI [54], mettant en œuvre le même filtrage d'ondes de spin que celui présenté dans ce travail, montrent une sensibilité en amplitude de  $300 \text{ T}^{-1}$  <sup>(a)</sup> ( $S_{vT} = 6,6 \text{ V/T}$ ). La sensibilité mesurée sur l'amplitude,  $S_{vT} = 0,7 \text{ V/T}$ , dans la zone  $\mathcal{B}$  montre un facteur 9,5 entre les travaux de TAKAGI et les mesures réalisées sur l'élément d3. Par ailleurs, comme cela a été montré lors de la réalisation du filtrage d'onde de spin, la réalisation du porte-échantillon n'est pas optimale et doit être améliorée.

Aussi, ces mesures ont permis de valider le bon fonctionnement du capteur magnétique réalisé, néanmoins les mesures sur une large plage de champ reste indispensable pour supprimer le pas de quantification introduit lors de la mesure au VNA et d'en supprimer les effets de sous ou surévaluation de la sensibilité. Cela permet également de supprimer les biais de mesure introduits par le branchement d'un nouvel appareil de mesure. Enfin, ces mesures permettent d'affiner la recherche du point optimum en fréquence et en champ pour maximiser la sensibilité.

### 3.3.2.4 Comparaison des performances entre les éléments sensibles d1 et d3

Les mesures de sensibilités réalisées dans cette section sont résumées dans le tableau 3.12. Ce tableau permet de comparer les performances en sensibilités des différentes mises en œuvre, d1 et d3, réalisées dans ces travaux.

TABLE 3.12 – Tableau de comparaison des performances mesurées sur les éléments sensibles d1 et d3 à l'aide du capteur.

Élément sensible ( $f_0$ )	Paramètres mesurés			
	$S_{vi}$ $B_0$	$S_{vq}$ $B_0$	$S_{vT}$ $B_0$	$S_{v\varphi}$ $B_0$
d1 (1,5 GHz)	22 V/T 8,3 mT	25 V/T 8,35 mT	12 V/T 6,7 mT	20 rad/mT 7,15 mT
d3 ( $\mathcal{A}$ , 1,1 GHz)	20 V/T 7,7 mT	22 V/T 7,9 mT	10 V/T 7,9 mT	70 rad/mT 7,93 mT
d3 ( $\mathcal{B}$ , 1,5 GHz)	1,5 V/T 8,12 mT	2 V/T 8,57 mT	0,7 V/T 7,48 mT	-12 rad/mT 7,05 mT

Les sensibilités mesurées dans cette section repose sur deux mises en œuvre différentes. La première mise en œuvre, d1, utilise le phénomène de réflexion d'onde de spin sur les bords du matériau (*cf.* section 3.2.3) et donc de la superposition entre les ondes incidentes et réfléchies de l'onde de spin. Les sensibilités mesurées dépendent fortement de l'apparition des pics de réflexion sur les caractéristiques mesurées au VNA. Le placement du YIG conditionne directement les pics sur les caractéristiques, un soin particulier doit donc être apporté lors

(a). Cette sensibilité en  $\text{T}^{-1}$  est déterminée à partir de la sensibilité relative de 7900%/Oe mesurée dans les travaux de TAKAGI [54]

du placement du film de YIG sur les antennes. Malgré les sensibilités de 20 V/T, les mesures ne sont que difficilement reproductibles. C'est pourquoi, dans le cas d'une industrialisation du capteur, ce phénomène ne peut pas être utilisé, car trop incertain.

La seconde mise en œuvre, d3, repose sur l'utilisation d'un filtre spatial à onde de spin. Ce filtrage ne permet pas d'augmenter la sensibilité comme cela était envisagé, mais l'utilisation de ce dispositif permet de mieux maîtriser les caractéristiques obtenues. En effet, la bande d'absorption, zone  $\mathcal{B}$ , ne dépend que de la mise en œuvre du filtrage. La modélisation de ce phénomène (*cf.* section 3.1.3) montre que seule la géométrie des bandelettes gravées sur le porte-échantillon a un impact sur le facteur de qualité de la bande de réjection. Malgré des sensibilités plus faibles qu'avec l'élément d1, l'utilisation de ce dispositif permet de mieux maîtriser les caractéristiques obtenues, car elles ne dépendent pas de la superposition de la propagation des ondes de spin réfléchies dans le matériau. Cependant, pour aller plus loin, il convient d'améliorer la gravure des bandelettes et d'améliorer l'étude théorique du système.

Avant de poursuivre la description des mesures de performances réalisées sur le capteur, la sensibilité en angle  $s_{v\varphi}$  en (rad/mT) mérite d'être discutée. Cette valeur constitue un cas envisageable, mais non encore mis en œuvre, où la démodulation du signal se ferait avec un détecteur de phase (PLL). En utilisant ce type de démodulation, la sensibilité en angle  $S_{v\varphi}$  pourra être comparée aux valeurs des sensibilités en tension,  $S_{vi}$ ,  $S_{vq}$  et  $S_{vT}$ . Ainsi, en considérant l'utilisation d'une PLL, par exemple : l'*AD8302* possède un coefficient de conversion de 10 mV/° [95], permettrait d'envisager une sensibilité en sortie de PLL de 10 kV/T.

D'après ce tableau, il s'avère que les sensibilités maximales déterminées, avec la démodulation I/Q, sur le signal correspondes aux sensibilités  $S_{vi}$  et  $S_{vq}$  ( $\sqrt{s_T^2 + |T_r|^2 s_\varphi^2}$ ). Ces sensibilités le résultats d'une combinaison, de la sensibilité en amplitude et de la sensibilité en phase. Cependant, pour cette chaîne de démodulation, la sensibilité en phase est atténuée par le transfert de l'élément sensible  $|T_r|$ . Pour augmenter la sensibilité de l'élément sensible, une piste d'amélioration utilisera les variations de l'angle d'environ 10 rad/mT, soit une sensibilité en tension d'environ 10 kV/T si une détection de phase est utilisée (*AD8302*).

### 3.3.3 Performances en bruit

Afin de caractériser complètement le capteur magnétique, une analyse en bruit est réalisée. Comme cela était déjà énoncé à la section 2.3, le bruit se superpose au signal utile et définit le rapport signal sur bruit (SNR) du capteur. Le bruit mesuré en sortie se compose des contributions en bruit de tous les éléments de la chaîne de mesure, comme cela est défini dans la relation 2.85 et 2.86. Afin de supprimer l'influence du bruit magnétique ambiant,  $b_{bruit,ext}$  les mesures de bruit sont réalisées dans une chambre magnétique blindée. Aussi, avec le type de démodulateur choisi, les sensibilités maximales en tension sont mesurées sur la voie I ou Q lorsque la tension de la voie opposée est nulle comme cela est montré à la

figure 3.28.

### 3.3.3.1 Mesure temporelle

Avant de réaliser une mesure de densité spectrale de bruit, la fréquence d'excitation  $f_0$  et le champ magnétique statique  $B_0$  sont réglés de façon optimale, afin de retrouver la sensibilité maximale autour des points mesurée dans la partie précédente (voir tableau 3.12). Dans cette première partie, le champ magnétique variable  $b(t)$  appliqué est de forme sinusoïdale et d'amplitude  $12\ \mu\text{T}$ . Les signaux en sortie du capteur sont mesurés à l'aide d'un oscilloscope *TDS3003*. Cette mesure permet de ré-évaluer la sensibilité au point de fonctionnement avant de réaliser l'étude de bruit à proprement parler.

La figure 3.30b donne la variation temporelle des signaux I et Q en sortie du capteur lorsque ce dernier est à un point de fonctionnement optimal et soumis à un champ magnétique  $b(t)$  de 13 Hz (figure 3.30a).

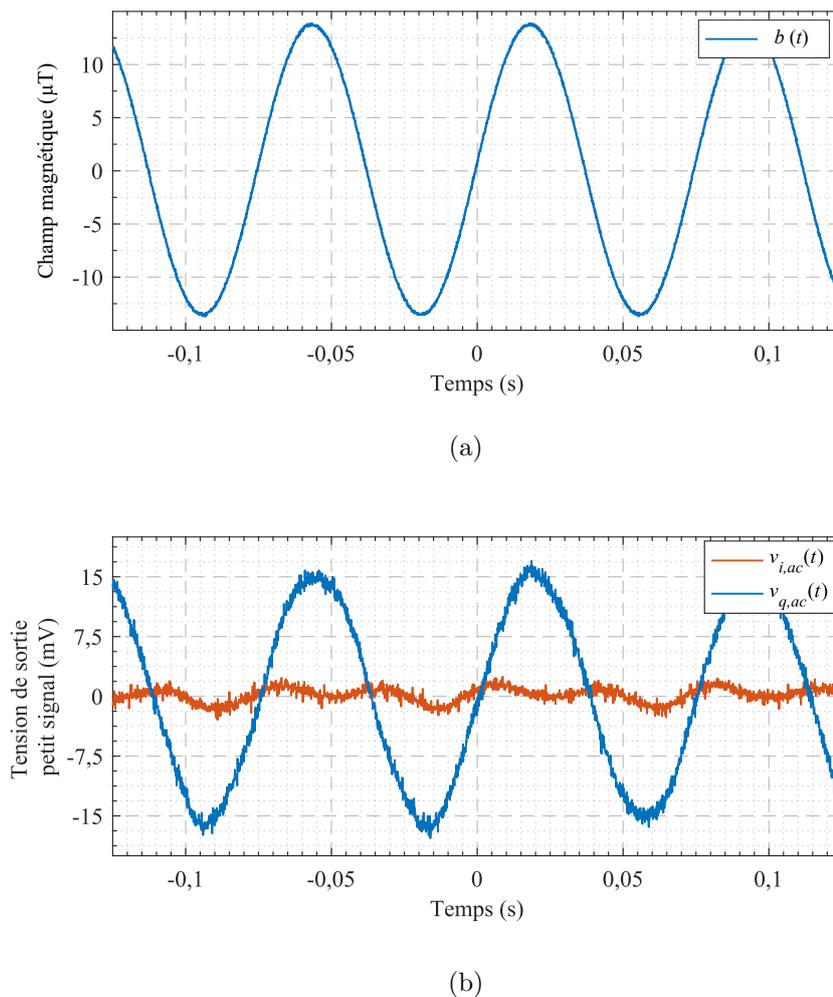


FIGURE 3.30 – Tensions  $v_{i,ac}(t)$  et  $v_{q,ac}(t)$  en fonction du temps. Les signaux ont été mesurés à l'aide d'un oscilloscope *TDS3003* configuré sans moyennage.

Dans cette mesure, il apparaît que tout le signal est sur la voie Q, tandis que sur la voie I n'apparaît aucun signal à la fréquence  $f$  du signal magnétique, mais uniquement un signal de fréquence  $2f$ . Ce signal résultant à  $2f$  du signal magnétique est caractéristique d'une non linéarité par l'élément sensible. Cette non linéarité traduit la réponse du capteur lorsque le signal d'entrée est trop important vis-à-vis de la caractéristique. Ce phénomène apparaît typiquement lorsque le point de fonctionnement est proche d'un zéro de la caractéristique. Finalement, le tableau résume les sensibilités mesurées par les différentes techniques de mesures étudiées tout au long de ces travaux, à savoir : VNA, capteur en large champ ou en petit signal.

TABLE 3.13 – Tableau de comparaison des sensibilités mesurées sur les éléments sensibles d1 et d3 à l'aide du capteur en large gamme de champ, en petit signal et estimées des mesures au VNA.

Fréquence d'excitation		Paramètres mesurés	
$f_0 = 1,1 \text{ GHz}$		$S_{vi} \text{ (V/T)}$	$S_{vq} \text{ (V/T)}$
		$B_0 \text{ (mT)}$	$B_0 \text{ (mT)}$
d3	Sensibilités mesurées avec le petit signal du capteur	15	20
		7,8	7,9
	Sensibilités mesurées avec le capteur, (tableau 3.8)	20	22
		7,7	7,9
Sensibilités estimées des mesures au VNA, (tableau 3.5)		8	6
$f_0 = 1,5 \text{ GHz}$		$S_{vi} \text{ (V/T)}$	$S_{vq} \text{ (V/T)}$
		$B_0 \text{ (mT)}$	$B_0 \text{ (mT)}$
d1	Sensibilités mesurées avec le petit signal du capteur	19	26
		7,3	7,5
	Sensibilités mesurées au capteur, (tableau 3.10)	22	25
		8,3	8,35
Sensibilités estimées des mesures au VNA, (tableau 3.6)		25	27
d3	Sensibilités mesurées avec le petit signal du capteur	2	1,5
		8,6	8,5
	Sensibilités mesurées au capteur, (tableau 3.10)	1,5	2
		8,12	8,57
Sensibilités estimées des mesures au VNA, (tableau 3.6)		1,6	2

Ce tableau permet de montrer la bonne cohérence entre ces valeurs de sensibilités mesurées au VNA, ou avec le capteur sur une large plage de champ ou simplement en démodulant le signal à un point de fonctionnement établi. Il apparaît que les deux mises en œuvre intéressantes à retenir pour les mesures de bruit sont :

- d1 avec le point de fonctionnement ( $f_0 = 1,5 \text{ GHz}$  ;  $B_0 = 7,5 \text{ mT}$ ) où la sensibilité atteint  $26 \text{ V/T}$  sur la voie Q,

- d3 avec le point de fonctionnement ( $f_0 = 1,1 \text{ GHz}$  ;  $B_0 = 7,9 \text{ mT}$ ) où la sensibilité atteint  $20 \text{ V/T}$  sur la voie Q.

### 3.3.3.2 Bruit de l'électronique de conditionnement

Avant de mesurer le bruit du capteur à magnonique, des mesures de bruit sur l'électronique seule sont menées. Pour cela, l'élément sensible magnétique est remplacé par un élément factice possédant la même atténuation que les éléments d1 et d3. Le point de fonctionnement de cet élément factice est déterminé par les paramètres  $Z$  déterminés à partir des mesures de paramètres  $S$  (cf. section 2.3.1.3).

Lors de l'analyse en bruit de la chaîne de mesure à la section 2.3, pour l'utilisation de deux sources d'excitation synchronisées, un bruit dépendant de l'angle  $\varphi_0$  est attendu en sortie de la chaîne de mesure (cf. équations 2.85 et 2.86). Pour rappel  $\varphi_0$  représente l'angle entre le signal d'excitation de l'élément sensible  $v_1(t)$ , et le signal de référence du démodulateur en quadrature  $v_{lo}(t)$ . La figure 3.31 expose expérimentalement ce phénomène. En effet, la densité spectrale de bruit en sortie du capteur varie en fonction de la variation de l'angle  $\varphi_0$  (courbes « Niveau de bruit pour un angle  $\varphi_0 \neq 0$  »). Aussi, la raie à 38 Hz correspond à un signal modulé appliqué en entrée. Outre la validation du fonctionnement de la chaîne de mesure, ce signal permet également de valider les gains  $G_1$ ,  $G_2$  et  $G_3$  de la chaîne.

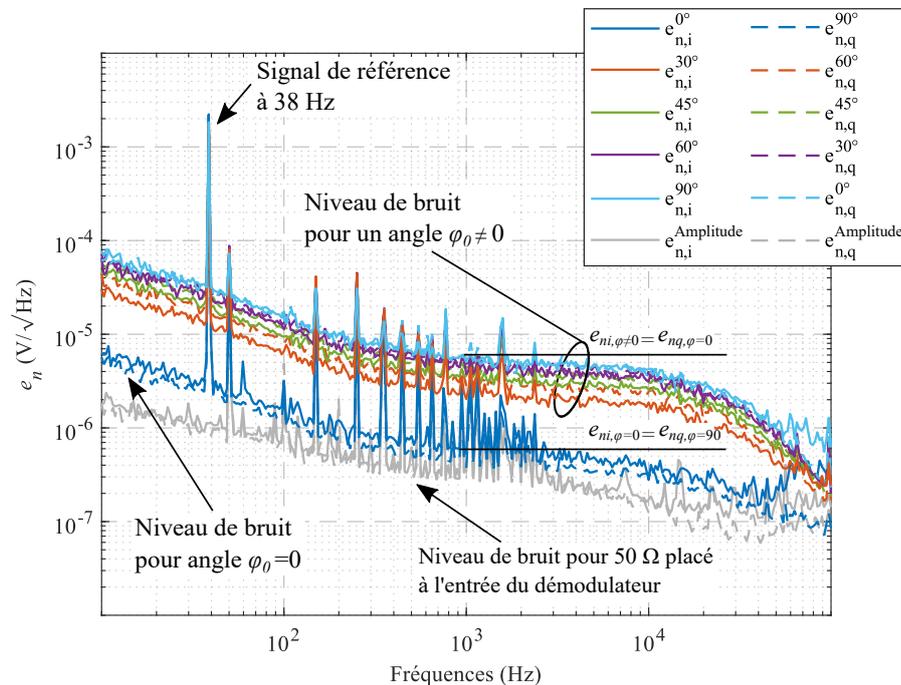


FIGURE 3.31 – Densité spectrale de bruit en sortie du capteur en fonction de la fréquence et de l'angle  $\varphi_0$  entre deux sources d'excitation pour un gain  $G_3 = 100$  et l'utilisation de l'échantillon fantôme.

Sur ce graphique, les niveaux de bruits en gris, représente la limite de bruit du démodu-

lateur (*ADL5380*) lorsqu'une résistance de  $50\ \Omega$  est placée à son entrée. Les courbes bleues foncées représentent les niveaux de bruits en sortie de la chaîne de mesure lorsque l'angle entre les deux sources est nul,  $\varphi_0 = 0$  (cas 3 de la section 2.3.4). Ce niveau détermine alors la limite de bruit en amplitude de la chaîne complète (de la source à la sortie). Ce niveau est atteint sur la voie I lorsque  $\varphi_0 = 0^\circ$  et sur la voie Q lorsque  $\varphi_0 = 90^\circ$  (cf. équations 2.87 et 2.88). Ensuite, suivant l'angle  $\varphi_0$ , le niveau de bruit augmente pour arriver à un niveau maximum sur la voie I lorsque l'angle vaut  $\varphi_0 = 90^\circ$  et sur la voie Q lorsque  $\varphi_0 = 0^\circ$  (cas 1 de la section 2.3.4). Ceci correspond à ce qui est attendu et fixe le niveau de bruit minimum imposé par la chaîne de mesure.

Dans le cas optimal,  $\varphi_0 = 0^\circ$ , le bruit du capteur est limité par la densité spectrale,  $e_{n,i}^{0^\circ} = e_{n,q}^{90^\circ} = \theta_{n,\theta}$  lorsque deux sources sont utilisées. Il est alors impératif de n'utiliser qu'une seule source afin d'exciter l'élément sensible et comme référence du démodulateur (cf. équations 2.85 et 2.86). De plus, l'utilisation d'une seule et unique source pour exciter l'élément sensible et servir de référence au démodulateur permet théoriquement de réduire d'un facteur 10 le niveau de bruit de la chaîne. Pour une fréquence  $f = 1\ \text{kHz}$  le niveau passe d'un niveau de  $e_{ni,\varphi_0 \neq 0} = e_{nq,\varphi_0=0} \approx 6\ \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour  $\varphi_0 \neq 0$  à  $e_{ni,\varphi_0=0} = e_{nq,\varphi_0=90} \approx 600\ \text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ . La figure 3.32 expose la superposition de différentes contributions de bruit en fonction de la mise en œuvre de la chaîne de mesure.

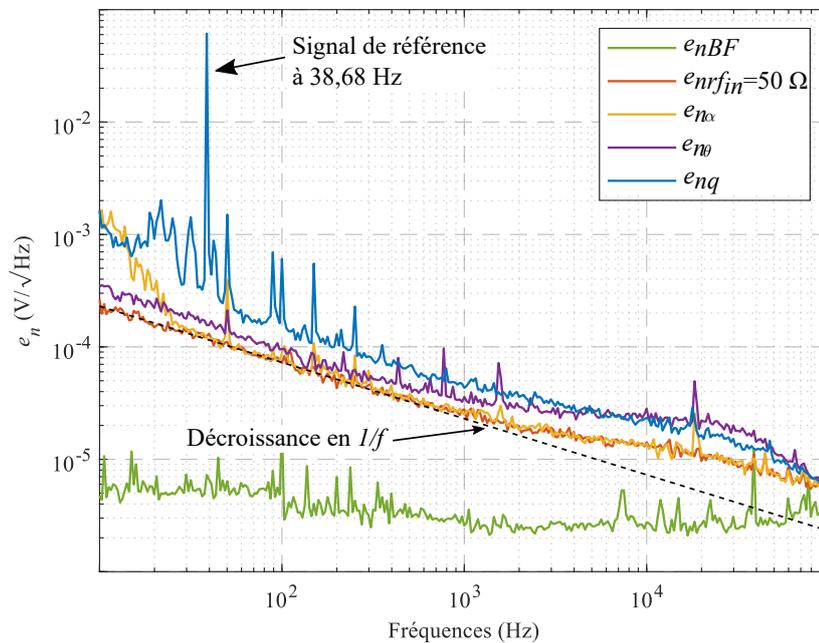


FIGURE 3.32 – Densité spectrale de bruit en sortie du capteur en fonction de la fréquence pour un gain  $G_3 = 1000$ .

Cette figure se compose de différentes mesures de bruit. Le niveau de bruit mesuré pour l'amplificateur et le filtre RC seul est représentée en vert  $e_{nBF}$ , correspond au niveau de bruit

de l'amplificateur d'instrumentation dont l'entrée est court-circuité et du filtre RC passe-bas en fin de chaîne. Ce niveau de bruit correspond au niveau de bruit de la résistance du filtre et à la limite de bruit de l'amplificateur d'instrumentation. Il s'élève à  $2 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  et est cohérent avec la fiche technique de l'amplificateur.

La courbe orange,  $e_{nr, f_{in}=50\Omega}$ , représente le niveau de bruit limite mesuré lorsqu'une résistance de  $50 \Omega$  est placée en entrée du démodulateur. Cette mesure le démodulateur traduit le bruit limite de l'électronique de sortie et du démodulateur. Les courbes jaune  $e_{n\alpha}$ , et violette  $e_{n\theta}$ , représentent respectivement les niveaux de bruit mesurés pour les deux cas de mises en œuvre utilisant une et deux sources (*cf.* figure 3.25). L'élément sensible est alors remplacé par un filtre de même atténuation que l'élément sensible. Aussi, lors de la mesure  $e_{n\theta}$ , l'angle  $\varphi_0$  était maintenu à zéro. Les courbes, jaune et orange, se superposent, sauf en très basse fréquence  $f \leq 20 \text{ Hz}$ , ce qui laisse penser que le niveau de bruit mesuré correspond au bruit d'amplitude de la source.

De plus sur la gamme de mesure allant de 10 Hz à 100 kHz, aucune zone de bruit blanc n'apparaît clairement. Cela montre vraisemblablement qu'en raison de la limite de l'appareil de mesure, le bruit uniquement mesurable est le bruit de phase de la source.

La courbe bleu représente la mesure de bruit du capteur magnétique à magnonique. Cette courbe est similaire et à la densité spectrale de bruit mesurée pour le capteur sans YIG. Cette mesure montre que la densité spectrale de bruit est limitée par la mise en œuvre du capteur et non par le matériau YIG.

### 3.3.3.3 Performances en bruit du capteur avec les éléments sensibles d1 et d3

La figure 3.33a représente la fonction de transfert du capteur réalisé. Elle est mesurée directement par l'analyseur de spectre utilisé pour les mesures de bruit en appliquant un signal magnétique de fréquence variable à l'entrée. Malgré un légère inflexion de la fonction de transfert en haute fréquence, la sensibilité du capteur ne descend pas en-dessous de  $16 \text{ V/T}$  à 100 kHz. La bande passante (à 3 dB) ainsi mesurée est largement supérieure à la gamme de mesure de l'appareil. En prolongeant la fonction de transfert du capteur au-delà de la limite de mesure de l'appareil, la bande passante est environ de 200 kHz. Au regard de la chaîne de mesure, cette bande passante théorique est limitée par l'amplification d'instrumentation.

La figure 3.33b représente la densité spectrale de bruit équivalent en champ du système. Elle est obtenue en normalisant la densité spectrale de bruit en tension en sortie du capteur par sa fonction de transfert en champ. Pour une densité spectrale de bruit mesurée de  $40 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 1 kHz en sortie du capteur, la densité spectrale de bruit équivalente en champ s'élève alors à environ  $100 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . De plus, un plateau apparaît aux environ de 10 kHz ramenant la densité spectrale de bruit équivalent en champ à  $50 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . La courbe de la figure 3.32 suit la même tendance que la densité de bruit mesurée en sortie du capteur, avec une décroissance en  $1/f$ . Comme précédemment, le bruit équivalent en champ est dominé

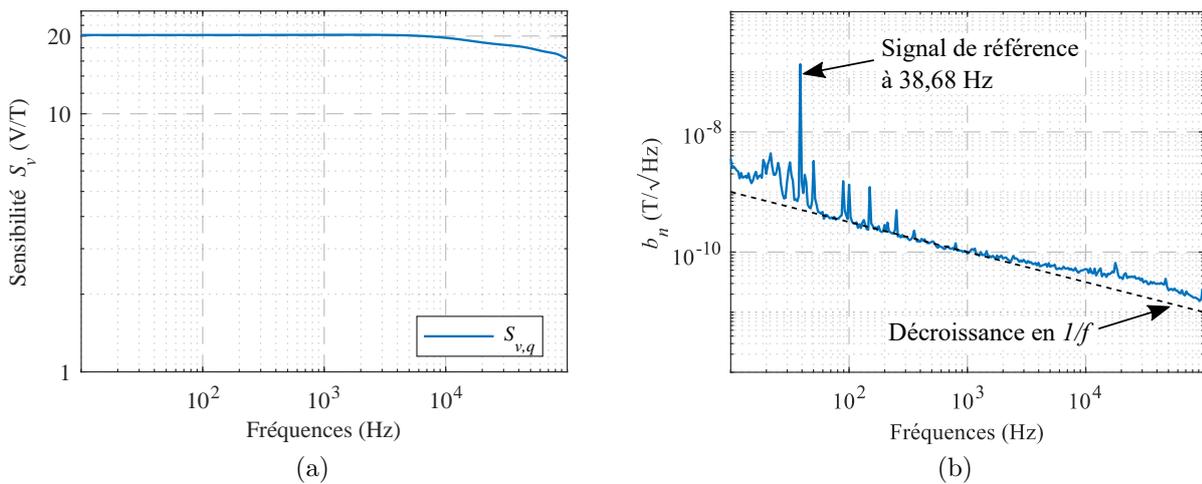


FIGURE 3.33 – Fonction de transfert du capteur ramenée à l'entrée du capteur (a) et niveau de bruit équivalent en champ du capteur (b).

par le bruit de Leeson de la source HF.

Comme ce niveau de bruit est dominé par le bruit de l'électronique, il faut augmenter la fonction de transfert de l'élément sensible afin d'améliorer les performances du capteur. De plus, l'augmentation des performances du capteur passe par le remplacement de la source d'excitation par un oscillateur à très faible bruit.

### 3.4 Conclusion

Ce chapitre a exposé les bancs de mesure utilisés durant ce travail et les mesures réalisées au VNA et à l'aide du capteur magnétique. L'analyse des mesures repose directement sur la mise en œuvre théorique du capteur établi au chapitre 2. Aussi, l'approche suivie dans ce chapitre a consisté à caractériser l'élément sensible au VNA et de les comparer à la réponse du capteur développé. Cette démarche expérimentale a permis de valider l'ensemble des mesures en confrontant les mesures obtenues tout au long de ce chapitre.

La première partie de ce chapitre a décrit le porte-échantillon et les techniques utilisées pour le réaliser. En plus de la réalisation de cet élément, cette partie a abordé la modélisation du filtrage spatial des ondes de spin en vue d'une utilisation sur un élément sensible. Tous les éléments sensibles utilisés durant les mesures reposent sur l'excitation et la mesure des ondes de spin décrites dans la section 2.1 du chapitre 2. Au final, cette section a permis de retenir quatre éléments sensibles qui sont caractérisés dans la partie deux du chapitre.

La deuxième partie présente les mesures de caractérisation réalisées sur les quatre éléments sensibles ainsi développés. Pour cela le banc de mesure intégrant un VNA et un système de génération et de mesure de champ magnétique a été décrit. Afin de déterminer le point de

fonctionnement optimal du capteur sur les éléments sensible d1 et d3, les mesures au VNA sont réitérées cent fois pour réaliser une caractéristique 3D de la propagation des ondes de spin. Ces caractéristiques sont ensuite analysées en réutilisant les équations de la section 2.2 du chapitre 2. Les premières sensibilités sont alors estimées pour chaque mise en œuvre. Les sensibilités maximales attendues s'élèvent à  $1000 \text{ T}^{-1}$  pour l'élément d1. Pour l'élément d3 les sensibilités attendues étaient de  $300 \text{ T}^{-1}$  environ.

La troisième partie présente les mesures réalisées avec le capteur, tant au niveau du signal que du bruit. Dans un premier temps, la validation du bon fonctionnement du capteur développé est réalisée, avec la superposition des mesures au VNA et du capteur. Dans un deuxième temps, les mesures sur une large plage de champ magnétique  $B_0$  ont permis de valider le point de fonctionnement, en fréquence et en champ  $(f_0, B_0)$ , déterminé avec les mesures au VNA. En plus de la validation du point de fonctionnement, ces mesures ont confirmé que l'utilisation d'une chaîne de mesure avec une seule source était possible et souhaitable. En effet, le modèle établi dans le chapitre 2 faisait apparaître trois variables d'ajustement qui sont, la fréquence  $f_0$ , le champ magnétique  $B_0$ , la phase entre les deux sources d'excitation  $\varphi_0$ , permettant de maximiser la sensibilité au voisinage d'un point de fonctionnement optimal. Cependant, les variations de phase interne à la fonction de transfert,  $\arg(T_r(B_0))|_{f=f_0}$ , sont suffisantes pour maximiser la sensibilité, à  $\varphi_0$  donné, autour d'un point de fonctionnement en variant légèrement le champ magnétique statique.

Enfin, dans un troisième temps, l'analyse en petit signal et en bruit a permis de déterminer les performances du capteur. Lors des mesures sur une large gamme de champ magnétique et en petit signal, le choix d'une chaîne possédant une source d'excitation unique a également été validé. En effet, lors de l'étude en bruit, les mesures montrent que l'utilisation d'une source unique pour exciter l'élément sensible et servir de référence au démodulateur permet de réduire d'un facteur 10 le niveau de bruit en sortie du capteur en s'affranchissant du bruit de phase de l'oscillateur.

Pour conclure, cette première mise en œuvre entrouvre le possibilité d'utiliser des dispositifs magnoniques pour la réalisation de magnétomètre à haute sensibilité de manière effective. Néanmoins, la mise en œuvre d'un film homogène reste difficile car les caractéristiques mesurées, tant en amplitude qu'en phase, sont très sensibles au placement du film sur les antennes. Les contraintes appliquées au film lors du collage modifient également légèrement les caractéristiques. Afin de minimiser les erreurs de mesure dès la première caractérisation, il est ensuite nécessaire de réaliser les mesures avec le capteur sans discontinuité.

Dans le but d'améliorer les sensibilités mesurées et de s'affranchir du défaut de placement rencontré pour l'élément d1, un filtrage spatial d'onde de spin sur l'élément sensible d3 est réalisé. Ce filtrage spatial amène à réaliser un filtre coupe bande qui est sensible au champ magnétique. Cependant, les sensibilités en tension, d'environ 2 à 5 V/T, mesurées au niveau de la bande de réjection,  $\mathcal{B}$ , ne permettent pas d'augmentation de la sensibilité du capteur.

En comparant le capteur réalisé avec d'autres technologies de capteurs (voir tableau 1.4), le niveau de bruit équivalent en champ du capteur à dispositif magnonique, d'environ  $100 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , permet de le classer parmi les capteurs dit à haute sensibilité.

TABLE 3.14 – Tableau des performances mesurées.

Fréquence d'excitation		Paramètres mesurés		
$f_0 = 1,1 \text{ GHz}$		$S_{vi} \text{ (V/T)}$	$S_{vq} \text{ (V/T)}$	$b_n \text{ (pT}/\sqrt{\text{Hz}})$
		$B_0 \text{ (mT)}$	$B_0 \text{ (mT)}$	
d3 ( $\mathcal{A}$ )	Sensibilités mesurés avec le petit signal du capteur	15 V/T	20	100
		7,8	7,9	
	Sensibilités mesurés avec le capteur, (tableau 3.8)	20	22	-
		7,7	7,9	
	Sensibilités évalué des mesures au VNA, (tableau 3.5)	8	6	-
		8	7,8	
$f_0 = 1,5 \text{ GHz}$		$S_{vi} \text{ (V/T)}$	$S_{vq} \text{ (V/T)}$	$b_n \text{ (pT}/\sqrt{\text{Hz}})$
		$B_0 \text{ (mT)}$	$B_0 \text{ (mT)}$	
d1	Sensibilités mesurés avec le petit signal du capteur	19	26	100
		7,3	7,5	
	Sensibilités mesurés au capteur, (tableau 3.10)	22	25	-
		8,3	8,35	
	Sensibilités évalué des mesures au VNA, (tableau 3.6)	25	27	-
		8,2	7,5	
d3 ( $\mathcal{B}$ )	Sensibilités mesurés avec le petit signal du capteur	2	1,5	-
		8,6	8,5	
	Sensibilités mesurés au capteur, (tableau 3.10)	1,5	2	-
		8,12	8,57	
	Sensibilités évalué des mesures au VNA, (tableau 3.6)	1,6	2	-
		7,9	7,3	

# Chapitre 4

## Le dispositif magnonique comme coupleur d'ondes de spin

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Présentation du système . . . . .</b>	<b>140</b>
4.1.1	Rappel des modèles étudiés . . . . .	140
4.1.2	Les antennes comme coupleur d'ondes électriques et de spin . . . . .	142
4.1.3	Système global . . . . .	144
<b>4.2</b>	<b>Discussion autour des paramètres <math>S</math> du système . . . . .</b>	<b>145</b>
4.2.1	Antenne d'excitation et de réception . . . . .	146
4.2.2	Paramètres $S$ du coupleur complet . . . . .	148
4.2.3	Cas d'un système classique . . . . .	151
4.2.4	Passage d'un système adapté au porte-échantillon . . . . .	153
4.2.5	Conclusion . . . . .	155
<b>4.3</b>	<b>Mesures de caractérisation sur un échantillon . . . . .</b>	<b>155</b>
4.3.1	Principe de caractérisation . . . . .	155
4.3.2	Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d4 . . . . .	157
4.3.3	Analyse des paramètres $S$ pour un système classique . . . . .	164
<b>4.4</b>	<b>Conclusion et perspectives de ce système d'étude . . . . .</b>	<b>169</b>
4.4.1	Perspectives . . . . .	169
4.4.2	Conclusion . . . . .	177

---

Les chapitres précédents synthétisent le développement et la caractérisation d'un capteur magnétique à base de dispositifs magnoniques. Les modèles développés et les résultats de caractérisations permettent d'envisager des pistes de modélisation de l'élément sensible dans sa globalité. Ce chapitre présente ces pistes de modélisation et les premières mesures effectuées dans ce sens. Ces mesures sont, pour l'instant, insuffisantes pour permettre une validation de la théorie mais elles permettent cependant de mettre en évidence leur intérêt potentiel et la nécessité de poursuivre dans cette direction.

Les travaux présentés dans ce chapitre se concentrent sur une approche systémique de la propagation des ondes de spin et de l'élément sensible dans sa globalité. Il est alors possible de déterminer, avec un formalisme unique, une modélisation multi-polaire plus globale de l'élément sensible qui regroupe à la fois la propagation de l'onde de spin dans le matériau YIG, qu'un filtrage soit mis en œuvre ou non, l'excitation et la mesure des ondes de spin par les antennes, et enfin, les éventuelles réflexions des ondes de spin en bout de lignes magnétiques. De plus, cette démarche a pour objectif d'identifier les éléments essentiels à l'optimisation du système sans se restreindre à un cas particulier. Elle permet également de lever certaines difficultés rencontrées dans les mises en œuvre précédentes. Par exemple, nous assumions que le YIG était placé au plus près du court circuit terminant l'antenne. Mais il était difficile de prendre en compte d'éventuels décalages ou la non terminaison par un court-circuit.

Pour arriver à une modélisation globale et homogène, nous pouvons nous aider des chapitres précédents, afin de définir une série de modèles quadripolaires simples correspondant à chaque élément de base de l'élément sensible.

## 4.1 Présentation du système

Tout au long du manuscrit, des éléments de modélisation ont permis d'appréhender et de comprendre certains aspects liés à la propagation des ondes de spin et la mise en œuvre de dispositifs magnoniques. Ils ont notamment été abordés dans les chapitres 1 et 3 avec l'étude de la propagation des ondes de spin dans un film infini (*cf.* section 1.2) et dans un film présentant un filtrage spatial (*cf.* section 3.1.3). De plus, dans le cas des ondes de volume, l'effet des réflexions des ondes de spin en bout de YIG a été présenté (*cf.* section 3.2). Enfin, le couplage entre une onde électrique et les ondes de spin au niveau des antennes a été défini dans la section 1.2.

### 4.1.1 Rappel des modèles étudiés

Lors de la modélisation du filtrage des ondes de spin (*cf.* section 3.1.3), les grandeurs complexes normalisées incidentes et réfléchies ont été introduites, sans en définir l'expression,

afin de traduire la propagation des ondes de spin dans les différents milieux. Elles avaient été notées  $a_{mk}$  et  $b_{mk}$ , sur le port d'ondes de spin  $k$ .

Ce formalisme des ondes incidentes et réfléchies permet d'utiliser les paramètres  $S$ . La représentation utilisée pour définir la propagation de l'onde de spin dans un tronçon de ligne magnétique (YIG) peut être rappelée. Cette représentation est exposée dans la figure 4.1.

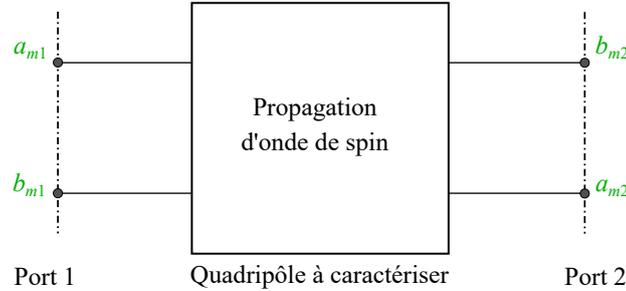


FIGURE 4.1 – Représentation sous forme de quadripôle la propagation des ondes de spin dans un tronçon de ligne magnétique.

Pour une onde de spin se propageant de manière homogène suivant le vecteur d'onde  $k + jk'$ , le terme  $k'$  désignant le terme d'atténuation, sur une distance  $L$ , les relations entre les ondes incidentes, notées  $a_{m1}$  et  $a_{m2}$ , et les ondes réfléchies, notées  $b_{m1}$  et  $b_{m2}$ , de part et d'autres du matériau magnétique, peuvent s'exprimer sous la forme de sa matrice  $S$  :

$$\begin{bmatrix} b_{m1} \\ b_{m2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-(jk-k')L} \\ e^{-(jk-k')L} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{m1} \\ a_{m2} \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

ou de sa matrice chaîne :

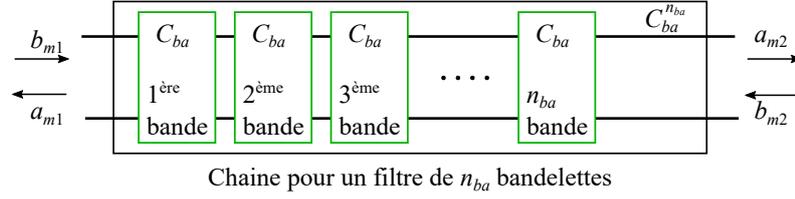
$$\begin{bmatrix} b_{m1} \\ a_{m1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-(jk-k')L} & 0 \\ 0 & e^{(jk-k')L} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{m2} \\ b_{m2} \end{bmatrix}. \quad (4.2)$$

Ce terme d'atténuation est directement lié à la largeur du pic à mi-hauteur du pic RFM,  $\Delta H$ , et à la vitesse de groupe des ondes de spin  $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$  par la relation  $k' = \frac{2\pi\gamma\Delta H}{v_g}$ .

Généralement, les matériaux magnétiques micro-structurés sont constitués d'une succession périodique de deux milieux de propagation définis par leur longueur,  $L_A$  et  $L_B$ , et par leur vecteur d'onde,  $k_A$  et  $k_B$ , pour un total de  $n_{ba}$  périodes. Comme cela a été vu dans la section 3.1.3, la propagation dans ce nouveau matériau dépend du produit des matrices chaînes définissant la propagation dans chaque milieu et celles définissant le passage d'un milieu à l'autre :

$$[C_{ba}^{n_{ba}}] = ([C_A] \cdot [C_+] \cdot [C_B] \cdot [C_-])^{n_{ba}} \quad (4.3)$$

La figure 4.2 représente le modèle de propagation du filtrage spatial des ondes de spin réalisé.


 FIGURE 4.2 – Représentation quadripolaire du filtrage  $C_{ba}^{n_{ba}}$ .

Afin d'expliquer les ondulations des paramètres  $S$ , les réflexions en bordure du matériau magnétique ont été étudiées par l'introduction des coefficients  $\Gamma_m$  tel que :

$$a_m = \Gamma_m b_m \quad (4.4)$$

#### 4.1.2 Les antennes comme coupleur d'ondes électriques et de spin

Au niveau des antennes, le courant noté  $i_e$  traversant l'antenne d'excitation génère des ondes de spin (dans les deux sens de propagation) comme cela a été vu dans la section 1.2. Afin de concilier ce modèle et le formalisme des équations de 4.1 à 4.4, une formulation en termes de lien entre grandeurs complexes normalisées incidentes et réfléchies tant magnétiques,  $a_m$  et  $b_m$ , qu'électriques,  $a_e$  et  $b_e$ , apparaît nécessaire. L'antenne,  $a$ , est alors considérée comme un coupleur associant deux ports électriques de grandeurs  $a_{e1}$ ,  $a_{e2}$ ,  $b_{e1}$  et  $b_{e2}$  et deux ports magnétiques de grandeurs  $a_{m1}$ ,  $a_{m2}$ ,  $b_{m1}$  et  $b_{m2}$ . Elle peut être caractérisée par sa matrice  $S$ , notée  $[S_a]$  :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{m1} \\ b_{m2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{a,e1e1} & S_{a,e1e2} & S_{a,e1m1} & S_{a,e1m2} \\ S_{a,e2e1} & S_{a,e2e2} & S_{a,e2m1} & S_{a,e2m2} \\ S_{a,m1e1} & S_{a,m1e2} & S_{a,m1m1} & S_{a,m1m2} \\ S_{a,m2e1} & S_{a,m2e2} & S_{a,m2m1} & S_{a,m2m2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{m1} \\ a_{m2} \end{bmatrix}. \quad (4.5)$$

Compte tenu des grandeurs manipulées, le coupleur est défini par les quatre types de couplage possible, électrique  $\longleftrightarrow$  électrique, électrique  $\rightarrow$  magnétique, magnétique  $\rightarrow$  électrique et magnétique  $\longleftrightarrow$  magnétique, faisant apparaître quatre parties dans sa matrice  $S$  :

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{m1} \\ b_{m2} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} S_{a,e1e1} & S_{a,e1e2} & S_{a,e1m1} & S_{a,e1m2} \\ S_{a,e2e1} & S_{a,e2e2} & S_{a,e2m1} & S_{a,e2m2} \\ S_{a,m1e1} & S_{a,m1e2} & S_{a,m1m1} & S_{a,m1m2} \\ S_{a,m2e1} & S_{a,m2e2} & S_{a,m2m1} & S_{a,m2m2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{m1} \\ a_{m2} \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} [S_{a,ee}] & [S_{a,em}] \\ [S_{a,me}] & [S_{a,mm}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{m1} \\ a_{m2} \end{bmatrix} .
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

Nous pouvons remarquer que chacune des quatre parties peut être identifiée indépendamment (dans le cas linéaire) :

- $[S_{a,ee}] = \begin{bmatrix} S_{a,e1e1} & S_{a,e1e2} \\ S_{a,e2e1} & S_{a,e2e2} \end{bmatrix}$  représente le couplage électrique. Il correspond à une mesure des grandeurs électriques  $b_{e1}$  et  $b_{e2}$  tout en imposant les grandeurs électriques  $a_{e1}$  et  $a_{e2}$  alors que les grandeurs magnétiques incidentes sont nulles. Ce couplage électrique  $\longleftrightarrow$  électrique s'exprime par :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{a,e1e1} & S_{a,e1e2} \\ S_{a,e2e1} & S_{a,e2e2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \end{bmatrix} \Bigg|_{\substack{a_{m1} = 0 \\ a_{m2} = 0}} . \tag{4.7}$$

- $[S_{a,me}] = \begin{bmatrix} S_{a,m1e1} & S_{a,m1e2} \\ S_{a,m2e1} & S_{a,m2e2} \end{bmatrix}$  représente le couplage électrique  $\rightarrow$  magnétique. Il correspond à une mesure des grandeurs magnétiques  $b_{m1}$  et  $b_{m2}$  tout en imposant les grandeurs électriques  $a_{e1}$  et  $a_{e2}$  alors que les grandeurs magnétiques incidentes sont nulles. Ce couplage électrique  $\rightarrow$  magnétique s'exprime par :

$$\begin{bmatrix} b_{m1} \\ b_{m2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{a,m1e1} & S_{a,m1e2} \\ S_{a,m2e1} & S_{a,m2e2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \end{bmatrix} \Bigg|_{\substack{a_{m1} = 0 \\ a_{m2} = 0}} . \tag{4.8}$$

- $[S_{a,em}] = \begin{bmatrix} S_{a,e1m1} & S_{a,e1m2} \\ S_{a,e2m1} & S_{a,e2m2} \end{bmatrix}$  représente le couplage magnétique  $\rightarrow$  électrique. Il correspond à une mesure des grandeurs électriques  $b_{e1}$  et  $b_{e2}$  en imposant des grandeurs magnétiques  $a_{m1}$  et  $a_{m2}$  alors que les grandeurs électriques incidentes sont nulles. Ce couplage magnétique  $\rightarrow$  électrique s'exprime par :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{a,e1m1} & S_{a,e1m2} \\ S_{a,e2m1} & S_{a,e2m2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{m1} \\ a_{m2} \end{bmatrix} \Bigg|_{\substack{a_{e1} = 0 \\ a_{e2} = 0}} . \tag{4.9}$$

—  $[S_{a,mm}] = \begin{bmatrix} S_{a,m1m1} & S_{a,m1m2} \\ S_{a,m2m1} & S_{a,m2m2} \end{bmatrix}$  représente le couplage magnétique. Il correspond à une mesure des grandeurs magnétiques  $b_{m1}$  et  $b_{m2}$  en imposant des grandeurs magnétiques  $a_{m1}$  et  $a_{m2}$  alors que les grandeurs électriques incidentes sont nulles. Ce couplage magnétique  $\longleftrightarrow$  magnétique s'exprime par :

$$\begin{bmatrix} b_{m1} \\ b_{m2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{a,m1m1} & S_{a,m1m2} \\ S_{a,m2m1} & S_{a,m2m2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{m1} \\ a_{m2} \end{bmatrix} \begin{matrix} a_{e1} = 0 \\ a_{e2} = 0 \end{matrix} . \quad (4.10)$$

Il est aisé d'imposer la nullité des grandeurs électriques incidentes en plaçant une charge adaptée sur les ports électriques, ou la nullité des grandeurs magnétiques incidentes en utilisant l'antenne comme émetteur et en évitant les réflexions des ondes de spin par un échantillon de longueur infinie ou avec des bords biseautés. Par contre, s'il est facile de mesurer les grandeurs électriques réfléchies  $b_{e1}$  et  $b_{e2}$ , la mesure directe des grandeurs magnétiques réfléchies  $b_{m1}$  et  $b_{m2}$  est impossible.

### 4.1.3 Système global

L'élément sensible est constitué de deux antennes microstrip, d'un matériau magnétique compris entre les deux antennes, qui peuvent être considérées comme identiques, et des parties de matériau magnétique à l'extrémité des antennes. Suivant ces considérations, il peut être modélisé par deux coupleurs électriques/ondes de spin notés  $[S_a]$  et  $[S_b]$ , identiques ( $[S_a] = [S_b]$ ), par les paramètres  $S$  de la ligne de transmission notée  $[S_p]$ , et par deux coefficients de réflexion notés  $\Gamma_{m1}$  et  $\Gamma_{m4}$ , suivant le schéma donné en figure 4.3.

Globalement, seuls les paramètres électriques du système défini en figure 4.3 peuvent être aisément imposés et mesurés et les paramètres magnétiques restent internes à l'élément sensible. Il s'agit donc d'un coupleur dont les quatre ports électriques peuvent être décrits par une matrice  $S$  par :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{e3} \\ b_{e4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{e3} \\ a_{e4} \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

Un porte-échantillon spécifique a été développé pour étudier ce coupleur. À la différence des portes-échantillons précédents, les antennes ne sont pas optimisées comme cela avait fait précédemment, chacune de leurs deux extrémités sont reliées à un connecteur. La figure 4.4 illustre ce synoptique de mise en œuvre d'un film de YIG déposé sur un porte-échantillon comprenant quatre ports électriques d'entrée et de sortie. Les ports numérotés de 1 à 4

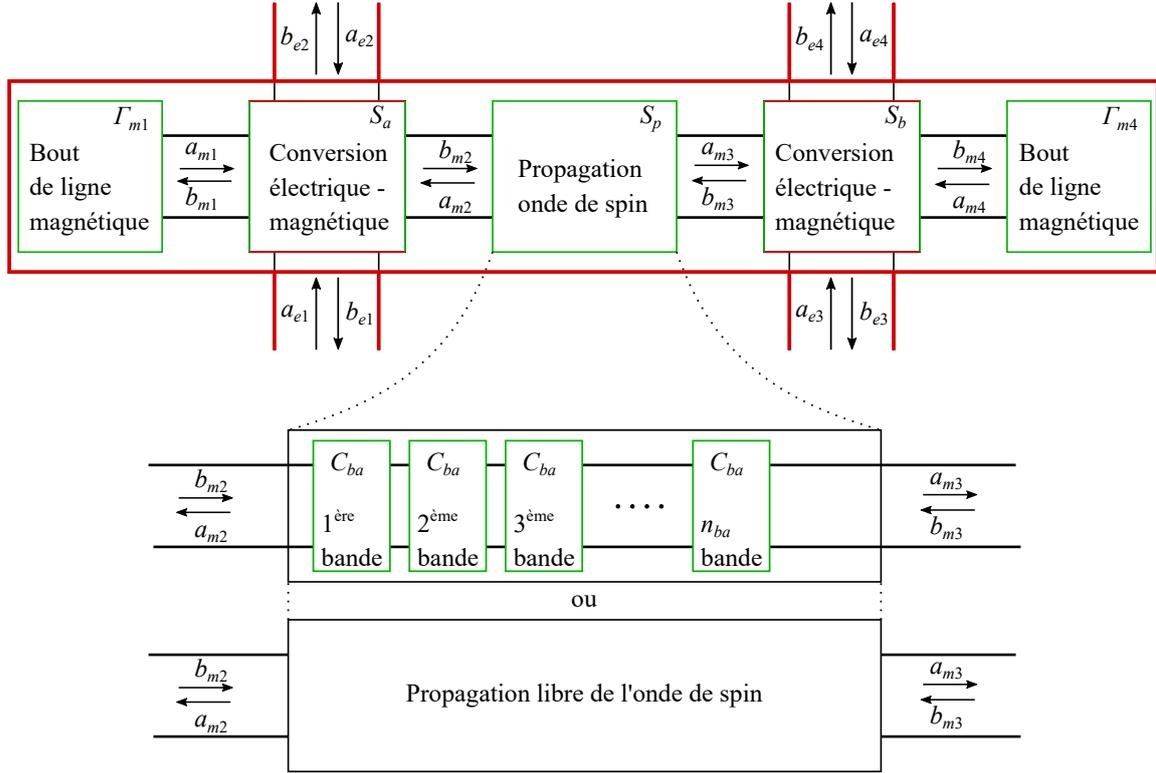


FIGURE 4.3 – Représentation multi-polaire (octopôle) de la mise en œuvre du porte-échantillon et du YIG.

reprentent la numérotation classiquement utilisée dans l'étude des coupleurs. Une photo illustrative est donnée en annexe C.3.

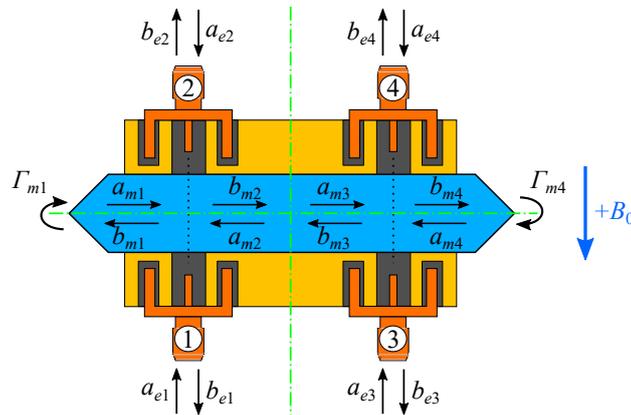


FIGURE 4.4 – Synoptique de mise en œuvre du porte-échantillon et du YIG.

## 4.2 Discussion autour des paramètres $S$ du système

Sans construire un modèle physique répondant à ce nouveau problème, il est possible, dans un premier temps, de tirer profit des développements précédents et des symétries du système

afin de faire apparaître des propriétés caractéristiques des paramètres  $S$  de ce coupleur.

Comme le montre la figure 4.4, deux axes de symétrie apparaissent dans la géométrie du système. Cependant, la propagation des ondes de spin de surface diffère suivant leur sens de propagation. Ainsi, l'orientation du champ magnétique statique ( $B_0$  positif ou négatif) crée une rupture de ces symétries. Nous considérerons de plus que le cadre d'étude préalable reste vrai. Notamment, le système est considéré sans perte, étudié en régime harmonique et en négligeant d'éventuels couplages électromagnétiques directs entre les antennes (seul le couplage par onde de spin est considéré).

### 4.2.1 Antenne d'excitation et de réception

Comme vu précédemment, le coupleur entre grandeurs électriques et ondes de spin que constitue les antennes est caractérisé par la matrice  $S$  définie par l'équation 4.5. Les symétries du système permettent de simplifier l'écriture de cette matrice.

Pour identifier le couplage électrique  $[S_{a,ee}]$ , il convient d'étudier les grandeurs électriques réfléchies  $b_{e1}$  et  $b_{e2}$  en fonction de  $a_{e1}$  et de  $a_{e2}$  en imposant la nullité de  $a_{m1}$  et de  $a_{m2}$ . Sans onde de spin, l'antenne est un système complètement symétrique, les ports 1 et 2 étant inversibles. Ses paramètres  $S$  se réduisent alors à uniquement deux paramètres électriques notés,  $S_{ee}$  et  $S'_{ee}$ , tel que :

$$[S_{a,ee}] = \begin{bmatrix} S_{ee} & S'_{ee} \\ S'_{ee} & S_{ee} \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

Pour définir les matrices de couplage électrique/magnétique, il est possible de s'aider de l'étude menée par MARCELLI [33] qui a été synthétisée au chapitre 1. Dans le cas des ondes de volume, elle montre que le lien entre une onde électrique et une onde magnétique se simplifie par une constante de couplage que l'on peut noter  $C$ . En prenant en compte l'effet non réciproque de la propagation des ondes de spin de surface, dans le sens positif et négatif, ce coefficient de couplage se réécrit par  $C_+$  et  $C_-$  en fonction du sens du champ magnétique ( $+B_0$  ou  $-B_0$ ). Afin de bien comprendre la méthode de détermination de la matrice  $[S_{a,me}]$ , seule la création d'onde de spin sera étudiée pour un champ magnétique positif,  $+B_0$ . De plus, par convention, le sens privilégié de propagation sera des ports 1 et 2 vers les ports 3 et 4. Dans ce cas, les ondes  $a_{e1}$  ou  $a_{e2}$  excitent de la même manière les ondes de spin avec un coefficient  $C_+$ , l'onde magnétique allant vers la droite (voir figure 4.4), c'est-à-dire que  $b_{m2} = C_+a_{e1}$  et  $b_{m2} = C_+a_{e2}$ . L'onde magnétique  $b_{m1}$ , quant à elle, sera le résultat d'une excitation avec un coefficient  $C_-$ . Pour un champ magnétique positif  $+B_0$ , la matrice  $[S_{a,me}]$  dépend donc uniquement des coefficients de couplage  $C_+$  et  $C_-$  et s'exprime par :

$$[S_{a,me}] = \begin{bmatrix} C_- & C_- \\ C_+ & C_+ \end{bmatrix} \Big|_{B=+B_0} \quad (4.13)$$

Par réciprocité, il est possible de construire la matrice  $[S_{a,em}]$ . En reprenant une propagation d'onde privilégiée des ports 1 et 2 vers 3 et 4, l'onde électrique résultante des ondes de spin reprend les coefficients  $C_+$  et  $C_-$  définis ci-avant. Dans ce cas, l'onde  $a_{m1}$  crée les ondes électromagnétiques  $b_{e1}$  et  $b_{e2}$ , avec un coefficient  $C_+$ . Il en résultent, les grandeurs électriques réfléchies :  $b_{e1} = C_+ a_{m1}$  et  $b_{e2} = C_+ a_{m1}$ . L'onde magnétique  $a_{m2}$  permettra d'obtenir les ondes électriques  $b_{e1}$  et  $b_{e2}$  au travers du coefficient  $C_-$ . Il apparaît alors que la matrice  $[S_{a,em}]$ , elle aussi, dépend uniquement des coefficients de couplage  $C_+$  et  $C_-$  et s'exprime par :

$$[S_{a,em}] = \left[ \begin{array}{cc|cc} C_+ & C_- & & \\ C_+ & C_- & & \end{array} \right] \Bigg|_{B=+B_0} \quad (4.14)$$

Enfin, le dernier élément du quadripôle de l'antenne comprend des paramètres de couplage magnétique, c'est-à-dire l'effet sur les ondes de spin de la traversée de l'antenne. En rencontrant l'antenne, une partie des ondes de spin est transmise, l'autre est réfléchi. Comme lors de la modélisation du filtrage spatial 3.1.3, en considérant les symétries du système, les coefficients de réflexion  $S_{a,m1m1}$  et  $S_{a,m2m2}$  et de transmission  $S_{a,m1m2}$  et  $S_{a,m2m1}$  des ondes positives et négatives vont être considérés égaux. On pose  $S_{a,m1m1} = S_{a,m2m2} = \Gamma_{mm}$  et  $S_{a,m1m2} = S_{a,m2m1} = \Upsilon_{mm}$ . Il apparaît alors un quadripôle des paramètres de couplage qui s'exprime par :

$$[S_{a,mm}] = \left[ \begin{array}{cc|cc} \Gamma_{mm} & \Upsilon_{mm} & & \\ \Upsilon_{mm} & \Gamma_{mm} & & \end{array} \right] \quad (4.15)$$

Finalement, la représentation complète des paramètres des antennes s'exprime par l'assemblage des différentes matrices de couplage  $[C_{a,ee}]$ ,  $[C_{a,em}]$ ,  $[C_{a,me}]$  et  $[C_{a,mm}]$  liant ainsi les grandeurs électriques et magnétiques. Cette relation s'exprime pour un champ magnétique positif,  $+B_0$  par :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{m1} \\ b_{m2} \end{bmatrix} = \left[ \begin{array}{cc|cc} S_{ee} & S'_{ee} & C_+ & C_- \\ S'_{ee} & S_{ee} & C_+ & C_- \\ \hline C_- & C_- & \Gamma_{mm} & \Upsilon_{mm} \\ C_+ & C_+ & \Upsilon_{mm} & \Gamma_{mm} \end{array} \right] \Bigg|_{B=+B_0} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{m1} \\ a_{m2} \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

Dans la cas où le sens du champ magnétique est inversé et devient  $-B_0$ , le même type de relation est obtenu, les sens de propagation étant alors inversés. Cela conduit à une matrice  $S$  similaire. Les coefficients de couplage  $C_+$  et  $C_-$  étant simplement inversés :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{m1} \\ b_{m2} \end{bmatrix} = \left[ \begin{array}{cc|cc} S_{ee} & S'_{ee} & C_- & C_+ \\ S'_{ee} & S_{ee} & C_- & C_+ \\ \hline C_+ & C_+ & \Gamma_{mm} & \Upsilon_{mm} \\ C_- & C_- & \Upsilon_{mm} & \Gamma_{mm} \end{array} \right] \Bigg|_{B=-B_0} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{m1} \\ a_{m2} \end{bmatrix} \quad (4.17)$$

Il est à noter que chacune de ces deux matrices est uniquement défini par les six termes  $S_{ee}$ ,  $S'_{ee}$ ,  $C_+$ ,  $C_-$ ,  $\Upsilon_{mm}$  et  $\Gamma_{mm}$ .

## 4.2.2 Paramètres $S$ du coupleur complet

Le système complet peut être décrit en associant, suivant le schéma décrit en figure 4.3, les éléments simples décrits précédemment :

- la propagation des ondes de spin définie par la matrice  $S_p$ ,

$$\begin{bmatrix} a_{m2} \\ a_{m3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{p,11} & S_{p,12} \\ S_{p,21} & S_{p,22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_{m2} \\ b_{m3} \end{bmatrix} ;$$

- les réflexions magnétiques définies par  $a_{m1} = \Gamma_{m1}b_{m1}$  et par  $a_{m4} = \Gamma_{m4}b_{m4}$  ;

- la réponse des antennes supposées identiques aux propriétés définies par leurs paramètres  $S$  telles que :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{m1} \\ b_{m2} \end{bmatrix} = \left[ \begin{array}{cc|cc} S_{ee} & S'_{ee} & C_+ & C_- \\ S'_{ee} & S_{ee} & C_+ & C_- \\ \hline C_- & C_- & \Gamma_{mm} & \Upsilon_{mm} \\ C_+ & C_+ & \Upsilon_{mm} & \Gamma_{mm} \end{array} \right]_{B=+B_0} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{m1} \\ a_{m2} \end{bmatrix}$$

et

$$\begin{bmatrix} b_{e3} \\ b_{e4} \\ b_{m3} \\ b_{m4} \end{bmatrix} = \left[ \begin{array}{cc|cc} S_{ee} & S'_{ee} & C_+ & C_- \\ S'_{ee} & S_{ee} & C_+ & C_- \\ \hline C_- & C_- & \Gamma_{mm} & \Upsilon_{mm} \\ C_+ & C_+ & \Upsilon_{mm} & \Gamma_{mm} \end{array} \right]_{B=+B_0} \begin{bmatrix} a_{e3} \\ a_{e4} \\ a_{m3} \\ a_{m4} \end{bmatrix}.$$

Avec cette définition du système, il est désormais possible de décrire la matrice des paramètres  $S$  globale de celui-ci. Cette matrice de répartition représente les paramètres accessibles électriquement, mesurables notamment avec un VNA. Cette matrice se détermine par la résolution du système d'équations linéaires engendré par les composants décrits ci-dessus, et

s'exprime par :

$$\left. \begin{array}{l}
 \left. \begin{array}{l}
 a_{m1} = \Gamma_{m1}b_{m1} \quad (1) \\
 a_{m4} = \Gamma_{m4}b_{m4} \quad (2)
 \end{array} \right\} \text{eq. 4.4 (Réflexion magnétique)} \\
 \left. \begin{array}{l}
 a_{m2} = S_{p,11}b_{m2} + S_{p,12}b_{m3} \quad (5) \\
 a_{m3} = S_{p,21}b_{m2} + S_{p,22}b_{m3} \quad (6)
 \end{array} \right\} \text{eq. 4.3 (Transfert de spin)} \\
 \left. \begin{array}{l}
 b_{e1} = S_{ee}a_{e1} + S'_{ee}a_{e2} + C_+a_{m1} + C_-a_{m2} \quad (7) \\
 b_{e2} = S'_{ee}a_{e1} + S_{ee}a_{e2} + C_+a_{m1} + C_-a_{m2} \quad (8) \\
 b_{m1} = C_-a_{e1} + C_-a_{e2} + \Gamma_{mm}a_{m1} + \Upsilon_{mm}a_{m2} \quad (9) \\
 b_{m2} = C_+a_{e1} + C_+a_{e2} + \Upsilon_{mm}a_{m1} + \Gamma_{mm}a_{m2} \quad (10) \\
 b_{e3} = S_{ee}a_{e3} + S'_{ee}a_{e4} + C_+a_{m3} + C_-a_{m4} \quad (11) \\
 b_{e4} = S'_{ee}a_{e3} + S_{ee}a_{e4} + C_+a_{m3} + C_-a_{m4} \quad (12) \\
 b_{m3} = C_-a_{e3} + C_-a_{e4} + \Gamma_{mm}a_{m3} + \Upsilon_{mm}a_{m4} \quad (13) \\
 b_{m4} = C_+a_{e3} + C_+a_{e4} + \Upsilon_{mm}a_{m3} + \Gamma_{mm}a_{m4} \quad (14)
 \end{array} \right\} \text{eq. 4.16 (Antenne d'excitation)} \\
 \left. \begin{array}{l}
 b_{e3} = S_{ee}a_{e3} + S'_{ee}a_{e4} + C_+a_{m3} + C_-a_{m4} \quad (11) \\
 b_{e4} = S'_{ee}a_{e3} + S_{ee}a_{e4} + C_+a_{m3} + C_-a_{m4} \quad (12) \\
 b_{m3} = C_-a_{e3} + C_-a_{e4} + \Gamma_{mm}a_{m3} + \Upsilon_{mm}a_{m4} \quad (13) \\
 b_{m4} = C_+a_{e3} + C_+a_{e4} + \Upsilon_{mm}a_{m3} + \Gamma_{mm}a_{m4} \quad (14)
 \end{array} \right\} \text{eq. 4.16 (Antenne de mesure)}
 \end{array} \right\} \quad (4.18)$$

La suite de cette section se concentre sur la résolution de ce système d'équations pour un système de mesure, faisant ainsi apparaître des sous-systèmes significatifs. En partant des relations des réflexions magnétiques (4.18, (1) et (2)), il est possible d'exprimer l'onde  $a_{m1}$  et  $a_{m2}$  avec le résultat des équations 4.18 (9) et (14). Il apparaît alors :

$$\begin{aligned}
 a_{m1} &= \Gamma_{m1}b_{m1} \\
 &= \Gamma_{m1}C_-a_{e1} + \Gamma_{m1}C_-a_{e2} + \Gamma_{m1}\Gamma_{mm}a_{m1} + \Gamma_{m1}\Upsilon_{mm}a_{m2} \\
 &= \frac{\Gamma_{m1}C_-}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}}a_{e1} + \frac{\Gamma_{m1}C_-}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}}a_{e2} + \frac{\Gamma_{m1}\Upsilon_{mm}}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}}a_{m2}
 \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
 a_{m4} &= \Gamma_{m4}b_{m4} \\
 &= \Gamma_{m4}C_+a_{e3} + \Gamma_{m4}C_+a_{e4} + \Gamma_{m4}\Upsilon_{mm}a_{m3} + \Gamma_{m4}\Gamma_{mm}a_{m4} \\
 &= \frac{\Gamma_{m4}C_+}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}}a_{e3} + \frac{\Gamma_{m4}C_+}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}}a_{e4} + \frac{\Gamma_{m4}\Upsilon_{mm}}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}}a_{m3}
 \end{aligned}$$

En réinjectant ces résultats respectifs de  $a_{m1}$  et  $a_{m2}$  dans les relations 4.18 (7), (8) et (10), et enfin 4.18 (11), (12) et (13), il est possible de déterminer les effets des réflexions magnétiques de part et d'autre du système sur les signaux issus des antennes d'excitation et de mesure. Ces antennes sont maintenant représentées sous la forme d'une matrice par :

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{m2} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \frac{S_{ee}-\Gamma_{m1}(S_{ee}\Gamma_{mm}+C_-C_+)}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}} & \frac{S'_{ee}-\Gamma_{m1}(S'_{ee}\Gamma_{mm}+C_-C_+)}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}} & \frac{C_--\Gamma_{m1}(C_-\Gamma_{mm}+\Upsilon_{mm}C_+)}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}} \\ \frac{S'_{ee}-\Gamma_{m1}(S_{ee}\Gamma_{mm}+C_-C_+)}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}} & \frac{S_{ee}-\Gamma_{m1}(S'_{ee}\Gamma_{mm}+C_-C_+)}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}} & \frac{C_--\Gamma_{m1}(C_-\Gamma_{mm}+\Upsilon_{mm}C_+)}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}} \\ \frac{C_+-\Gamma_{m1}(C_-\Upsilon_{mm}-C_+\Gamma_{mm})}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}} & \frac{C_+-\Gamma_{m1}(C_+\Gamma_{mm}+C_-\Upsilon_{mm})}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}} & \frac{\Gamma_{mm}-\Gamma_{m1}(\Gamma_{mm}^2+\Upsilon_{mm}^2)}{1-\Gamma_{m1}\Gamma_{mm}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{m2} \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} D_{ee} & D'_{ee} & D_{em} \\ D'_{ee} & D_{ee} & D_{em} \\ D_{me} & D_{me} & D_{mm} \end{bmatrix}
 \end{aligned} \quad (4.19)$$

et

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} b_{e3} \\ b_{e4} \\ b_{m3} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \frac{S_{ee}-\Gamma_{m4}(S_{ee}\Gamma_{mm}+C_+C_-)}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}} & \frac{S'_{ee}-\Gamma_{m4}(S'_{ee}\Gamma_{mm}+C_+C_-)}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}} & \frac{C_+-\Gamma_{m4}(C_+\Gamma_{mm}+\Upsilon_{mm}C_-)}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}} \\ \frac{S'_{ee}-\Gamma_{m4}(S'_{ee}\Gamma_{mm}+C_+C_-)}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}} & \frac{S_{ee}-\Gamma_{m4}(S_{ee}\Gamma_{mm}+C_+C_-)}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}} & \frac{C_+-\Gamma_{m4}(C_+\Gamma_{mm}+\Upsilon_{mm}C_-)}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}} \\ \frac{C_--\Gamma_{m4}(C_-\Gamma_{mm}+C_+\Upsilon_{mm})}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}} & \frac{C_--\Gamma_{m4}(C_-\Gamma_{mm}+C_+\Upsilon_{mm})}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}} & \frac{\Gamma_{mm}-\Gamma_{m4}(\Gamma_{mm}^2+\Upsilon_{mm}^2)}{1-\Gamma_{m4}\Gamma_{mm}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{e3} \\ a_{e4} \\ a_{m3} \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} E_{ee} & E'_{ee} & E_{em} \\ E'_{ee} & E_{ee} & E_{em} \\ E_{me} & E_{me} & E_{mm} \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{4.20}$$

En prenant en compte la propagation des ondes de spin,  $\begin{cases} a_{m2} = S_{p,11}b_{m2} + S_{p,12}b_{m3} \\ a_{m3} = S_{p,21}b_{m2} + S_{p,22}b_{m3} \end{cases}$ , il est possible de définir les ondes magnétiques  $a_{m2}$  et  $a_{m3}$  en fonction des ondes électriques,  $a_{e1}$  à  $a_{e4}$ . Il vient alors le système global du coupleur qui s'exprime par :

$$\begin{cases} a_{m2} = S_{p,11}(D_{me}a_{e1} + D_{me}a_{e2} + D_{mm}a_{m2}) + S_{p,12}(E_{me}a_{e3} + E_{me}a_{e4} + E_{mm}a_{m3}) \\ = \frac{S_{p,11}D_{me}}{1-S_{p,11}D_{mm}} \frac{S_{p,12}E_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}} \frac{S_{p,21}D_{me}}{1-S_{p,22}E_{mm}} a_{e1} + \frac{S_{p,11}D_{me}}{1-S_{p,11}D_{mm}} \frac{S_{p,12}E_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}} \frac{S_{p,21}D_{me}}{1-S_{p,22}E_{mm}} a_{e2} \\ + \frac{1-\frac{S_{p,12}E_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}} \frac{S_{p,21}D_{mm}}{1-S_{p,22}E_{mm}}}{1-\frac{S_{p,12}E_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}} \frac{S_{p,21}D_{mm}}{1-S_{p,22}E_{mm}}} a_{e3} + \frac{1-\frac{S_{p,12}E_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}} \frac{S_{p,21}D_{mm}}{1-S_{p,22}E_{mm}}}{1-\frac{S_{p,12}E_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}} \frac{S_{p,21}D_{mm}}{1-S_{p,22}E_{mm}}} a_{e4} \\ a_{m3} = S_{p,21}(D_{me}a_{e1} + D_{me}a_{e2} + D_{mm}a_{m2}) + S_{p,22}(E_{me}a_{e3} + E_{me}a_{e4} + E_{mm}a_{m3}) \\ = \frac{S_{p,21}D_{me}}{1-S_{p,22}E_{mm}} \left(1 + \frac{S_{p,11}D_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}}\right) a_{e1} + \frac{S_{p,21}D_{me}}{1-S_{p,22}E_{mm}} \left(1 + \frac{S_{p,11}D_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}}\right) a_{e2} \\ + \frac{1-\frac{S_{p,21}D_{mm}}{1-S_{p,22}E_{mm}} \frac{S_{p,12}E_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}}}{1-\frac{S_{p,21}D_{mm}}{1-S_{p,22}E_{mm}} \frac{S_{p,12}E_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}}} a_{e3} + \frac{1-\frac{S_{p,21}D_{mm}}{1-S_{p,22}E_{mm}} \frac{S_{p,12}E_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}}}{1-\frac{S_{p,21}D_{mm}}{1-S_{p,22}E_{mm}} \frac{S_{p,12}E_{mm}}{1-S_{p,11}D_{mm}}} a_{e4} \end{cases}$$

Finalement, cette expression permet d'obtenir la forme complète des paramètres  $S$  du système pour un champ magnétique positif,  $+B_0$ . Ce système s'exprime par :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{e3} \\ b_{e4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} \Big|_{B=+B_0} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{e3} \\ a_{e4} \end{bmatrix} \tag{4.21}$$

avec les coefficients suivants :

$$\begin{aligned}
 S_{11} = S_{22} &= D_{ee} + \frac{Dem \left( \frac{S_{p,11}Dme}{1-S_{p,11}Dmm} + \frac{S_{p,12}Emm}{1-S_{p,11}Dmm} \frac{S_{p,21}Dme}{1-S_{p,22}Emm} \right)}{1 - \frac{S_{p,12}Emm}{1-S_{p,11}Dmm} \frac{S_{p,21}Dmm}{1-S_{p,22}Emm}} \\
 S_{33} = S_{44} &= E_{ee} + \frac{Em \left( \frac{S_{p,22}Eme}{1-S_{p,22}Emm} + \frac{S_{p,21}Dmm}{1-S_{p,22}Emm} \frac{S_{p,12}Eme}{1-S_{p,11}Dmm} \right)}{1 - \frac{S_{p,21}Dmm}{1-S_{p,22}Emm} \frac{S_{p,12}Emm}{1-S_{p,11}Dmm}} \\
 S_{21} = S_{12} &= D'_{ee} + \frac{Dem \left( \frac{S_{p,11}Dme}{1-S_{p,11}Dmm} + \frac{S_{p,12}Emm}{1-S_{p,11}Dmm} \frac{S_{p,21}Dme}{1-S_{p,22}Emm} \right)}{1 - \frac{S_{p,12}Emm}{1-S_{p,11}Dmm} \frac{S_{p,21}Dmm}{1-S_{p,22}Emm}} \\
 S_{43} = S_{34} &= E'_{ee} + \frac{Em \left( \frac{S_{p,22}Eme}{1-S_{p,22}Emm} + \frac{S_{p,21}Dmm}{1-S_{p,22}Emm} \frac{S_{p,12}Eme}{1-S_{p,11}Dmm} \right)}{1 - \frac{S_{p,21}Dmm}{1-S_{p,22}Emm} \frac{S_{p,12}Emm}{1-S_{p,11}Dmm}} \\
 S_{31} = S_{42} = S_{41} = S_{32} &= \frac{Em \frac{S_{p,21}Dme}{1-S_{p,22}Emm} \left( 1 + \frac{S_{p,11}Dmm}{1-S_{p,11}Dmm} \right)}{1 - \frac{S_{p,21}Dmm}{1-S_{p,22}Emm} \frac{S_{p,12}Emm}{1-S_{p,11}Dmm}} \\
 S_{13} = S_{24} = S_{14} = S_{23} &= \frac{Dem \frac{S_{p,12}Eme}{1-S_{p,11}Dmm} \left( 1 + \frac{S_{p,22}Emm}{1-S_{p,22}Emm} \right)}{1 - \frac{S_{p,12}Emm}{1-S_{p,11}Dmm} \frac{S_{p,21}Dmm}{1-S_{p,22}Emm}}
 \end{aligned}$$

Pour le coupleur complet et symétrique, il s'avère que ce dernier n'est décrit que par six paramètres. Dans le cas général, la réponse de chaque antenne sur elle-même est symétrique, comme le laissait prévoir la géométrie du système, et est modifiée par les ondes de spin (dépendance aux paramètres de propagation). Pour les deux antennes, elle est de la forme  $\begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} \end{bmatrix}$  et  $\begin{bmatrix} S_{33} & S_{43} \\ S_{43} & S_{33} \end{bmatrix}$ . La communication d'une antenne vers l'autre n'est décrite que par un seul paramètre  $S_{31}$  ou  $S_{13}$  suivant le sens de propagation. Ces paramètres de propagation,  $S_{31}$  et  $S_{13}$ , n'étant pas identiques, la matrice  $S$  globale n'est pas symétrique malgré la géométrie à cause de la non équivalence entre les deux sens de propagation pour des ondes de spin de surface.

### 4.2.3 Cas d'un système classique

Comme cela a été rappelé au début du chapitre (*cf.* équation 4.2), la propagation des ondes de spin dans un matériau homogène est caractérisée par une matrice chaîne diagonale traduisant un retard et une atténuation sur la longueur de la propagation. Ici la propagation se limitera au cas sans perte, c'est-à-dire,  $S_{p,11} = S_{p,22} = 0$  et  $C = S_{p,12} = S_{p,21} = e^{-j k L}$  pour le vecteur d'onde  $k$  et une longueur de propagation  $L$ .

En considérant  $S_{p,11} = S_{p,22} = 0$  et  $S_{p,12} = S_{p,21} = C$ , le cas général décrit par la relation 4.21 se simplifie par :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{e3} \\ b_{e4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} \Big|_{B=+B_0} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{e3} \\ a_{e4} \end{bmatrix} \quad (4.22)$$

avec les coefficients suivants :

$$\begin{aligned}
 S_{11} = S_{22} &= D_{ee} + \frac{C^2 D_{em} D_{me} E_{mm}}{1 - C^2 D_{mm} E_{mm}} \\
 S_{33} = S_{44} &= E_{ee} + \frac{C^2 D_{mm} E_{em} E_{me}}{1 - C^2 D_{mm} E_{mm}} \\
 S_{21} = S_{12} &= D'_{ee} + \frac{C^2 D_{em} D_{me} E_{mm}}{1 - C^2 D_{mm} E_{mm}} \\
 S_{43} = S_{34} &= E'_{ee} + \frac{C^2 D_{mm} E_{em} E_{me}}{1 - C^2 D_{mm} E_{mm}} \\
 S_{31} = S_{42} = S_{41} = S_{32} &= \frac{C D_{me} E_{em}}{1 - C^2 D_{mm} E_{mm}} \\
 S_{13} = S_{24} = S_{14} = S_{23} &= \frac{C D_{em} E_{me}}{1 - C^2 D_{mm} E_{mm}}
 \end{aligned}$$

De la même manière, en se plaçant dans un cas sans réflexion d'onde de spin en bout de film ( $\Gamma_{m1} = \Gamma_{m4} = 0$  obtenue pour un film magnétique biseauté), des simplifications supplémentaires apparaissent. Les coefficients des relations 4.19 et 4.20 s'expriment alors par :

$$\begin{aligned}
 E_{ee} &= D_{ee} = S_{ee} \\
 E'_{ee} &= D'_{ee} = S'_{ee} \\
 E_{me} &= D_{em} = C_- \\
 E_{em} &= D_{me} = C_+ \\
 E_{mm} &= D_{mm} = \Gamma_{mm}
 \end{aligned} \tag{4.23}$$

Au final ces simplifications laissent apparaître un cas particulièrement intéressant, celui d'un système constitué d'un matériau magnétique homogène ( $S_{p,11} = S_{p,22} = 0$  et  $S_{p,12} = S_{p,21} = C = e^{-j^k L}$ ) et ne présentant pas de réflexion d'ondes de spin ( $\Gamma_{m1} = \Gamma_{m4} = 0$ ) en bout de YIG. Il permet d'obtenir une forme particulièrement simplifiée des paramètres de répartition du système, pour un champ magnétique positif  $+B_0$  :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{e3} \\ b_{e4} \end{bmatrix} = \left[ \begin{array}{cc|cc} S_{ee} + S_{mod} & S'_{ee} + S_{mod} & \frac{CC_-^2}{1 - C^2 \Gamma_{mm}^2} & \frac{CC_-^2}{1 - C^2 \Gamma_{mm}^2} \\ S'_{ee} + S_{mod} & S_{ee} + S_{mod} & \frac{CC_+^2}{1 - C^2 \Gamma_{mm}^2} & \frac{CC_+^2}{1 - C^2 \Gamma_{mm}^2} \\ \hline \frac{CC_+^2}{1 - C^2 \Gamma_{mm}^2} & \frac{CC_+^2}{1 - C^2 \Gamma_{mm}^2} & S_{ee} + S_{mod} & S'_{ee} + S_{mod} \\ \frac{CC_-^2}{1 - C^2 \Gamma_{mm}^2} & \frac{CC_-^2}{1 - C^2 \Gamma_{mm}^2} & S'_{ee} + S_{mod} & S_{ee} + S_{mod} \end{array} \right]_{B=+B_0} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{e3} \\ a_{e4} \end{bmatrix} \tag{4.24}$$

avec  $S_{mod} = \frac{C^2 C_+ C_- \Gamma_{mm}}{1 - C^2 \Gamma_{mm}^2}$ .

Notons que le système de l'équation 4.24 n'est valable que pour un champ magnétique positif  $+B_0$ . En reprenant le cheminement utilisé ci-dessus, pour une inversion du champ magnétique, il vient alors que la matrice globale des paramètres  $S$  se transpose également. En effet, lorsque le champ magnétique s'inverse, la propagation privilégiée des ondes de spin

s'inverse, et la matrice globale des paramètres se transpose également pour obtenir :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{e3} \\ b_{e4} \end{bmatrix} = \left[ \begin{array}{cc|cc} S_{ee} + S_{mod} & S'_{ee} + S_{mod} & \frac{CC_+^2}{1-C^2\Gamma_{mm}^2} & \frac{CC_+^2}{1-C^2\Gamma_{mm}^2} \\ S'_{ee} + S_{mod} & S_{ee} + S_{mod} & \frac{CC_+^2}{1-C^2\Gamma_{mm}^2} & \frac{CC_+^2}{1-C^2\Gamma_{mm}^2} \\ \hline \frac{CC_-^2}{1-C^2\Gamma_{mm}^2} & \frac{CC_-^2}{1-C^2\Gamma_{mm}^2} & S_{ee} + S_{mod} & S'_{ee} + S_{mod} \\ \frac{CC_-^2}{1-C^2\Gamma_{mm}^2} & \frac{CC_-^2}{1-C^2\Gamma_{mm}^2} & S'_{ee} + S_{mod} & S_{ee} + S_{mod} \end{array} \right]_{B=-B_0} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{e3} \\ a_{e4} \end{bmatrix} \quad (4.25)$$

Cette première modélisation des paramètres  $S$  pour un système symétrique, adapté magnétiquement ( $\Gamma_{m1} = \Gamma_{m4} = 0$ ), simplifié ( $S_{p,11} = S_{p,22} = 0$  et  $S_{p,12} = S_{p,21} = C = e^{-JkL}$ ) et dont le couplage entre antennes est uniquement dû aux ondes de spin met en évidence un comportement asymétrique du système. Les paramètres régissant le comportement des antennes sur elles-mêmes sont identiques pour les deux antennes et ne dépendent pas de la direction du champ magnétique. Par contre, les paramètres régissant le comportement d'une antenne sur l'autre sont identiques entre eux dès lors que le champ magnétique est inversé.

Ce comportement est encore plus visible lorsque l'antenne n'a pas d'effet sur la propagation des ondes de spin elles-mêmes ( $\Gamma_{mm} = 0$  et  $\Upsilon_{mm} = 1$ ), le terme  $S_{mod}$  disparaissant. La matrice  $S$  devient alors :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{e3} \\ b_{e4} \end{bmatrix} = \left[ \begin{array}{cc|cc} S_{ee} & S'_{ee} & CC_-^2 & CC_-^2 \\ S'_{ee} & S_{ee} & CC_-^2 & CC_-^2 \\ \hline CC_+^2 & CC_+^2 & S_{ee} & S'_{ee} \\ CC_+^2 & CC_+^2 & S'_{ee} & S_{ee} \end{array} \right]_{B=+B_0} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{e3} \\ a_{e4} \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

#### 4.2.4 Passage d'un système adapté au porte-échantillon

Jusqu'à présent, la modélisation du système permettant d'arriver à la relation 4.26 décrit le coupleur de la figure 4.4. Pour aller plus loin, en plaçant des courts-circuits sur les ports électriques 2 et 4 ( $\Gamma_{e2} = -1$  et  $\Gamma_{e4} = -1$ ), il vient alors le modèle d'un quadripôle dont les entrées sorties sont les ports 1 et 3. Ce quadripôle a la particularité de modéliser la partie du porte-échantillon court-circuité et sur lequel est posé le film de YIG. Les paramètres  $S$  de ce système s'expriment par :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{13} \\ S_{31} & S_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e3} \end{bmatrix} \quad (4.27)$$

avec les coefficients suivants :

$$\begin{aligned}
 S_{11} &= S_{ee} + \frac{s'_{ee}(C^2 C_-^2 C_+^2 - s'_{ee} s_{ee} - s'_{ee}) + (CC_+^2)^2 (s'_{ee} - s_{ee} - 1)}{1 + s_{ee} + s_{ee}^2 - C^2 C_-^2 C_+^2} \\
 S_{13} &= CC_-^2 + \frac{CC_-^2 (s'_{ee} (s'_{ee} - s_{ee} - 1) + (C^2 C_-^2 C_+^2 - s_{ee} s'_{ee} - s'_{ee}))}{1 + s_{ee} + s_{ee}^2 - C^2 C_-^2 C_+^2} \\
 S_{31} &= CC_+^2 + \frac{CC_+^2 (s'_{ee} (s'_{ee} - s_{ee} - 1) + (C^2 C_-^2 C_+^2 - s'_{ee} s_{ee} - s'_{ee}))}{1 + s_{ee} + s_{ee}^2 - C^2 C_-^2 C_+^2} \\
 S_{33} &= S_{ee} + \frac{s'_{ee}(C^2 C_-^2 C_+^2 - s_{ee} s'_{ee} - s'_{ee}) + (CC_-^2)^2 (s'_{ee} - s_{ee} - 1)}{1 + s_{ee} + s_{ee}^2 - C^2 C_-^2 C_+^2}
 \end{aligned}$$

Il est à noter que cette modélisation des paramètres  $S$  (cf. relation 4.27) ne prend pas en compte l'effet de l'adaptation du porte-échantillon déterminé à la section 2.1. Cette étude pourra être menée ultérieurement.

Tous les portes-échantillons décrits dans ce manuscrit peuvent être modélisés suivant ce schéma dès lors que les ports électriques  $e2$  et  $e4$  sont court-circuités. Le tableau 4.1 regroupe les paramètres  $\Gamma_e$  et  $\Gamma_m$  en fonction de la mise en œuvre choisie au chapitre 3. La présence de  $\Gamma_m$  et  $\Gamma_e$  en bout de ligne correspond à transformer le système, octopôles, en un quadripôle, tel que déjà vu.

TABLE 4.1 – Paramètres de réflexions des portes-échantillons du chapitre 3.

Élément sensible	(YIG, PE) <sup>(a)</sup>	$(\Gamma_{e2}, \Gamma_{e4}, \Gamma_{m1}, \Gamma_{m4})$	
d0	(b2, c1)	(-1, -1, 0, 0)	
d1	(a1, c1)	(-1, -1, -1, -1)	
d2	(b1, c1)	(-1, -1, -1, -1)	
d3	(b2, c2)	(-1, -1, 0, 0)	

(a). PE : Porte-échantillon

### 4.2.5 Conclusion

Cette première mise en œuvre a permis de déterminer l'aspect symétrique et réciproque du système. Ici, la réciprocité est déterminée au sens du système polarisé en champ magnétique. De manière générale la réciprocité d'un système est déterminée par l'égalité  $[S] = [S]^T$ , où  $[S]^T$  est la matrice transposée de  $[S]$ . Or, dans le cas d'onde de spin de surface la réciprocité n'est pas validée car  $CC_+^2 \neq CC_-^2$ . Cependant, cette condition est remplie lorsque le champ magnétique est inversé en même temps que la source. Il apparaît alors un système réciproque tel que :

$$S_{31}|_{B=+B_0} = S_{13}|_{B=-B_0} \quad (4.28)$$

Dans ces conditions, les termes anti-diagonaux permettent de déterminer le rapport entre les amplitudes des paramètres identiques, mais avec un champ opposé, par exemple  $|S_{31}|_{B=+B_0}$  et  $|S_{31}|_{B=-B_0}$ , et noté  $r_{c1}$ . Ce rapport s'exprime par :

$$\begin{aligned} \frac{|S_{31}|_{B=-B_0}}{|S_{31}|_{B=+B_0}} &= r_{c1} \\ &= \frac{CC_-^2}{CC_+^2} \\ &= \left(\frac{C_-}{C_+}\right)^2 \end{aligned} \quad (4.29)$$

De plus, en première approximation, il apparaît que la variation de la phase, qui peut déterminer comme est l'image de la variation du vecteur d'onde, s'exprime par :

$$C = e^{-JkL} \quad (4.30)$$

où,  $e^{-JkL}$  détermine la propagation spatiale de l'onde de spin suivant l'axe  $x$  et leur pulsation temporelle. Ce coefficient de propagation détermine également le spectre de la phase [96].

## 4.3 Mesures de caractérisation sur un échantillon

### 4.3.1 Principe de caractérisation

Après avoir modélisé le système symétrique et adapté dans la section précédente, ce système sera caractérisé dans cette section. Le coupleur étudié dans cette partie du travail est représenté dans la figure 4.5 et possède les caractéristiques suivantes. Ce coupleur se compose de deux lignes parallèles séparées de 9 mm, de largeur de 250  $\mu\text{m}$ , gravées sur un substrat de Rogers RO3003. Aux extrémités de chaque ligne sont soudés des connecteurs SMA. Enfin, la longueur des lignes est de 7 mm permettant ainsi le bon placement du film de YIG. Il est à noter qu'un soin particulier sera apporté au placement du matériau YIG pour qu'il soit bien centré sur le porte-échantillon de mesure. Aussi, le formalisme de numérotation des ports

utilisés durant les mesures reprend celui généralement utilisé lors de l'étude de coupleurs [69]. Enfin, lors des mesures, le film de YIG biseauté b2, présenté dans la section 3.1, est utilisé. En reprenant la notation des éléments sensibles utilisée durant le chapitre 3, cet élément est noté d4 ; *i.e.* est l'assemblage de l'échantillon b2 et du porte-échantillon c3.

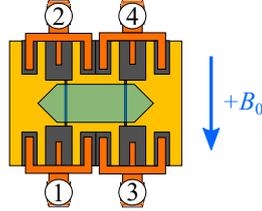


FIGURE 4.5 – Représentation du coupleur, noté d4, utilisé pour les mesures de caractérisation.

Aussi, le banc de mesure décrit à la section 3.2.1, ne permet pas de caractériser les seize paramètres  $S$  en une seule fois. Afin de caractériser complètement le système, cette caractérisation passe par une série de connexions et de déconnexions des différents ports composant ce système au banc de mesure. Dans notre cas, le multiport possède 4 ports, il faudra alors un minimum de 6 mesures pour caractériser le système. Les mesures présentées dans la suite de ce chapitre sont issues des six mesures listées dans le tableau 4.2.

TABLE 4.2 – Liste des mesures réalisées sur les coupleurs et affichées dans les graphiques 4.6 et 4.7.

n°	Paramètres étudiés	Paramètres non étudiés	Connexion des ports du VNA (1,2) sur les ports du coupleur (. , .)
1	11, 12, 21, 22		(1,2)
2	13, 31, 33	11	(1,3)
3	14, 41, 44	11	(1,4)
4	23, 32	22, 33	(2,3)
5	24, 42	22, 44	(2,4)
6	34, 43	33, 44	(3,4)

Lors des six mesures, la mesure se fait par pair de ports. Lorsqu'une paire de ports est connectée au banc de mesure, la paire restante et non utilisée est terminée par des terminaisons adaptées à  $50 \Omega$  [97, 98]. Dans ce cas, les paramètres  $S$  mesurés peuvent alors directement être utilisés et leur coefficients tracés. Cependant, pour une mesure précise des paramètres  $S$ , ou pour des systèmes plus sensibles en termes de caractérisation, cette méthode de mesure ne peut pas être utilisée car les terminaisons  $50 \Omega$  possèdent des disparités dans leurs valeurs. Afin de s'affranchir des erreurs de mesure, une deuxième méthode consiste à mesurer les paramètres  $S$  par paire de ports, tout en veillant à ce qu'un des ports restant ait comme terminaison un dispositif à fort coefficient de réflexion ; par exemple, un circuit ouvert ou un court-circuit. Les paramètres  $S$  mesurés sont ensuite normalisés par les coefficients de réflexion de chaque port comme cela est expliqué dans [99, 100]. Enfin, dans le

commerce il existe des analyseurs permettant de mesurer des systèmes allant de 2 à 24 voies simultanément. Cependant, ces outils sont souvent très onéreux.

Lors de la première série de mesure au VNA, les douze mesures différentes ont été réalisées et les paramètres superposés. Elles correspondent aux six décrites dans le tableau 4.2 et aux six identiques obtenues en inversant les deux ports du VNA. La redondance de ces mesures a été utilisée pour s'assurer de la cohérence de la mesure et pour détecter d'éventuelles mauvaises manipulations. Au final, les mesures étant supposées correctes, seules les termes du tableau 4.2 sont exploités.

### 4.3.2 Résultats des caractérisations pour la mise en œuvre d4

Les figures 4.6 et 4.7 présentent les seize caractéristiques en amplitude et en phase des paramètres  $S$  de l'élément d4, mesurées en fonction de la fréquence d'excitation. Ces mesures sont réalisées dans la zone linéaire du YIG, pour une puissance incidente de  $-10$  dBm (*cf.* figure 3.12). Pour rappel, ces figures sont obtenues par partie avec les différentes mesures réalisées suivant la liste du tableau 4.2. Aussi, les mesures sont réalisées pour les quatre conditions de mise en œuvre différentes présentées dans le chapitre précédent, à savoir : le porte-échantillon seul (PE), le porte-échantillon avec un film de YIG (PE&YIG), le coupleur complet avec un champ magnétique positif et négatif (PE&YIG  $+B_0$  et PE&YIG  $-B_0$ ).

Grâce à la géométrie symétrique du coupleur, comme attendu, une symétrie dans les caractéristiques des paramètres  $S$  est observée. Comme pour les mesures dans le chapitre 3, une analyse rapide permet de valider la propagation d'onde de spin.

Pour un champ magnétique d'amplitude  $B_0 = 7,35$  mT, la fenêtre fréquentielle dans laquelle apparaissent les ondes de spin est bornée par  $f_{min} = 1,1$  GHz et  $f_{max} = 2,64$  GHz (pour rappel  $f_{RFM} = 1,04$  GHz). Cette fenêtre fréquentielle est affichée sur l'amplitude du paramètre  $S_{31}$ . Sur les caractéristiques et en reprenant la notation adoptée dans l'équation 4.26, la propagation est particulièrement visible sur les paramètres notées  $CC_+^2$  et  $CC_-^2$ . De plus, sur l'amplitude de ces paramètres, il apparaît une différence entre les mesures pour un champ magnétique positif et négatif. Alors que, sur les paramètres notées  $S_{ee}$  et  $S'_{ee}$ , lorsque l'onde de spin se propage dans le film, quel que soit le champ magnétique appliqué, les courbes se superposent. Cela montre que la puissance absorbée par l'antenne est bien couplée avec la propagation magnétique, dépendant du sens de propagation par un couplage différent, reste identique. De plus, la non réciprocity de la propagation d'onde de spin de surface est une fois de plus vérifié.

Lorsque le YIG est déposé sur le coupleur (courbes oranges), les paramètres notés  $S_{ee}$  (*cf.* équation 4.26) sont modifiés par rapport aux antennes seules (PE). En effet, les caractéristiques linéiques de la ligne de propagation sont modifiées par la présence du film de YIG. Cette mesure des paramètres  $S$  (réfléchies et directs à travers la ligne microstrip verticale,

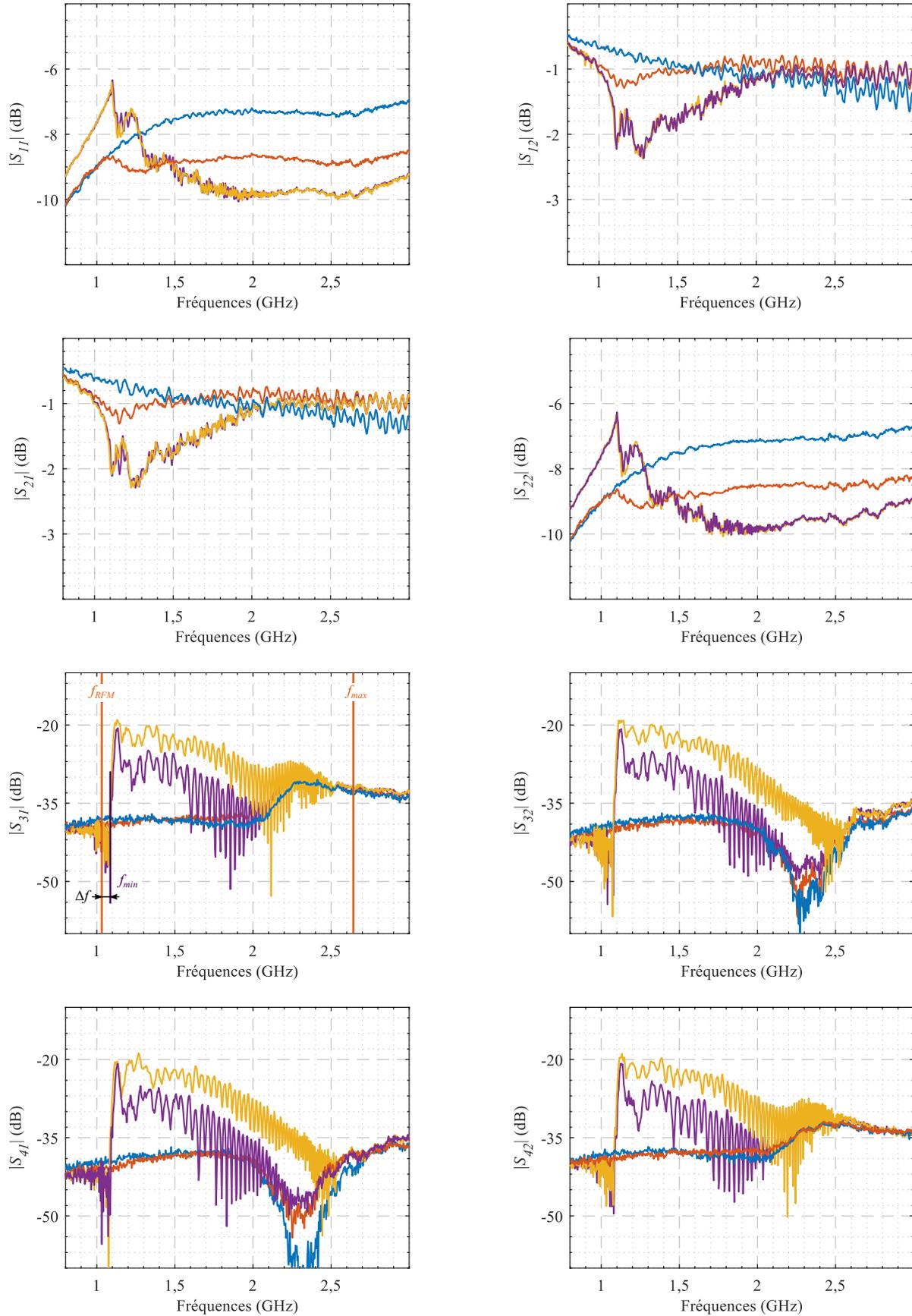
port 1 vers 2, et 3 vers 4) est directement associée au coefficient de perméabilité du milieu dans lequel se trouve la ligne microstrip.

Le coefficient de couplage direct ( $CC_+^2$  et  $CC_-^2$ ) du coupleur seul, n'est lui pas modifié par la présence du YIG non polarisé en champ magnétique. Comme pour la section 3.2, en l'absence du champ magnétique statique, la forte résistivité du matériau YIG, ne permet pas la transmission d'un signal entre les deux antennes.

Enfin, alors que le film de YIG utilisé (biseauté) devrait permettre de supprimer la réflexion des ondes de spin en bout de ligne magnétique, les caractéristiques en amplitude possède de fortes variations sous la forme d'un réseau de pics. Malgré leur présences, dans cette première étude, ces pics ne seront pas analysés.

Pour poursuivre l'analyse sur ces caractéristiques, les paramètres  $S$  des figures 4.6 et 4.7 sont superposés en suivant les coefficients de la relation 4.26. Cette procédure est réalisée à la fois pour un champ magnétique positif et négatif.





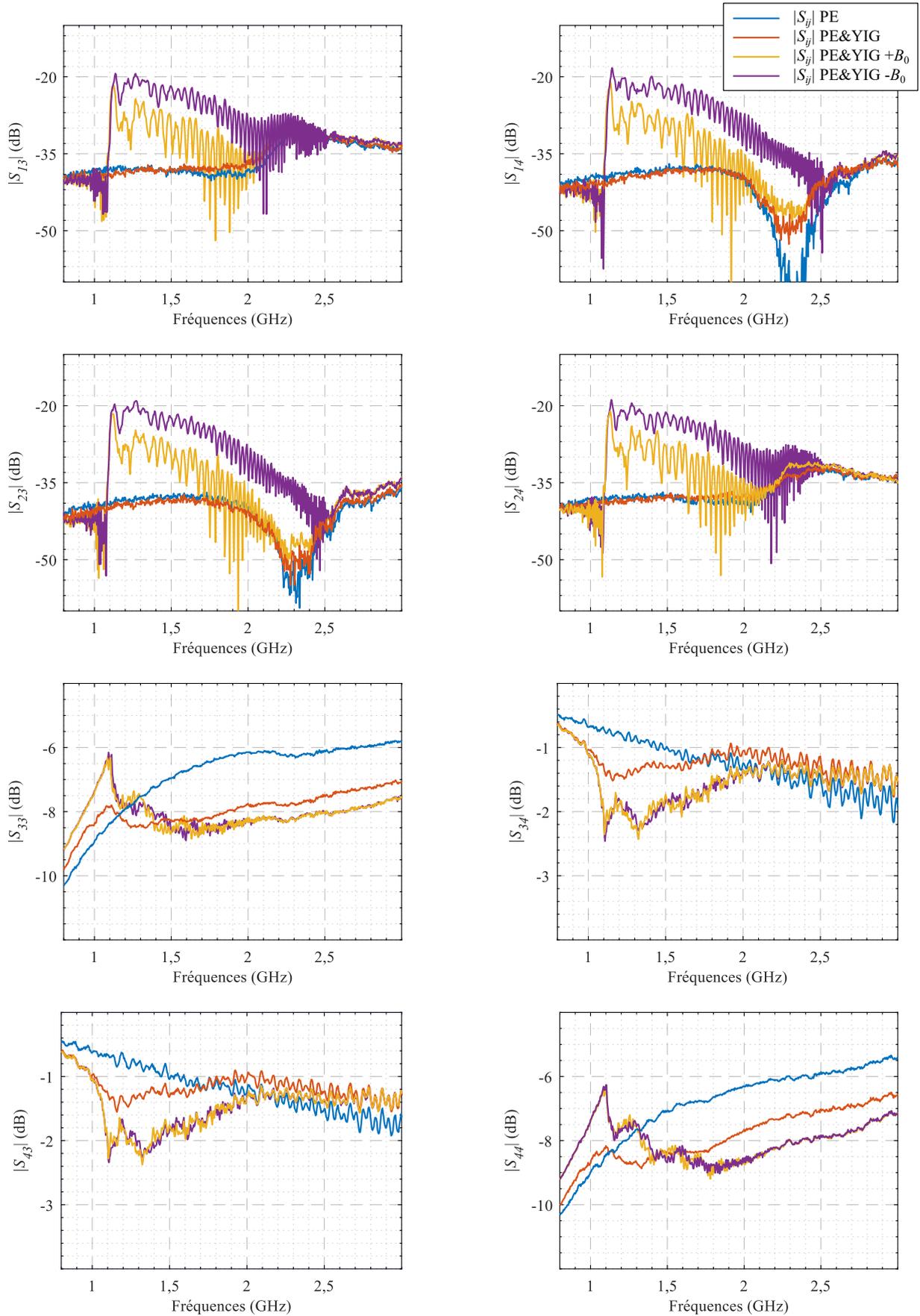
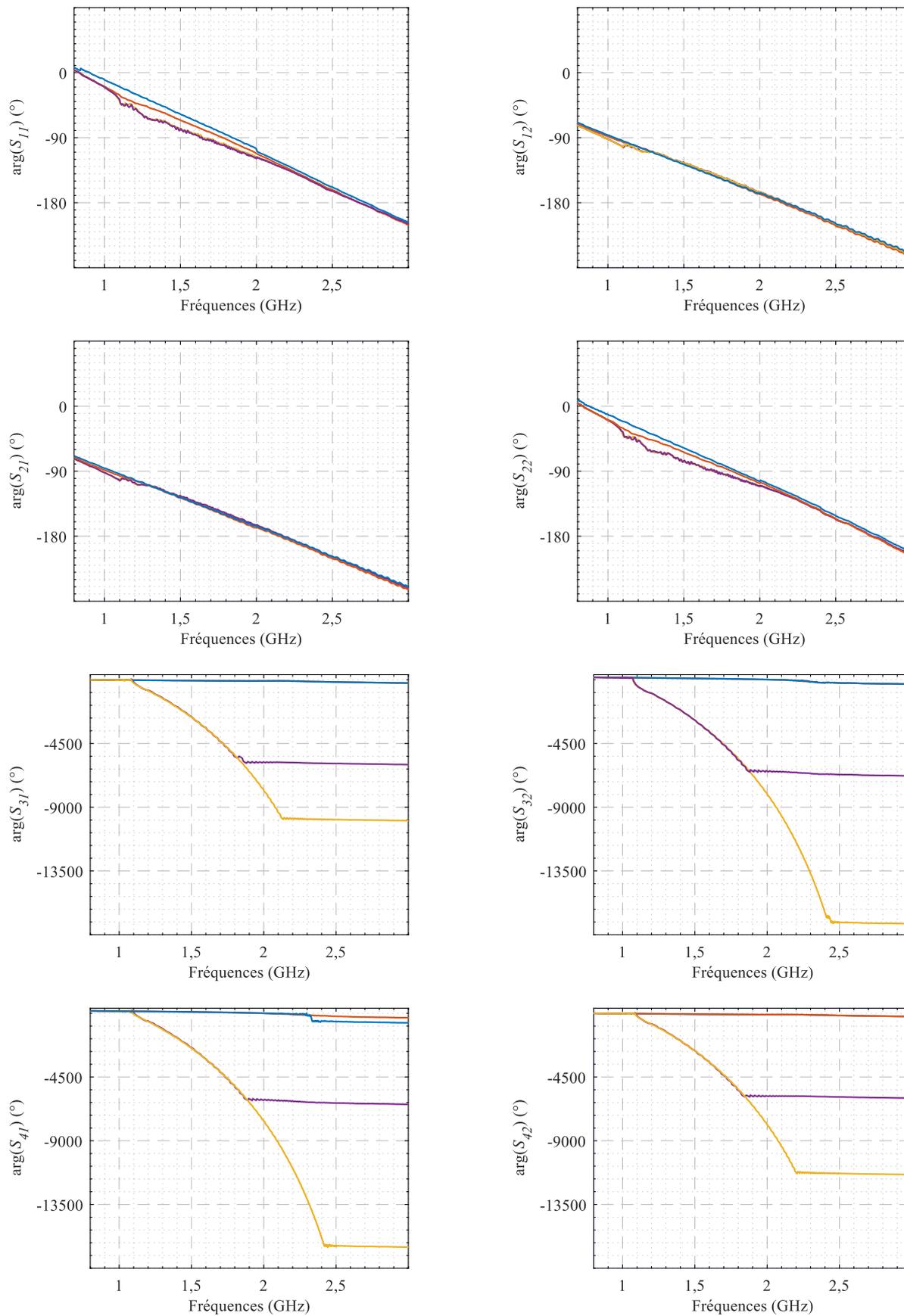


FIGURE 4.6 – Représentation des amplitudes de  $S_{11}$  à  $S_{44}$  du coupleur d4. PE : mesure du porte-échantillon seul (bleu) ; PE&YIG : mesure du porte-échantillon avec un film de YIG ; PE&YIG  $+B_0$  et PE&YIG  $-B_0$  : mesures de l'élément complet avec un champ magnétique statique.



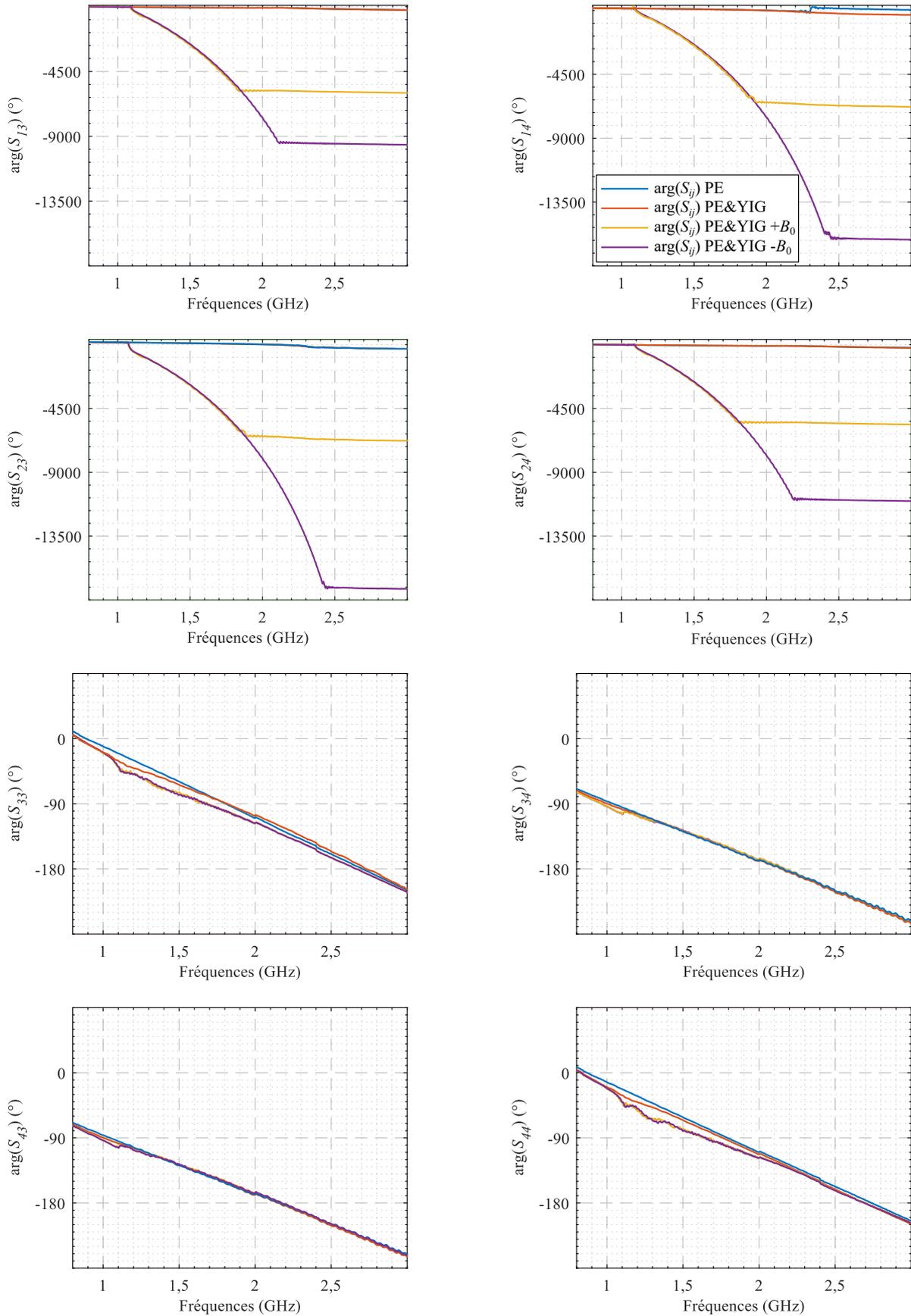


FIGURE 4.7 – Représentation des phases  $\arg(S_{11})$  à  $\arg(S_{44})$  du coupleur d4. PE : mesure du porte-échantillon seul (bleu) ; PE&YIG : mesure du porte-échantillon avec un film de YIG ; PE&YIG  $+B_0$  et PE&YIG  $-B_0$  : mesures de l'élément complet avec un champ magnétique statique.

### 4.3.3 Analyse des paramètres $S$ pour un système classique

Les figures (*cf.* figures 4.6 et 4.7) précédentes affichaient chaque paramètre de façon éclatée, sur deux graphiques à seize cases chacun. Afin de déterminer et analyser les paramètres de la relation 4.26, il est nécessaire de superposer les différentes caractéristiques qui sont théoriquement décrites par un même coefficient. Les figures 4.8 et 4.9 présentent cette superposition de paramètres en fonction de la fréquence et respectivement pour un champ  $B_0$  positif et négatif. Ainsi, il apparaît une figure avec huit graphiques représentant les amplitudes et les phases suivantes :

- figure 4.8
  - $S_{ee}$  est la superposition des paramètres  $S_{11}$ ,  $S_{22}$ ,  $S_{33}$  et  $S_{44}$  pour  $B_0$  positif et négatif ;
  - $S'_{ee}$  est la superposition des paramètres  $S_{12}$ ,  $S_{21}$ ,  $S_{34}$  et  $S_{43}$  pour  $B_0$  positif et négatif ;
- figure 4.9
  - $CC_+^2$  est la superposition des paramètres  $S_{31}$ ,  $S_{32}$ ,  $S_{41}$ ,  $S_{42}|_{B=+B_0}$  et  $S_{13}$ ,  $S_{14}$ ,  $S_{23}$ ,  $S_{24}|_{B=-B_0}$  ;
  - $CC_-^2$  est la superposition des paramètres  $S_{13}$ ,  $S_{14}$ ,  $S_{23}$ ,  $S_{24}|_{B=+B_0}$  et  $S_{31}$ ,  $S_{32}$ ,  $S_{41}$ ,  $S_{42}|_{B=-B_0}$ .

Enfin, dans cette figure, seules les mesures du dispositif polarisé en champ magnétique,  $+B_0$  et  $-B_0$  sont affichées (jaunes et violettes).

De manière générale les courbes en amplitude et en phase se superposent bien les unes aux autres. La superposition des paramètres  $S_{ee}$  et  $S'_{ee}$  se limite aux basses fréquences allant jusqu'à  $f_0 = 1,5$  GHz, tandis que pour la propagation des ondes de spin, les paramètres  $CC_+^2$  et  $CC_-^2$  se superposent jusqu'à la fréquence  $f_0 = 2$  GHz environ. Cela confirme qu'un coupleur symétrique d'onde de spin peut se modéliser suivant une forme simplifiée des relations 4.24 et 4.25.

Les disparités entre les paramètres en haute fréquence montrent que l'analyse de la section précédente est incomplète. Pour rappel, lors de cette analyse, seule la propagation des ondes de spin a été prise en compte, le couplage direct entre les lignes microstrips était négligé et les lignes microstrips étaient considérées comme identiques. En reprenant les figures 4.6 et 4.7, les paramètres du porte-échantillon ont un impact direct sur les caractéristiques des ondes de spin. Ces disparités sont donc directement liées à celles du porte-échantillon et de sa réalisation. Les courbes sans la propagation des ondes de spin (courbes bleues de la figure 4.10) attestent que ces disparités sont liées à la géométrie du porte-échantillon.

Les groupes de courbes  $\mathcal{C}$  et  $\mathcal{D}$  représente les inégalités de géométrie de chaque ligne respectivement entre les ports 1 et 2, et 3 et 4. Le groupe de courbes,  $\mathcal{E}$  et  $\mathcal{F}$  est, quant à lui, lié aux caractéristiques directes du couplage entre les lignes microstrips. Cependant, pour la

transmission de l'onde de spin, cela n'a pas d'effet si l'analyse est restreinte à des fréquences n'excédant pas  $f_0 \approx 2$  GHz. En effet, sous cette fréquence, les amplitudes et les phases des composantes  $CC_+^2$  et  $CC_-^2$  se superposent parfaitement.

En supposant des antennes différentes, les coefficients électriques  $S_{ee}$  et  $S'_{ee}$ , et les coefficients de couplage  $C_+$  et  $C_-$ , se subdivisent pour faire apparaître huit coefficients distincts, quatre pour chaque antenne. Ces coefficients sont alors notés :  $S_{1ee}$ ,  $S'_{1ee}$ ,  $S_{2ee}$ ,  $S'_{2ee}$ ,  $C_{1+}$ ,  $C_{1-}$ ,  $C_{2+}$  et  $C_{2-}$ , où les indices 1 et 2 représentent respectivement les antennes connectées aux ports 1/2 et 3/4 du porte-échantillon. En reprenant ces coefficients dans le système d'équations du coupleur (cf. équation 4.18), les paramètres  $S$  du coupleur simplifié s'expriment alors par :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{e3} \\ b_{e4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{1ee} & S'_{1ee} & CC_{1-C2-} & CC_{1-C2-} \\ S'_{1ee} & S_{1ee} & CC_{1-C2-} & CC_{1-C2-} \\ CC_{1+C2+} & CC_{1+C2+} & S_{2ee} & S'_{2ee} \\ CC_{1+C2+} & CC_{1+C2+} & S'_{2ee} & S_{2ee} \end{bmatrix}_{B=+B_0} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{e3} \\ a_{e4} \end{bmatrix} \quad (4.31)$$

Malgré les différences,  $\mathcal{C}$  et  $\mathcal{D}$ , l'évolution de l'angle pour les paramètres  $S_{ee}$  et  $S'_{ee}$  reste identique pour les deux lignes microstrips. Cependant, l'évolution de cette phase pour le coefficient  $CC_{1+C2+}$  pour un champ magnétique  $+B_0$  est directement lié à la fréquence à laquelle le couplage électrique entre les antennes devient supérieur à la propagation des ondes de spin. En effet, il apparaît que la bande d'absorption dans la caractéristique du porte-échantillon  $\mathcal{F}$  permet une propagation d'ondes de spin à une fréquence plus élevée que dans le cas  $\mathcal{E}$ . C'est pourquoi la valeur minimale de la phase dépend fortement de la mise en œuvre du coupleur.

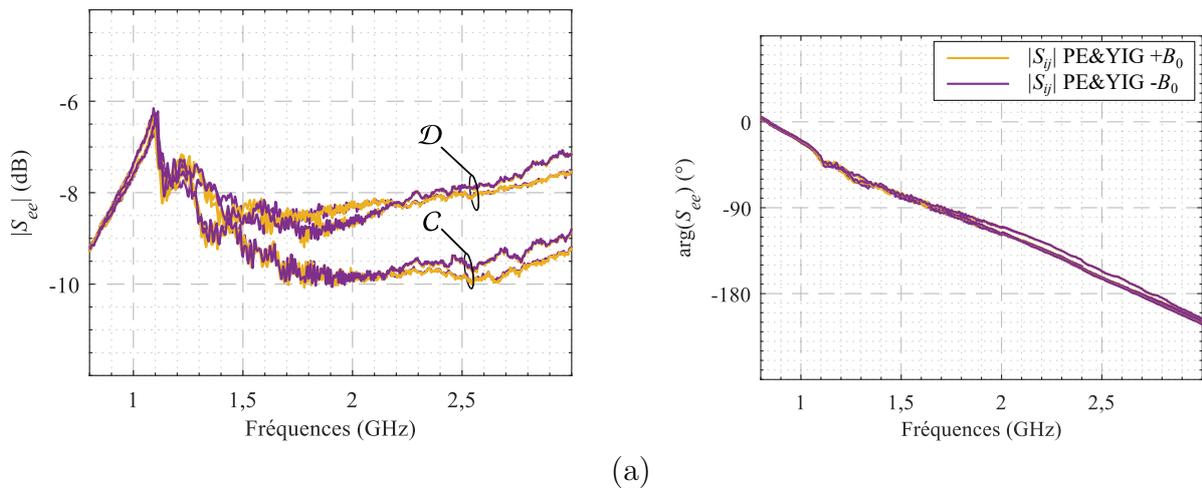
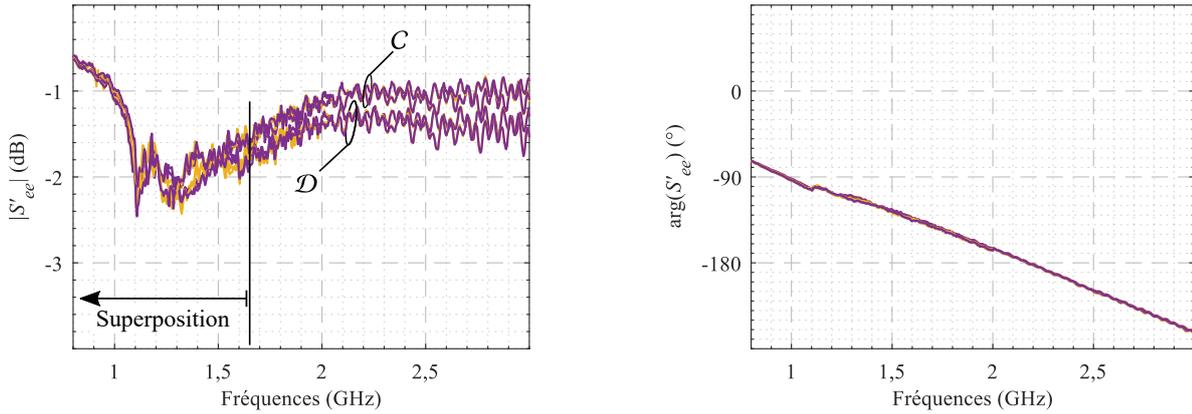


FIGURE 4.8 - Superposition des amplitudes et des phases des coefficients  $S_{ee}$  mesurés sur le coupleur d4



(b)

FIGURE 4.8 – Superposition des amplitudes et des phases des coefficients  $S'_{ee}$  de la relation 4.26 mesurées sur le coupleur d4. PE&YIG  $+B_0$  et PE&YIG  $-B_0$  : mesures de l'élément d4 respectivement pour un champ magnétique positif et négatif.

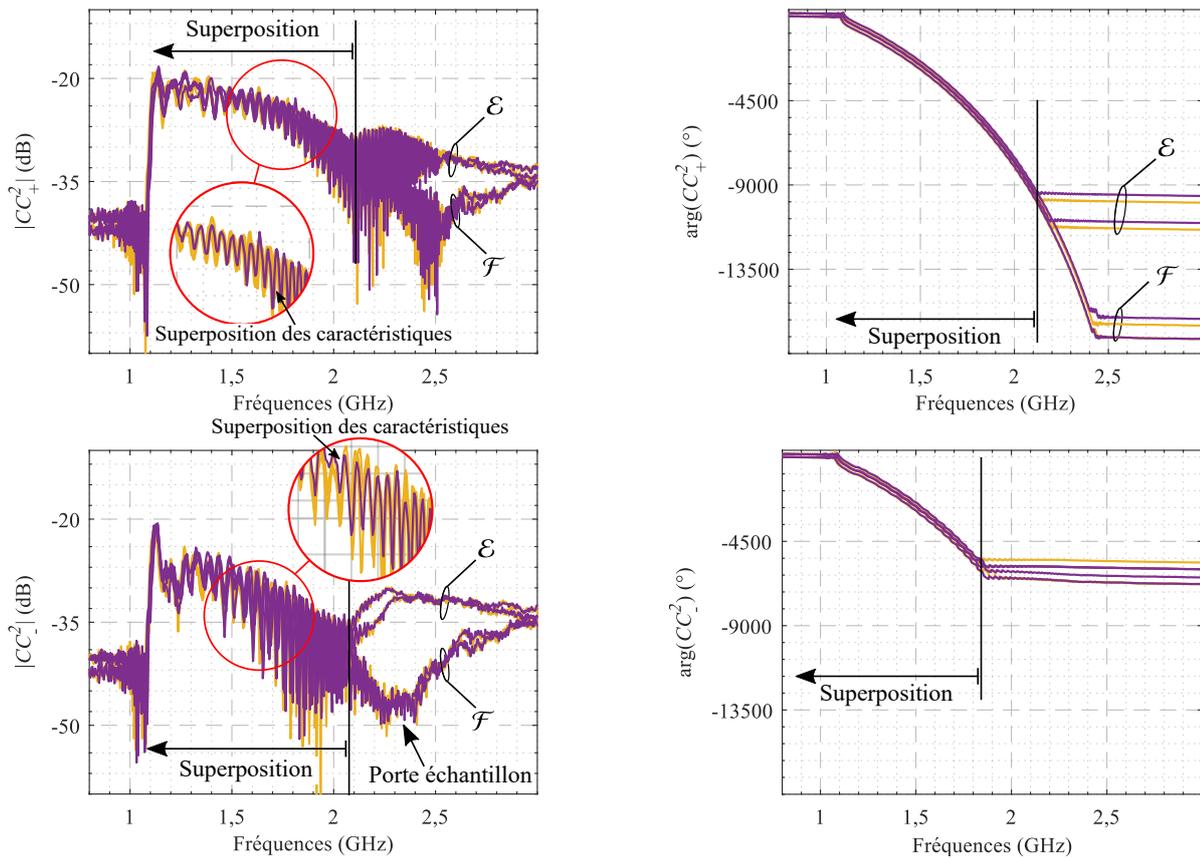


FIGURE 4.9 – Superposition des amplitudes et des phases des coefficients  $CC^2_{+}$  et  $CC^2_{-}$  de la relation 4.26 pour le coupleur d4. PE&YIG  $+B_0$  et PE&YIG  $-B_0$  : mesures de l'élément d4 respectivement pour un champ magnétique positif et négatif.

En faisant le lien avec la modélisation de la propagation des ondes de spin étudiée à

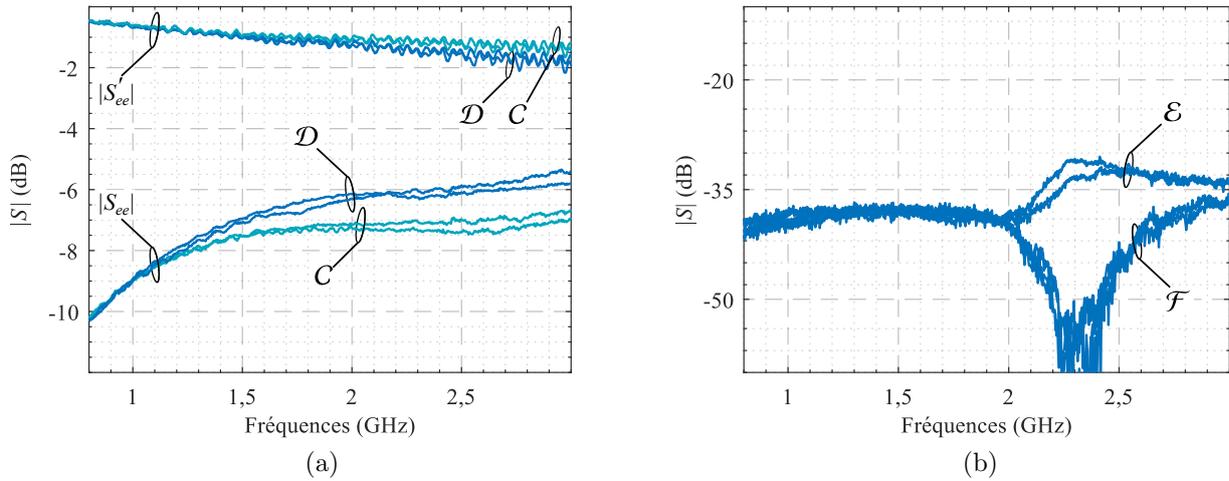


FIGURE 4.10 – Amplitudes des paramètres  $S$  du coupleur d4 seul (PE), sans YIG et sans champ magnétique.

la section 1.2, il est possible de déterminer, par identification, le paramètre de couplage  $C$  entre l'onde électrique et l'onde de spin. La figure 4.11 représente l'amplitude des paramètres  $CC_{1+}C_{2+}$  et  $CC_{1-}C_{2-}$  et une approximation du coefficient de couplage,  $CC_{1+}C_{2+}$  et  $CC_{1-}C_{2-}$ , pour chaque paramètre. Ces paramètres de couplage tracés en bleu et en orange y sont très largement approchés. Malgré tout, cette approximation permet d'obtenir un premier rapport entre la puissance se propageant dans le sens positif et négatif, comme cela est représenté dans la figure 4.11b. Sur cette figure sont représentés l'amplitude du rapport, noté  $r_{c1}$ , établie à la relation 4.29, et le rapport entre les puissances théoriques (*cf.* figure 4.11b). Le rapport théorique des puissances établi par GANGULY est déterminé par le rapport des résistances de rayonnement pour chaque sens de propagation [21] (*cf.* équation 1.33). En tendance le coefficient  $r_{c1}$  mesuré suit le rapport des puissances de propagation. L'approximation utilisée pour déterminer  $CC_{1+}C_{2+}$  et  $CC_{1-}C_{2-}$  est d'aller au delà de cette analyse en tendance.

L'évolution de la phase décrite par la relation 4.30 est présentée par la figure 4.12. Ce graphique superpose l'évolution de la phase des paramètres  $CC_{1+}C_{2+}$  et  $CC_{1-}C_{2-}$  en fonction de la fréquence et pour des champs magnétiques positifs et négatifs,  $+B_0$  et  $-B_0$ . Cette mesure permet de déterminer le coefficient  $C = e^{j\mathbf{k}L} = e^{j\varphi(\omega)}$  et donc le vecteur d'onde  $k$ . Pour les basses fréquences, toutes les courbes se superposent sur une unique courbe  $\arg(CC_{1+}C_{2+}) = \arg(CC_{1-}C_{2-})$ . Cette superposition du déphasage induit par les ondes de spin montre que l'évolution de ce dernier ne dépend ni du sens du courant incident, ni du sens du champ magnétique appliqué. Les valeurs théorique obtenues par le relation de dispersion déterminée à l'équation 1.30 pour les dimensions du porte-échantillon utilisées (*cf.* figure 1.12) ce superposent bien sur les mesures. La variation de l'angle mesurée correspond bien à la variation du terme  $kL$ . Les limites notées  $\lim CC_{1-}C_{2-}$ ,  $\lim CC_{1+}C_{2+}|_{\mathcal{E}}$  et

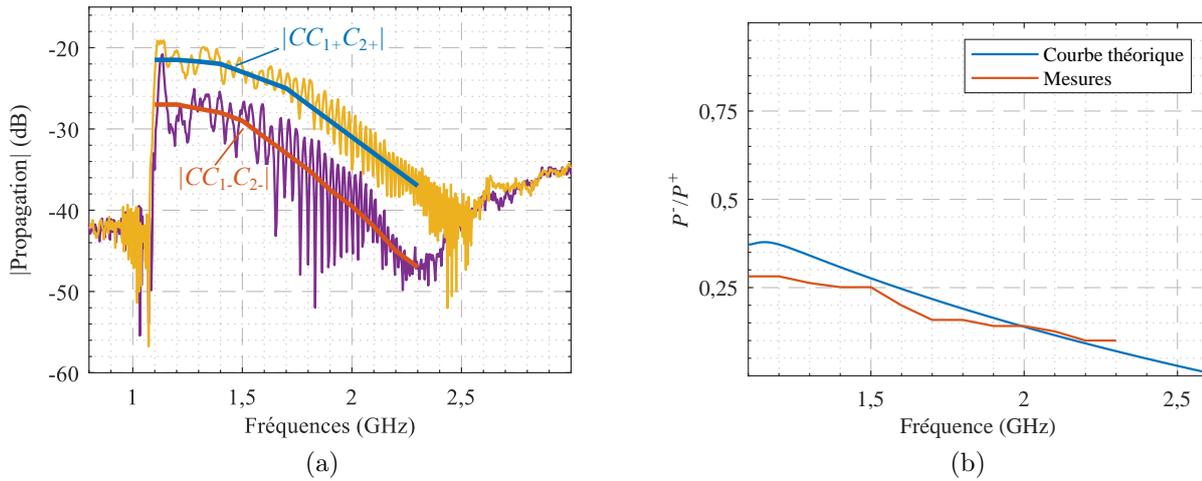


FIGURE 4.11 – (a) Représentation du coefficient de couplage,  $CC_{1+}C_{2+}$  et  $CC_{1-}C_{2-}$  superposé aux amplitudes des paramètres  $CC_{1+}C_{2+}$  et  $CC_{1-}C_{2-}$ . (b) Superposition du rapport de puissance de l'onde négative sur la puissance de l'onde positive théorique et de la mesure.

$\lim CC_{1+}C_{2+}|_{\mathcal{F}}$  désignent les limites respectives des mesures des paramètres des ondes de spin pour le sens du champ, positif et négatif, et les zones  $\mathcal{E}$  et  $\mathcal{F}$  déterminées avant. Elles dépendent directement du niveau des paramètres  $S$  du porte-échantillon seul. En effet, pour des fréquences supérieures à 2 GHz et pour les limites déterminées, le signal du couplage du porte-échantillon devient dominant sur la propagation de l'onde de spin.

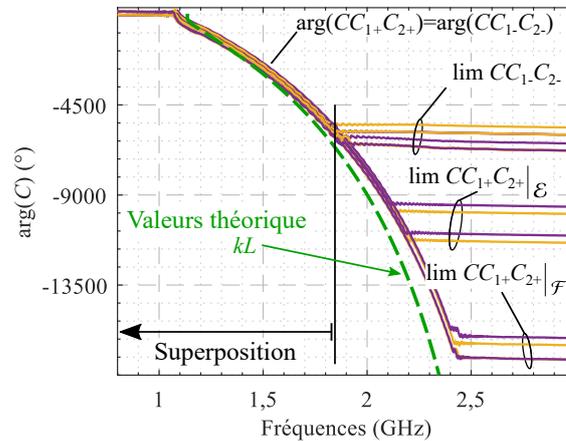


FIGURE 4.12 – Superposition de l'évolution de la phase de la propagation des ondes de spin en fonction de la fréquence.

Les premières mesures sur l'élément d4 montrent l'intérêt d'utiliser un tel dispositif de mesure. En effet, durant ces mesures, plusieurs paramètres,  $C_{1+}C_{2+}$ ,  $C_{1-}C_{2-}$  et  $k$ , ont pu être extraits des résultats des mesures. Maintenant, en variant des paramètres de mise en œuvre comme l'espacement des antennes ou la largeur d'une ligne, il serait possible de déterminer la variation des paramètres en fonction de leurs mises en œuvre. Cependant, pour que les

nouvelles mesures puissent être corrélées aux anciennes mesures, un seul paramètre doit être changé à la fois. Par exemple, en choisissant une ligne microstrip plus large ou plus fine tout en maintenant l'espacement des lignes identiques, les variations sur le coefficient de couplage du paramètres  $S$  seront visibles et quantifiables. Cette modification du porte-échantillon n'aura, à priori, pas d'effet sur la variation de la phase mesurée. La modification de l'espacement entre les deux lignes  $L$  aura pour principale conséquence de varier la pente sur la variation de l'angle. Ces mesures montreront l'impact de la distance entre les antennes et permettront d'en optimiser leur placement sur le porte-échantillon.

## 4.4 Conclusion et perspectives de ce système d'étude

Ce dernier chapitre a permis d'exposer une étude préliminaire ayant pour objectif de déterminer une modélisation multi-pôlaire globale de l'élément sensible. Cette modélisation repose sur une approche systémique de la propagation des ondes de spin. Comme cela a été évoqué au début du chapitre, les mesures sont pour l'instant insuffisantes pour permettre une validation théorique complète de l'élément sensible. Cependant, la première analyse montre l'intérêt de continuer cette étude.

Les premières mesures sur un coupleur simple ont permis de déterminer deux paramètres principaux à la mise en œuvre de film de YIG. Ces paramètres sont le rapport de puissance se propageant dans le sens positif et négatif et la variation de l'angle en fonction de la fréquence. De plus, l'étude décrit le cheminement permettant d'obtenir les paramètres  $S$  mesurables et le moyen de mesurer ces paramètres.

L'étude se limite à la comparaison de la mise en œuvre la plus simple, notée d4. Cependant, l'approche suivie dans la discussion des paramètres en fonction de la mise en œuvre permet, par itération successive, de définir et de valider ces paramètres. Ces travaux permettront également d'entrouvrir des pistes d'amélioration du capteur à magnonique détaillé dans les chapitres précédents.

### 4.4.1 Perspectives

#### 4.4.1.1 Mesures supplémentaires sur l'élément d4

Lors de l'analyse, une forme très simplifiée des paramètres du couplage magnétique était utilisée ( $\mathcal{Y}_{mm} = 1$  et  $\Gamma_{mm} = 0$ ). Cependant, lors des mesures, une série de pics d'absorption apparaît sur l'amplitude des paramètres de propagation (*cf.* figure 4.11a). Dans le cas où le film de YIG est biseauté (infiniment long) le seul paramètre apparaissant dans le coefficient de propagation qui n'a pas été défini est  $\Gamma_{mm}$ . Pour rappel,  $\Gamma_{mm}$  correspond au coefficient de réflexion de l'onde magnétique lorsqu'elle rencontre l'antenne d'excitation ou de mesure (*cf.* équation 4.15). La prise en compte de ce paramètre modifie le coefficient de propagation qui

s'exprime désormais par :

$$S_{31}|_{B=+B_0} = \frac{CC_{1+}C_{2+}}{1 - C^2\Gamma_{1mm}\Gamma_{2mm}}$$

et

$$S_{13}|_{B=+B_0} = \frac{CC_{1-}C_{2-}}{1 - C^2\Gamma_{1mm}\Gamma_{2mm}}.$$

Il a également un effet sur les coefficients de réflexion à l'entrée de chaque port. Ces coefficients s'expriment par :

$$S_{11}|_{B=+B_0} = S_{1ee} + \frac{C^2C_{1+}C_{1-}\Gamma_{2mm}}{1 - C^2\Gamma_{1mm}\Gamma_{2mm}}$$

et

$$S_{33}|_{B=+B_0} = S_{2ee} + \frac{C^2C_{1+}C_{1-}\Gamma_{1mm}}{1 - C^2\Gamma_{1mm}\Gamma_{2mm}}.$$

Pour déterminer ce coefficient  $\Gamma_{mm}$ , une série de mesures est envisageable. Elle consiste à placer consécutivement le film de YIG biseauté (b2) à cheval sur l'antenne d'excitation et de mesure et d'en mesurer les paramètres  $S$  correspondants. La figure 4.13 montre le placement proposé pour les 3 mesures.

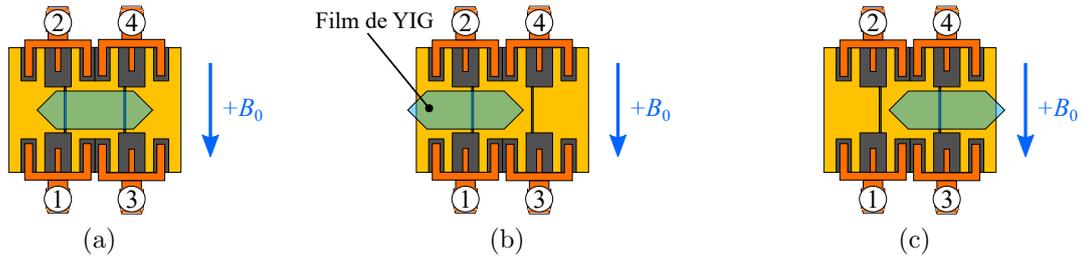


FIGURE 4.13 – Représentation du coupleur, noté d4, utilisé pour les mesures de caractérisation.

Chaque mesure permet de déterminer un coefficient utile à l'identification de  $\Gamma_{mm}$ . En effet avec les paramètres  $S_{11} = S_{ee} + S_{mod}$  :

1. la mesure (a) a été détaillée dans la section précédente et permet de déterminer les coefficients de couplage et de déphasage du système notés  $C$ ,  $C_{1+}$ ,  $C_{2+}$ ,  $C_{1-}$  et  $C_{2-}$  à partir de mesures de  $S_{31}$  et  $S_{13}$ . De plus, les paramètres  $S_{ee} + S_{mod}$  ;
2. la mesure (b) permet de mesurer le paramètre  $S_{11} = S_{1ee} + \frac{C^2C_{1+}C_{1-}\Gamma_{2mm}}{1 - C^2\Gamma_{1mm}\Gamma_{2mm}}$  ;
3. la mesure (c) permet de mesurer le paramètre  $S_{33} = S_{2ee} + \frac{C^2C_{1+}C_{1-}\Gamma_{1mm}}{1 - C^2\Gamma_{1mm}\Gamma_{2mm}}$ .

En reprenant l'analyse sur les disparités, ces mesures permettent de déterminer les réflexions pour chaque antenne,  $\Gamma_{1mm}$  et  $\Gamma_{2mm}$ . Avec la relation suivante il est possible d'identifier le

terme  $C^2\Gamma_{1mm}\Gamma_{2mm}$ .

$$\begin{aligned} \frac{(S_{11|B=+B_0} - S_{11|B=0})(S_{33|B=+B_0} - S_{33|B=0})}{S_{31|B=+B_0} S_{13|B=+B_0}} &= \frac{\left(S_{1ee} + \frac{C^2 C_{1+} C_{1-} \Gamma_{2mm}}{1 - C^2 \Gamma_{1mm} \Gamma_{2mm}} - S_{1ee}\right) \left(S_{2ee} + \frac{C^2 C_{2+} C_{2-} \Gamma_{2mm}}{1 - C^2 \Gamma_{1mm} \Gamma_{2mm}} - S_{2ee}\right)}{\frac{CC_{1+}C_{2+}}{1 - C^2 \Gamma_{1mm} \Gamma_{2mm}} \frac{CC_{1-}C_{2-}}{1 - C^2 \Gamma_{1mm} \Gamma_{2mm}}} \\ &= C^2 \Gamma_{1mm} \Gamma_{2mm} \end{aligned}$$

#### 4.4.1.2 Discussion autour des paramètres S pour un système de filtrage spatial

Afin d'identifier les effets des bandelettes sur la propagation des ondes de spin, deux autres portes-échantillons ont été réalisés. Ces deux éléments se distinguent par la présence d'un plan de masse entre les deux antennes. Ce plan de masse a pour objectif de modéliser la gravure d'une bandelette (1/2 cellule du filtrage présentée au chapitre 3). Dans ces essais, deux tailles de bandelettes sont gravées pour comprendre leurs influences sur les mesures de caractérisations.

Après avoir défini les paramètres  $S$  pour une propagation des ondes de spin dans le cas d'un film homogène sans réflexion, des matériaux micro-structurés méritent d'être étudiés (*cf.* filtrage d'onde de spin). Une première étape consiste à s'intéresser au système ne comportant qu'une seule bandelette, c'est-à-dire possédant un plan de masse d'une longueur  $L_B$  au milieu d'une propagation sans plan de masse d'une longueur  $2L_A$ . Ce dispositif peut préparer l'optimisation d'une structure qui, elle, contiendra plusieurs périodes. Ainsi, comme vu précédemment à la section 3.1, chaque milieu et le passage d'un milieu à l'autre peuvent être décrits par une matrice chaîne.  $[C_A] = \begin{bmatrix} C_A & 0 \\ 0 & C_A^{-1} \end{bmatrix}$  avec  $C_A = e^{-jk_A L_A}$  et  $[C_B] = \begin{bmatrix} C_B & 0 \\ 0 & C_B^{-1} \end{bmatrix}$  avec  $C_B = e^{-jk_B L_B}$  représentent respectivement la propagation des ondes de spin dans la partie du film sans plan de masse et avec plan de masse. En notant le coefficient de réflexion  $\Gamma$  par  $\Gamma = \frac{k_B - k_A}{k_B + k_A}$  [89],  $[C_+] = \begin{bmatrix} \frac{1}{1-\Gamma} & \frac{\Gamma}{1-\Gamma} \\ \frac{\Gamma}{1-\Gamma} & \frac{1}{1-\Gamma} \end{bmatrix}$  et  $[C_-] = \begin{bmatrix} \frac{1}{1+\Gamma} & \frac{-\Gamma}{1+\Gamma} \\ \frac{-\Gamma}{1+\Gamma} & \frac{1}{1+\Gamma} \end{bmatrix}$  représentent les coefficients de réflexion du signal magnétique au passage respectif d'une propagation sans plan de masse vers une zone comprenant un plan de masse, et inversement.

Dans cette mise en œuvre, la propagation des ondes de spin dans le YIG avec le plan de masse s'écrit par la matrice chaîne  $[C_p]$ , et exprimée par :

$$\begin{aligned}
 [C_p] &= ([C_A] \cdot [C_-] \cdot [C_B] \cdot [C_+] \cdot [C_A]) \\
 &= \begin{bmatrix} C_A & 0 \\ 0 & C_A^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{\Gamma-} & C'_{\Gamma-} \\ C'_{\Gamma-} & C_{\Gamma-} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_B & 0 \\ 0 & C_B^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{\Gamma+} & C'_{\Gamma+} \\ C'_{\Gamma+} & C_{\Gamma+} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_A & 0 \\ 0 & C_A^{-1} \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} \frac{-C_B C_A^2}{1-\Gamma^2} \left(1 + \frac{\Gamma^2}{C_B^2}\right) & \frac{-\Gamma}{1-\Gamma^2} \left(\frac{1-C_B^2}{C_B}\right) \\ \frac{-\Gamma}{1-\Gamma^2} \left(\frac{C_B^2-1}{C_B}\right) & \frac{-C_A^2}{1-\Gamma^2} \left(\frac{1+\Gamma^2 C_B^2}{C_B}\right) \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} C_{p,11} & C_{p,12} \\ C_{p,21} & C_{p,22} \end{bmatrix}.
 \end{aligned} \tag{4.32}$$

À l'aide de la relation de passage 1.13, cette matrice chaîne  $[C_p]$  peut aussi s'écrire sous la forme d'une matrice  $S$  par :

$$\begin{aligned}
 [S_p] &= \begin{bmatrix} \frac{C_{p,12}}{C_{p,22}} & \frac{C_{p,11}C_{p,22}-C_{p,12}C_{p,21}}{C_{p,22}} \\ \frac{1}{C_{p,22}} & -\frac{C_{p,21}}{C_{p,22}} \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} \frac{\Gamma(1-C_B^2)}{C_A^2(1+\Gamma^2 C_B^2)} & -\frac{C_A^4(C_B^2+\Gamma^2)(1+\Gamma^2 C_B^2)+\Gamma^2(1-C_B^2)^2}{C_A^2 C_B(1+\Gamma^2 C_B^2)(1-\Gamma^2)} \\ \frac{-C_B(1-\Gamma^2)}{C_A^2(1+\Gamma^2 C_B^2)} & \frac{\Gamma(1-C_B^2)}{C_A^2(1+\Gamma^2 C_B^2)} \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} S_{p,11} & S_{p,12} \\ S_{p,21} & S_{p,22} \end{bmatrix}.
 \end{aligned} \tag{4.33}$$

En reprenant la relation 4.21 et les simplifications opérées dans la section 4.2 pour l'élément d4, il vient alors une forme simplifiée des paramètres  $S$ . Dans ce cas, les réflexions de l'onde en bout de ligne magnétique sont supprimées,  $\Gamma_{m1} = \Gamma_{m4} = 0$ , les réflexions de l'onde sur les antennes sont également supprimées,  $\Gamma_{mm} = 0$  et le couplage magnétique/magnétique induit par l'antenne est nul,  $\Upsilon_{mm} = 1$ . Cette matrice s'exprime par :

$$\begin{bmatrix} b_{e1} \\ b_{e2} \\ b_{e3} \\ b_{e4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} \Big|_{B=+B_0} \begin{bmatrix} a_{e1} \\ a_{e2} \\ a_{e3} \\ a_{e4} \end{bmatrix} \tag{4.34}$$

avec les coefficients :

$$\begin{aligned}
 S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} &= S_{ee} + \frac{C_- C_+ (\Gamma(C_B^2 - 1))}{-C_A^2 (1 + \Gamma^2 C_B^2)} \\
 S_{21} = S_{12} = S_{43} = S_{34} &= S'_{ee} + \frac{C_- C_+ (\Gamma(C_B^2 - 1))}{-C_A^2 (1 + \Gamma^2 C_B^2)} \\
 S_{31} = S_{42} = S_{41} = S_{32} &= C_+^2 \frac{C_B (1 - \Gamma^2)}{-C_A^2 (1 + \Gamma^2 C_B^2)} \\
 S_{13} = S_{24} = S_{14} = S_{23} &= C_-^2 \frac{(C_A^4 (C_B^2 + \Gamma^2) (1 + \Gamma^2 C_B^2) + \Gamma^2 (1 - C_B^2)^2) C_B^{-1} (1 - \Gamma^2)}{-C_A^2 (1 + \Gamma^2 C_B^2)}
 \end{aligned}$$

L'ajout d'un plan de masse entre les lignes microstrips complexifie les relations à étudier. La connaissance du système d4 permet néanmoins d'envisager des mesures à réaliser pour extraire certains paramètres de mise en œuvre.

#### 4.4.1.3 Proposition des paramètres à mesurer

Comme précédemment, le rapport des paramètres complexes identiques permet de déterminer le rapport de la propagation de l'onde, et donc, la variation du couplage en fonction de la fréquence d'excitation et de la largeur de la ligne microstrip. Pour rappel, dans le cas de l'élément d4, ce rapport s'écrit  $r_{c1} = \frac{|S_{31}|_{B=-B_0}}{|S_{31}|_{B=+B_0}} = \left(\frac{C_-}{C_+}\right)^2$ . Dans cette seconde mise en œuvre, en considérant des lignes d'excitation et de mesure identiques, espacées de la même distance et de même longueur, le rapport établi par la relation 4.29 s'exprime par :

$$\frac{r_{c2}}{r_{c1}} = \frac{C_B^2}{\left(C_A^4(C_B^2+\Gamma^2)(1+\Gamma^2C_B^2)+\Gamma^2(1-C_B^2)^2\right)} \quad (4.35)$$

où  $C_A = C^{L_A/L} = (e^{-jkL})^{L_A/L}$  détermine la propagation de l'onde de spin dans la portion où le plan de masse n'est pas présent. Au regard de la relation précédente, ces coefficients sont plus complexes à déterminer. Par manque de temps, l'approche suivie dans la discussion des paramètres en fonction de la mise en œuvre ne permet pas de déterminer chaque coefficient des deux mises en œuvre proposées. Toutefois, ce chapitre montre l'intérêt de poursuivre cette étude. Par itération successive il est possible de définir l'impact de chaque paramètre dans la modélisation et de les valider par la mesure. Ces travaux permettront également d'entrouvrir des pistes d'amélioration du capteur à magnonique détaillé dans les chapitres précédents. Même si l'analyse n'est pas complète sur les éléments d5 et d6, la mesure des paramètres  $S$  montre l'impact de la présence d'un plan de masse et de sa taille sur ces derniers.

#### 4.4.1.4 Résultats des premières caractérisations pour la mise en œuvre d5 et d6

Les portes-échantillons c4 et c5 diffèrent de c3 dans l'utilisation d'un plan de masse centré entre les antennes d'excitation et de mesure. Ils possèdent un plan de masse gravé et centrée entre les antennes. Les dimensions respectives de ces plans sont de 6 mm × 5 mm pour le coupleur c4, et 8 mm × 5 mm pour le coupleur c5. La figure 4.14 présente les éléments possédant les plans de masses d5 et d6.

En reprenant la notation des éléments sensibles utilisée durant le chapitre 3, le tableau 4.3 liste les trois coupleurs étudiés dans ce chapitre.

Les figures 4.15 et 4.16 montrent les amplitudes et les phases des paramètres de propagation d'ondes de spin mesurés sur les éléments d5 et d6. Comme pour la mise en œuvre d4, les zones de disparités  $\mathcal{E}$  et  $\mathcal{F}$  apparaissent sur les graphiques en amplitude. De plus, sur ces

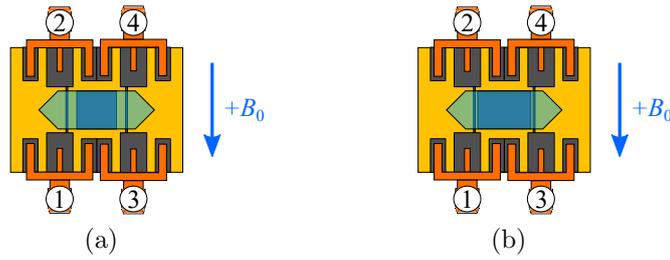


FIGURE 4.14 – Représentation des coupleurs d5 et d6 utilisés pour réaliser les caractérisations avec un filtrage d'onde de spin.

TABLE 4.3 – Tableau de synthèse des coupleurs caractérisés.

Assemblage élément sensible	Échantillon	Porte-échantillon	Commentaires
d4	b2	c3	Coupleur sans plan de masse
d5	b2	c4	Coupleur avec un plan de masse de 6 mm × 5 mm
d6	b2	c5	Coupleur avec un plan de masse de 8 mm × 5 mm

graphiques et pour chaque mise en œuvre indépendante, les mêmes zones de superposition que pour l'élément d4 apparaissent. Or, la modélisation du coupleur (*cf.* équation 4.34) laisse apparaître un système non-symétrique. Cela suggère que l'amplitude du signal n'est régi que par le coefficient  $r_{c1}$  et que cette non-symétrie se reportera sur l'angle du signal.

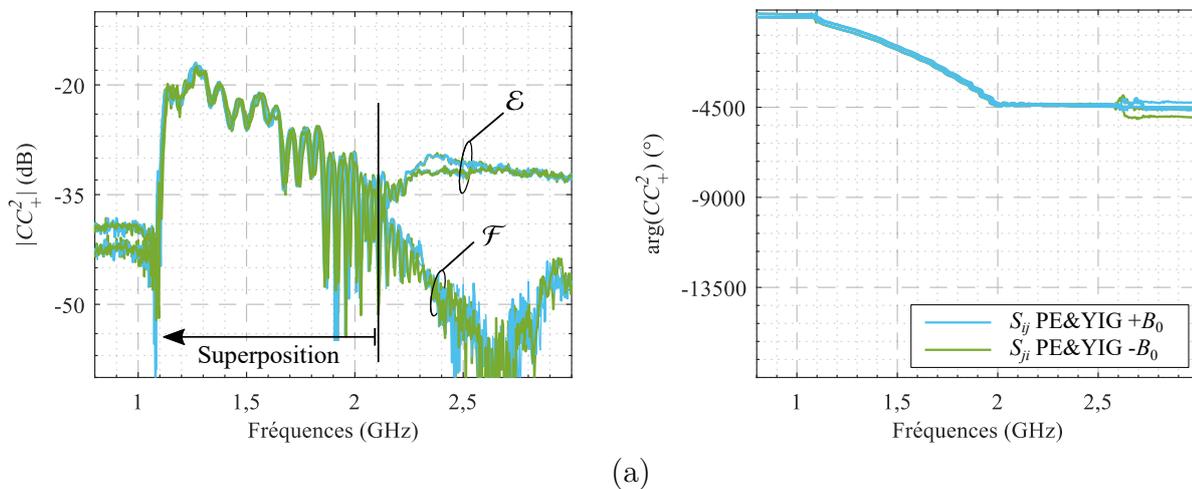


FIGURE 4.15 - Superposition de l'amplitude et de la phase  $CC_+^2$  du coupleur d5.

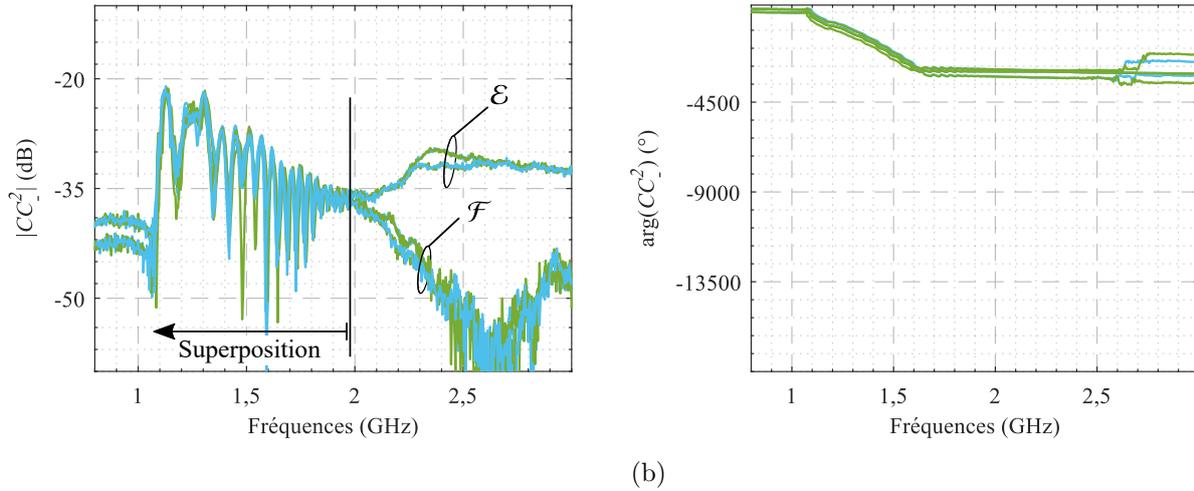


FIGURE 4.15 – Superposition de l'amplitude et de la phase  $CC_2^2$  du coupleur d5.

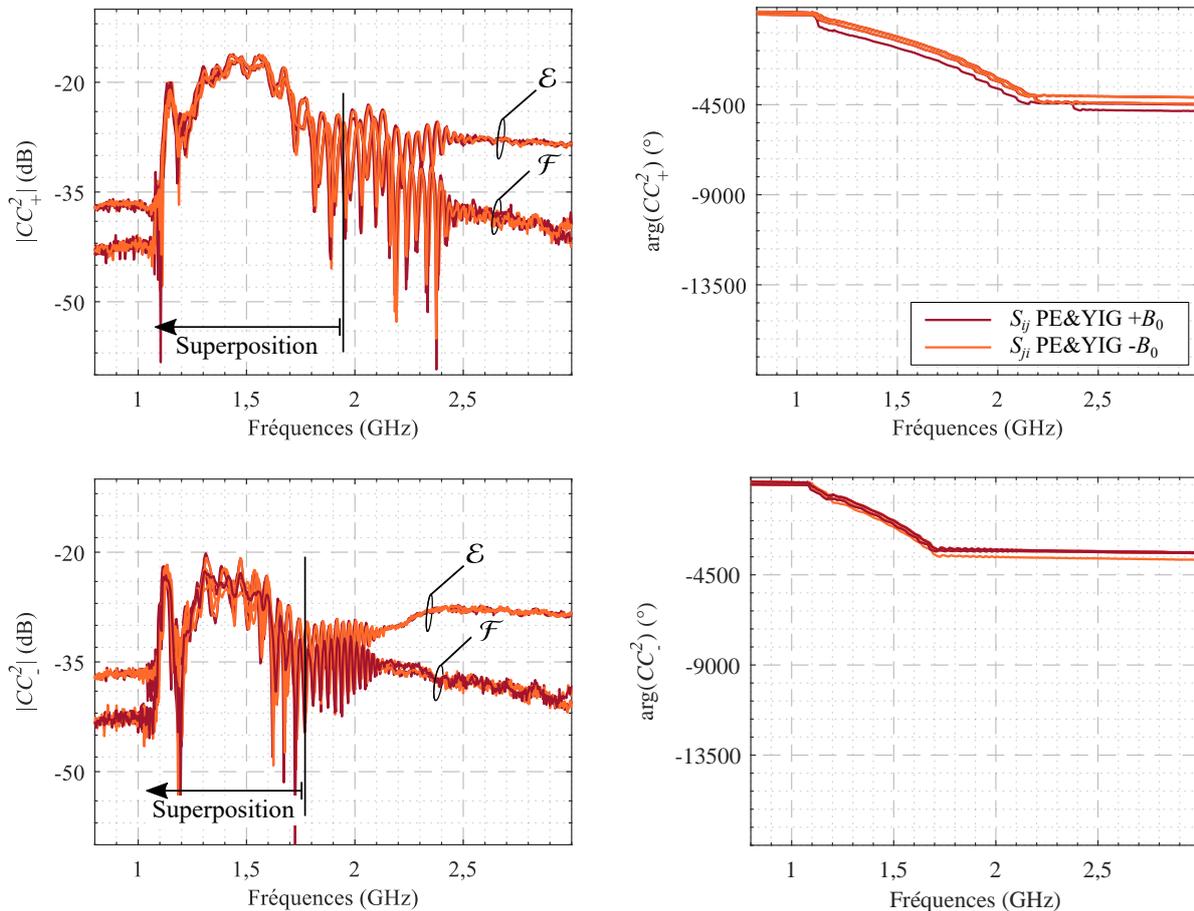


FIGURE 4.16 – Superposition des amplitudes et des phases de propagation,  $CC_+^2$  et  $CC_-^2$ , du coupleur d6.

La figure 4.17 présente la superposition des amplitudes pour chaque mise en œuvre (d4, d5 et d6), à la fois pour un champ statique positif et négatif,  $+B_0$  et  $-B_0$ . Ces amplitudes sont

semblables dans la forme. Néanmoins, il apparaît que l'amplitude du signal transmis par les ondes de spin diffèrent entre les trois mises en œuvre. Une analyse plus fine n'est toutefois pas possible tant les disparités sont importantes. De plus, le modèle théorique n'est aujourd'hui pas assez avancé pour comprendre les paramètres de mise en œuvre qui permettent de décrire ces courbes.

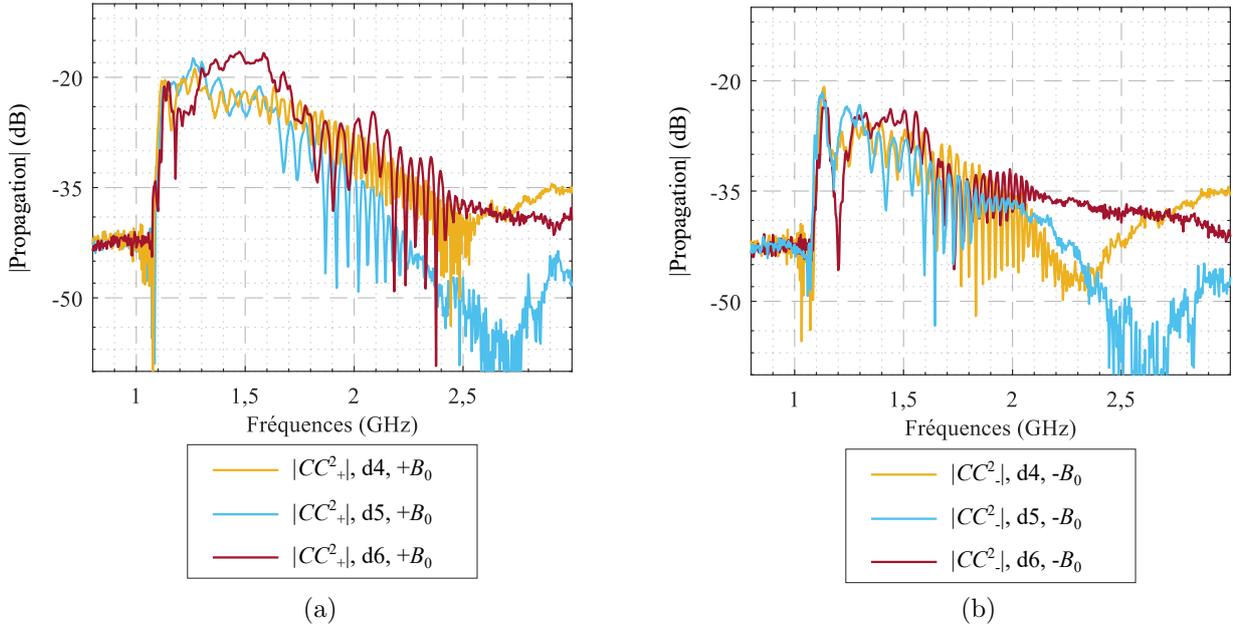


FIGURE 4.17 – Amplitudes des paramètres de propagation de chaque élément pour un champ magnétique positif (a) et négatif (b).

La figure 4.18 montre la superposition des phases des trois mises en œuvre en fonction de la fréquence d'excitation. Cette figure montre également les effets de la présence d'un plan de masse au centre des lignes microstrips. Lors des mesures sur l'élément d4 (sans plan de masse) quelque soit le champ magnétique appliqué, positif ou négatif, la propagation de l'angle est identique  $\arg(CC_+^2) = \arg(CC_-^2)$  (courbe verte). Pour les mises en œuvre d5 et d6, la propagation du déphasage n'est plus identique par rapport au sens du champ magnétique appliqué (courbes bleue et violette). Cette différence peut correspondre à la modélisation non symétrique du système de mesure. Enfin, il apparaît que l'évolution du déphasage de la propagation, décrite par le terme  $C_-^2 \frac{(C_A^4(C_B^2 + \Gamma^2)(1 + \Gamma^2 C_B^2) + \Gamma^2(1 - C_B^2)^2)C_B^{-1}(1 - \Gamma^2)}{-C_A^2(1 + \Gamma^2 C_B^2)}$ , pour les systèmes d5 et d6 se superpose,  $\arg(CC_-^2)|_{d5} = \arg(CC_-^2)|_{d6}$ .

Les mesures proposées dans cette section de perspectives ne sont qu'une introduction à l'analyse de la propagation des ondes de spin en présence de bandelettes sur le porte-échantillon. Des mesures complémentaires sont nécessaires afin de déterminer chaque paramètre du modèle.

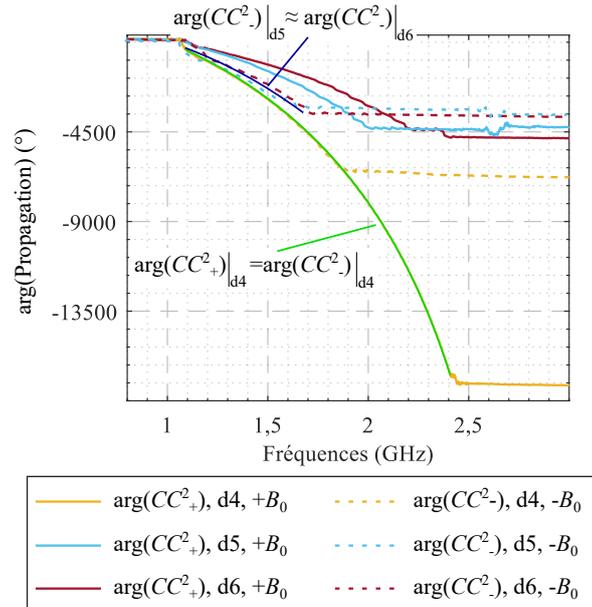


FIGURE 4.18 – Phases des paramètres de propagation de chaque élément pour des champs magnétiques positif et négatif.

#### 4.4.2 Conclusion

Pour résumer, ce chapitre se concentre sur l'étude d'une modélisation systémique multipolaire innovante, permettant de décrire l'élément sensible comme un ensemble de quadripôle simple. Les travaux entamés durant cette partie n'ont pas pu aboutir à une modélisation complète. Néanmoins, pour trois mises en œuvre, les mesures de caractérisations et les analyses correspondantes ont permis de déterminer plusieurs paramètres, comme le rapport de puissance  $r_{c1}$  ou la propagation de l'angle en fonction de la fréquence et d'envisager des pistes de réflexion.

La première partie présente le système global étudié dans ce chapitre et les modèles étudiés dans les trois chapitres précédents. À l'aide des modèles étudiés tout au long de ce travail, la deuxième partie se concentre sur l'élaboration d'une matrice globale de paramètres  $S$  du coupleur. Dans cette partie, les mesures des paramètres sur l'élément d4 sont également envisagées. Elle met en avant les symétries et invariances de notre coupleur.

La troisième partie se concentre sur les mesures de caractérisations réalisées. En reprenant le banc de mesure décrit à la section 3.2, l'élément d4 est caractérisé. Les mesures de la section 4.3 montre un bon accord entre le modèle établi à la section 4.2 et le comportement des paramètres  $S$ . Ces mesures ont également permis de déterminer le rapport entre les puissances magnétiques, transmises et réfléchies. De plus, comme cela a été modélisé, la propagation du déphasage est symétrique vis-à-vis de la mise en œuvre. Aussi, ces valeurs (rapport des puissance et variation de la phase) sont validées par la modélisation du chapitre 1.

Enfin, les perspectives ont pour objectif de proposer des premiers jalons de mesures pour

continuer à déterminer les paramètres de mise en œuvre. Dans un premier temps plusieurs mesures sont proposées pour affiner le modèle de la relation 4.24, mettant en œuvre un système simple sans filtre à onde de spin. Dans un second temps, l'analyse proposée, mais non finalisée, montre les effets d'une bandelette gravée entre les lignes d'excitation et de mesure. Elle montre que la propagation des ondes de spin devient non symétrique, mais avec des mesures complémentaires, un modèle plus complet peut en être déduit.

Cette étude sert de base à l'amélioration de la mise en œuvre de film YIG en vue de l'augmentation de la sensibilité en champ du capteur. Cette première analyse montre également l'intérêt de continuer cette étude afin de déterminer les paramètres d'influence permettant d'augmenter la sensibilité du capteur magnétique présenté au chapitre 3.

Enfin, un des points clés de cette modélisation réside dans l'élaboration d'une relation permettant de déterminer les grandeurs complexes normalisées incidentes et réfléchies  $a_m$  et  $b_m$ . Ce formalisme repose cependant sur le couplage entre l'onde électromagnétique et l'onde magnétique propagées dans le film de YIG.

# Conclusion générale et perspectives

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été consacré au développement d'un capteur magnétique à base de dispositifs magnoniques. Ses objectifs étaient multiples. Il visait l'étude de dispositif magnonique et la faisabilité de réaliser un capteur, de réaliser le capteur à proprement parler et d'en mesurer ses performances. Bien que l'étude bibliographique a montré l'intérêt porté à ces dispositifs dans le but d'en faire un capteur, nous avons pu constater que peu d'entre elles prennent en compte l'intégralité des contraintes de mise en œuvre. Ceci confère un aspect novateur au travail présenté ici.

Le premier chapitre a permis de présenter le phénomène des ondes de spin et sa modélisation en vue de leur utilisation comme phénomène de transduction. Ceci a permis de définir le cadre théorique de travail, en particulier l'utilisation du formalisme des paramètres  $S$  et les conditions d'existence des ondes de spin dans le matériau. Il apparaît également que le système présente le cas d'une mesurande modulée, impliquant la mise en œuvre d'une démodulation. De plus, l'état de l'art révèle que peu de travaux s'intéressent à la mise en œuvre de dispositifs magnoniques dans un capteur magnétique et d'en mesurer ses performances tant, au niveau de la sensibilité en champ, qu'au niveau du bruit. Malgré tout, celui-ci nous a permis d'orienter les premiers choix technologiques. Ainsi, le matériau sensible choisi, le YIG, est excité à des fréquences situées dans le domaine du GHz et polarisé avec de forts champs statiques compris dans la gamme du mT. Pour un tel matériau, la sensibilité estimée par plusieurs études s'élève à  $300 \text{ T}^{-1}$ . Cette valeur permet d'entrevoir un capteur magnétique, dont le niveau de la densité spectrale de bruit équivalente en champ, serait compris dans la gamme entre le  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  et le  $\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$  considérant des niveaux de bruit liés à l'électronique de conditionnement usuel de l'ordre du  $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

À partir de ces premiers choix technologiques, le deuxième chapitre détaille les points essentiels de mise en œuvre d'un matériau magnonique comme élément sensible d'un capteur magnétique associé aux optimisations éventuelles. La première partie de ce chapitre aborde l'optimisation du porte-échantillon. Ainsi, l'excitation optimale les ondes de spin passe par la réalisation d'antennes courts-circuitées à leurs extrémités, afin de garantir la densité de courant maximale quelle que soit la fréquence d'utilisation de l'élément sensible. L'adaptation de l'élément sensible, garantissant un transfert optimum de la puissance d'excitation vers les antennes, passe par l'utilisation des caractéristiques singulières de la ligne quart-d'onde.

Cette ligne est ensuite associée à une résistance de  $50\ \Omega$  en parallèle. Le porte-échantillon est alors adapté à l'impédance caractéristique du circuit électronique, supprimant ainsi les ondes réfléchies indésirables. Pour finir, afin de minimiser le couplage électromagnétique direct entre les deux antennes vis-à-vis du couplage par onde de spin, les parties en regard permettant d'exciter les ondes de spin sont limitées à la seule largeur de l'échantillon de YIG qui sera posé dessus. La seconde partie de ce chapitre permet d'établir une modélisation du fonctionnement de la chaîne de conditionnement électronique. Ce modèle permet de prédire les performances en signal et en bruit en sortie du capteur à partir des caractéristiques mesurées de l'élément sensible, et ainsi d'identifier les facteurs d'optimisation du rapport signal sur bruit pour la chaîne de démodulation choisie. En particulier, il met en avant le rôle important de trois variables d'ajustement principales que sont la fréquence d'excitation  $f_0$ , le champ magnétique statique  $B_0$ , et l'angle entre le signal d'excitation et de référence  $\varphi_0$ .

Le troisième chapitre a présenté les différents bancs de mesure utilisés afin de caractériser l'élément sensible et de réaliser un capteur magnétique. Afin de valider la bonne mise en œuvre du capteur magnétique, il est à noter que la démarche adoptée dans ce chapitre repose sur la cohérence des mesures entre la caractérisation au VNA et les mesures de performances du capteur. Les mesures reposent sur deux éléments sensibles différents, utilisant deux phénomènes de propagation différents. Le premier élément, de forme rectangulaire, utilise la superposition des ondes de spin. Cette superposition d'onde laisse apparaître une série de pics rapides et rapprochés sur la caractéristique mesurée au VNA. Le second élément, de forme biseauté, utilise le filtrage d'onde de spin permettant ainsi de créer une bande de réjection dans la caractéristique mesurée. Les premières sensibilités, attendues à partir des mesures au VNA, s'élèvent à  $1000\ \text{T}^{-1}$  pour le premier élément et  $300\ \text{T}^{-1}$  pour le second. Cela correspond à ce qui était envisagé lors de l'étude bibliographique. Les mesures réalisées avec le capteur confirment les sensibilités estimées au VNA. Pour l'échantillon le plus performant, la meilleure sensibilité en tension mesurée s'élève à  $26\ \text{V/T}$ , avec un bruit équivalent en champ d'environ  $100\ \text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  à  $10\ \text{kHz}$ . Ces performances permettent d'inscrire ce premier dispositif parmi les capteurs dit à haute sensibilité. Nous avons constaté néanmoins que le filtrage d'onde de spin n'a pas apporté l'augmentation de la sensibilité escomptée. La sensibilité résultante ne permet pas de dépasser les  $80\ \text{T}^{-1}$ ; ceci étant imputable à la qualité de la réalisation du filtrage spatial des ondes de spin, malgré tout le soin apporté dans cette étape. Finalement, les performances en bruit du capteur sont aujourd'hui limitées par le bruit de l'électronique. Afin de les améliorer, il est nécessaire d'accroître la sensibilité en champ magnétique de l'élément sensible.

L'augmentation de cette sensibilité passe par la connaissance du système complet, et donc des variables d'ajustement liées à la modélisation globale de l'élément sensible. Le quatrième et dernier chapitre s'inscrit dans cette démarche de modélisation. Il était consacré à l'étude

d'une modélisation innovante de l'élément sensible sous la forme d'un coupleur. Les travaux entamés durant cette partie n'ont pourtant pas pu aboutir à un modèle complet. L'objectif de cette étude vise à permettre de prédire les performances du capteur directement à partir des caractéristiques physiques du matériau et ainsi de montrer les paramètres importants de la mise en œuvre permettant d'augmenter la sensibilité du matériau. La première analyse traite de la modélisation simple d'un coupleur et permet d'identifier le rapport entre les coefficients de couplage et l'évolution du spectre de la phase. Les mesures réalisées sur ce dispositif montre qu'il est possible d'extraire ces données. Un deuxième modèle de coupleur utilisant une bandelette de filtrage est proposé, cependant, l'analyse n'a pas pu être menée à terme. Toutefois, à l'aide du premier coupleur, les mesures complémentaires sur ce second coupleur permettront d'identifier d'autres paramètres importants à la mise en œuvre.

Ce travail ouvre plusieurs perspectives de recherches permettant d'optimiser la mise en œuvre de matériau magnonique. Nous pouvons citer l'augmentation de la sensibilité intrinsèque, la diminution du bruit de l'électronique et la modélisation globale de la propagation des ondes de spins, comme cela a été réalisé pour les GMI.

À l'instar de la mise en œuvre d'un dispositif GMI, il est possible de mettre en œuvre l'élément sensible de façon à utiliser le paramètre de réflexion, noté  $S_{11}$  (dit diagonal), pour porter l'information du champ magnétique. En effet, avec l'utilisation d'un circulateur HF intercalé entre la source d'excitation et l'élément sensible, et en désadaptant volontairement l'élément sensible, l'utilisation de ce paramètre devient alors possible.

Aussi, l'analyse de la caractéristique en phase réalisée au VNA montre un fort potentiel quant à l'utilisation de la variation de l'angle du paramètre  $S_{21}$ . À l'aide d'une PLL avec une détection de phase, il est alors possible de détecter ces variations. Par exemple, en remplaçant la démodulation IQ par la détection de phase (PLL *AD8302*), la sensibilité du capteur ainsi développé comparée à la mise en œuvre actuelle, augmenterait significativement. Dans cette perspective nous pouvons espérer une augmentation de la sensibilité d'un facteur d'environ 250 ( $\approx 20$  rad/mT).

Une autre perspective serait de travailler sur l'optimisation de l'élément sensible et de la mise en œuvre du matériau de YIG. En effet, la réalisation des micro-structurations, par un procédé de gravure sur le porte-échantillon ou directement sur le matériau sensible, est également perfectible. Afin d'augmenter la sensibilité intrinsèque, les travaux entamés au chapitre quatre devront être poursuivis.

Les performances en bruit du capteur sont aujourd'hui limitées par le bruit de la source. Il convient alors de s'intéresser au développement d'une source dédiée, à bas bruit, pour l'excitation de l'élément sensible.

L'ensemble de ce travail montre la pluridisciplinarité de cette thèse l'intérêt d'une étude globale de la chaîne de mesure tant d'un point de vue de la mise en œuvre que de la modélisation physique permettant de prédire certains résultats. Cette approche adoptée durant

le travail, nous a permis de développer un capteur magnétique dont le bruit équivalent en champ atteint environ  $100 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . La modélisation globale physique de l'élément sensible pour des variations du champ magnétique, n'a pas pu être réalisée.

# Bibliographie

- [1] N. Rauch, V. Stöcklin, M. Mandlier, and T. Zeitvogel, “Verfahren zur Drehmomentfassung der Verteilerscheiben eines Scheibenstreuers und entsprechender Scheibensstreuer (Procédé de détection de couple des disques d’épandage d’un épandeur à disques et tel épandeur à disques),” Aug. 2013.
- [2] E. R. Benson, T. S. Stombaugh, N. Noguchi, J. D. Will, and J. F. Reid, “An evaluation of a geomagnetic direction sensor for vehicle guidance in precision agriculture applications,” p. 12, 1998.
- [3] R. Hamia, C. Cordier, S. Saez, and C. Dolabdjian, “Eddy-Current Nondestructive Testing Using an Improved GMR Magnetometer and a Single Wire as Inducer : A FEM Performance Analysis,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 46, pp. 3731–3737, Oct. 2010.
- [4] S. Goudsmit, “La découverte du spin de l’électron,” *Journal de Physique*, vol. 28, no. 1, pp. 123–128, 1967.
- [5] L. Landau and E. Lifshits, “On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies,” vol. 53, p. 9, 1935.
- [6] J. H. E. Griffiths, “Anomalous High-frequency Resistance of ferromagnetic Metals,” *Nature*, vol. 158, no. 4019, pp. 670–671, 1946.
- [7] M. A. Musa, R. S. Azis, N. H. Osman, J. Hassan, and T. Zangina, “Structural and magnetic properties of yttrium iron garnet (YIG) and yttrium aluminum iron garnet (YAIG) nanoferrite via sol-gel synthesis,” *Results in Physics*, vol. 7, pp. 1135–1142, 2017.
- [8] S. Geller and M. A. Gilleo, “Structure and ferrimagnetism of yttrium and rare-earth-iron garnets,” *Acta Crystallographica*, vol. 10, pp. 239–239, Mar. 1957.
- [9] “Yttrium Iron Garnet,” Dec. 2012. <http://deltroniccrystalindustries.com>.
- [10] C. Kittel, “On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption,” *Physical Review*, vol. 73, pp. 155–161, Jan. 1948.
- [11] V. Vlaminck, *Décalage Doppler d’onde de spin induit par un courant électrique*. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, Nov. 2008.
- [12] K. Lenz, H. Wende, W. Kuch, K. Baberschke, K. Nagy, and A. Jánossy, “Two-magnon scattering and viscous Gilbert damping in ultrathin ferromagnets,” *Physical Review B*, vol. 73, p. 144424, Apr. 2006.
- [13] D. D. Stancil and A. Prabhakar, *Spin waves : theory and applications*. New York, NY : Springer, Sept. 2008.
- [14] A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press, 1996.

- [15] M. Bailleul, *Propagation et confinement d'ondes de spin dans les microstructures magnétiques*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, Paris, Oct. 2002.
- [16] M. Collet, *Dynamique d'ondes de spin dans des microstructures à base de films de YIG ultra-minces : vers des dispositifs magnoniques radiofréquences*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, Paris, Dec. 2017.
- [17] A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, "YIG magnonics," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 43, p. 264002, July 2010.
- [18] G. R. Sietsema, *Properties and dynamics of spin waves in one and two dimensional magnonic crystals*. PhD, University of Iowa, Physics and Astronomy Faculty, Iowa City, Iowa, USA, Aug. 2016.
- [19] A. V. Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands, "Magnonic crystals for data processing," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 50, p. 244001, June 2017.
- [20] P. R. Emtage, "Interaction of magnetostatic waves with a current," *Journal of Applied Physics*, vol. 49, pp. 4475–4484, Aug. 1978.
- [21] A. Ganguly and D. Webb, "Microstrip Excitation of Magnetostatic Surface Waves : Theory and Experiment," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 23, pp. 998–1006, Dec. 1975.
- [22] J. Hamrle, J. Pištora, B. Hillebrands, B. Lenk, and M. Münzenberg, "Analytical expression of the magneto-optical Kerr effect and Brillouin light scattering intensity arising from dynamic magnetization," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 43, p. 325004, Aug. 2010.
- [23] P. Djemia, "La diffusion Brillouin pour caractériser les propriétés élastiques ou magnétiques de multicouches," in *Les ondes en instrumentation*, p. 26, lavoisier ed., 2009.
- [24] K. Kurokawa, "Power Waves and the Scattering Matrix," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 13, pp. 194–202, Mar. 1965.
- [25] Agilent, *Agilent AN 154 S-Parameter Design Application Note*. Agilent Technologies, 2000.
- [26] A. V. Chumak, V. Vasyuchka, A. Serga, and B. Hillebrands, "Magnon spintronics," *Nature Physics*, vol. 11, pp. 453–461, June 2015.
- [27] R. Damon and J. Eshbach, "Magnetostatic modes of a ferromagnet slab," *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 19, pp. 308–320, May 1961.
- [28] J. Sethares, "Magnetostatic Surface-Wave Transducers," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 27, pp. 902–909, Nov. 1979.
- [29] M. Cyrot and M. Decorps, *Magnétisme 1-Fondements*, vol. 1. Grenoble : EDP Sciences, Jan. 2001.
- [30] T. W. O'Keeffe and R. W. Patterson, "Magnetostatic surface wave propagation in finite samples," *Journal of Applied Physics*, vol. 49, pp. 4886–4895, Sept. 1978.
- [31] R. Metselaar and P. K. Larsen, "Electrical properties of yttrium iron garnet," Jan. 1978.
- [32] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*. John Wiley and Sons, Inc., 2012.
- [33] R. Marcelli, M. Rossi, and P. De Gasperis, "End reflections and triple transit contribution to the band shape of magnetostatic volume wave delay lines," *Journal of Applied Physics*, vol. 73, pp. 3082–3086, Mar. 1993.

- 
- [34] K. Shimada, T. Goto, N. Kanazawa, H. Takagi, Y. Nakamura, H. Uchida, and M. Inoue, “Extremely flat transmission band of forward volume spin wave using gold and yttrium iron garnet,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 50, p. 275001, July 2017.
- [35] S. Saez, *Approche systémique des capteurs : Application à la magnétométrie*. Habilitation à diriger des recherches, Université de Caen, Caen, Dec. 2014.
- [36] P. Ripka, *Magnetic Sensors and Magnetometers*. Boston : Artech Hosue, Inc., 2019.
- [37] R. L. Fagaly, “Superconducting quantum interference device instruments and applications,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 77, p. 101101, Oct. 2006.
- [38] MAG-03, *Mag-03 Three-Axis Magnetic Field Sensors, specifications*. Bartington Instruments, 2019.
- [39] B. Dufay, S. Saez, C. P. Dolabdjian, A. Yelon, and D. Menard, “Characterization of an Optimized Off-Diagonal GMI-Based Magnetometer,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 13, pp. 379–388, Jan. 2013.
- [40] A. Esper, *Étude et réduction des dérives en température aux basses fréquences des magnétomètres à haute sensibilité à base de Magneto-Impédance Géante (MIG)*. PhD thesis.
- [41] E. Portalier, *Étude du bruit excédentaire, en  $1/f$ , aux basses fréquences dans les dispositifs basés sur l’effet Magnéto-Impédant Géant*. PhD thesis, Université de Caen Basse-Normandie, Caen, Dec. 2016.
- [42] AAH002, *AA/AB-Series Analog Magnetic Sensors*. NVE Corporation, 2019.
- [43] HMC1001, *1-and 2-Axis Magnetic Sensors HMC1001/1002/1021/1022*. Honeywell, 2019.
- [44] A1324, *A1324, A1325, and A1326 : Low Noise, Linear Hall Effect Sensor ICs with Analog Output, datasheet*. Allegro MicroSystems, LLC, 2012.
- [45] A. J. Berteaud, “Ondes de spin dans les couches minces ferromagnétiques,” *Le Journal de Physique Colloques*, vol. 29, pp. C2–110–C2–122, Feb. 1968.
- [46] A. Fert, “Les débuts de la spintronique - Travaux précurseurs et magnéto-résistance géante,” *Reflètes de la physique*, pp. 5–10, July 2009.
- [47] J. Castera, “State of the art in design and technology of MSW devices (invited),” *Journal of Applied Physics*, vol. 55, pp. 2506–2511, Mar. 1984.
- [48] W. C. Cain, D. E. Heim, P.-K. Wang, S. Brook, and A. E.-B. E. Miller, “Magnetoresistive sensor with flux keepered spn valve configuration,” Apr. 1996.
- [49] A. A. Nikitin, A. B. Ustinov, A. A. Semenov, A. V. Chumak, A. A. Serga, V. I. Vasyuchka, E. Lähderanta, B. A. Kalinikos, and B. Hillebrands, “A spin-wave logic gate based on a width-modulated dynamic magnonic crystal,” *Applied Physics Letters*, vol. 106, p. 102405, Mar. 2015.
- [50] H. Merbouche, M. Collet, M. Evelt, V. E. Demidov, J. L. Prieto, M. Muñoz, J. Ben Youssef, G. de Loubens, O. Klein, S. Xavier, O. D’Allivy Kelly, P. Bortolotti, V. Cros, A. Anane, and S. O. Demokritov, “Frequency Filtering with a Magnonic Crystal Based on Nanometer-Thick Yttrium Iron Garnet Films,” *ACS Applied Nano Materials*, vol. 4, pp. 121–128, Jan. 2021.
- [51] A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Y. P. Sharaevskii, S. V. Grishin, S. E. Sheshukova, and S. A. Nikitov, “Nonlinear spin wave coupling in adjacent magnonic crystals,” *Applied Physics Letters*, vol. 109, p. 042407, July 2016.

- [52] S. N. Stitzer and P. R. Emtage, “Nonlinear microwave signal-processing devices using thin ferrimagnetic films,” *Circuits, Systems, and Signal Processing*, vol. 4, pp. 227–252, Mar. 1985.
- [53] T. Goto, N. Kanazawa, H. Takagi, Y. Nakamura, S. Okajima, T. Hasegawa, A. B. Granovsky, K. Sekiguchi, C. A. Ross, M. Inoue, and M. M. Co, “Thermally stable magnonic sensors using spin wave differential circuits,” p. 1.
- [54] H. Takagi, J. Noda, T. Ueno, N. Kanazawa, Y. Nakamura, and M. Inoue, “Monolithic Structure and Multiaxis Magnetic Sensing with Magnonic Crystals,” *Electronics and Communications in Japan*, vol. 97, pp. 11–16, Oct. 2014.
- [55] S. Atalay, A. O. Kaya, V. S. Kolat, H. Gencer, and T. Izgi, “One-Dimensional Magnonic Crystal for Magnetic Field Sensing,” *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, vol. 28, pp. 2071–2075, July 2015.
- [56] P. Talbot, A. Fessant, and J. Gieraltowski, “Electromagnetic Sensors Based on Magnonic Crystals for Applications in the Fields of Biomedical and NDT,” *Procedia Engineering*, vol. 120, pp. 1241–1244, Jan. 2015.
- [57] V. D. Bessonov, M. Mruczkiewicz, R. Gieniusz, U. Guzowska, A. Maziewski, A. I. Stognij, and M. Krawczyk, “Magnonic band gaps in YIG based magnonic crystals : array of grooves versus array of metallic stripes,” *Physical Review B*, vol. 91, Mar. 2015.
- [58] M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk, V. K. Sakharov, Y. V. Khivintsev, Y. A. Filimonov, and S. A. Nikitov, “Standing spin waves in magnonic crystals,” *Journal of Applied Physics*, vol. 113, p. 093908, Mar. 2013.
- [59] M. Inoue, A. Baryshev, H. Takagi, P. B. Lim, K. Hatafuku, J. Noda, and K. Togo, “Investigating the use of magnonic crystals as extremely sensitive magnetic field sensors at room temperature,” *Applied Physics Letters*, vol. 98, p. 132511, Mar. 2011.
- [60] D. Ménard, D. Seddaoui, L. G. C. Melo, A. Yelon, B. Dufay, S. Saez, and C. Dolabdjian, “Perspectives in giant magnetoimpedance magnetometry,” *Sensor Letters*, vol. 7, no. 3, pp. 339–342, 2009.
- [61] T. Goto, N. Kanazawa, A. Buyandalai, H. Takagi, Y. Nakamura, S. Okajima, T. Hasegawa, A. B. Granovsky, K. Sekiguchi, C. A. Ross, and M. Inoue, “Spin wave differential circuit for realization of thermally stable magnonic sensors,” *Applied Physics Letters*, vol. 106, p. 132412, Mar. 2015.
- [62] P. Talbot, A. Fessant, and J. Gieraltowski, “Capteurs électromagnétiques à base de cristaux magnoniques pour des applications dans les domaines du CND et biomédical,” p. 5, 2015.
- [63] A. Kaya, S. Atalay, H. Gencer, O. Kaya, V. Kolat, and T. Izgi, “YIG Film for Magnetic Field Sensor,” *Acta Physica Polonica A*, vol. 127, pp. 937–939, Apr. 2015.
- [64] T. Koda, S. Muroga, and Y. Endo, “Highly Sensitive Magnetic Field Sensing Using Magnetization Dynamics in Yttrium Iron Garnet Single-Crystal Thin Films,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 55, pp. 1–4, July 2019.
- [65] R. G. Kryshtal and A. V. Medved, “Surface acoustic wave in yttrium iron garnet as tunable magnonic crystals for sensors and signal processing applications,” *Applied Physics Letters*, vol. 100, p. 192410, May 2012.

- 
- [66] M. Balynsky, D. Gutierrez, H. Chiang, A. Kozhevnikov, G. Dudko, Y. Filimonov, A. A. Balandin, and A. Khitun, “A Magnetometer Based on a Spin Wave Interferometer,” *Scientific Reports*, vol. 7, Dec. 2017.
- [67] J. D. Adam and F. Winter, “Magnetostatic Wave Frequency Selective Limiters,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 49, pp. 956–962, Mar. 2013.
- [68] G. L. Matthaei, L. Young, and E. M. T. Jones, *Design of microwave filters, Impedance-matching networks, and coupling structures. Volume 1*, vol. 1. Stanford Research institute, Jan. 1963.
- [69] M. Steer, *Microwave and RF design : a systems approach*. Raleigh, NC : SciTech Pub, 2010.
- [70] Hewlett-Packard, *Application note 95-1*. Hewlett-Packard, 1967.
- [71] J. Rutman, “Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources : Fifteen years of progress,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 66, no. 9, pp. 1048–1075, 1978.
- [72] Agilent, *Agilent Technologies ESG Family Signal Generators, user guide*. Agilent Technologies, 2002.
- [73] Keysight, *Fundamentals of RF and Microwave Noise Figure Measurements*. Keysight, 2019.
- [74] H. Friis, “Noise Figures of Radio Receivers,” *Proceedings of the IRE*, vol. 32, pp. 419–422, July 1944.
- [75] A. L. Lance and W. D. Seal, “Phase Noise and AM Noise Measurements in the Frequency Domain,” p. 51.
- [76] S. Giraud, *Croissance de couches minces de silicium pour applications photovoltaïques par epitaxie en phase liquide par évaporation du solvant*. PhD thesis, Université de Grenoble, Grenoble, Aug. 2006.
- [77] “Innovent Technologieentwicklung Jena : YIG,” Sept. 2020. <https://www.innovent-jena.de/mos/yig>.
- [78] “Matesy Magnetic Technologies & Systems,” Sept. 2020. <https://matesy.de/de/produkte/materialien/yig-schichten>.
- [79] C. G. Sykes, J. D. Adam, and J. H. Collins, “Magnetostatic wave propagation in a periodic structure,” *Applied Physics Letters*, vol. 29, pp. 388–391, Sept. 1976.
- [80] J. Basterfield, “The chemical polishing of yttrium iron garnet,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 2, pp. 1159–1161, Aug. 1969.
- [81] A. V. Chumak, A. A. Serga, S. Wolff, B. Hillebrands, and M. P. Kostylev, “Design and optimization of one-dimensional ferrite-film based magnonic crystals,” *Journal of Applied Physics*, vol. 105, p. 083906, Apr. 2009.
- [82] C. L. Ordóñez Romero, Z. Lazcano-Ortiz, A. Drozdovskii, B. Kalinikos, M. Aguilar-Huerta, J. L. Domínguez-Juárez, G. Lopez-Maldonado, N. Qureshi, O. Kolokoltsev, and G. Monsivais, “Mapping of spin wave propagation in a one-dimensional magnonic crystal,” *Journal of Applied Physics*, vol. 120, p. 043901, July 2016.
- [83] V. Vitko, A. Nikitin, A. Ustinov, A. Drozdovskii, A. Semenov, and E. Lähderanta, “Investigation of spin waves in magnonic crystal based on periodically metallized YIG film,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 929, p. 012027, Nov. 2017.

- [84] K. W. Reed, J. M. Owens, and R. L. Carter, "Current status of magnetostatic reflective array filters," *Circuits, Systems, and Signal Processing*, vol. 4, pp. 157–180, Mar. 1985.
- [85] J. Owens, C. Smith, and T. Mears, "Magnetostatic Wave Reflective Array Filter," in *MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 79, (Orlando, FL, USA), pp. 154–156, MTT005, 1979.
- [86] J. Owens, C. Smith, E. Snapka, and J. Collins, "Two-Port Magnetostatic Wave Resonators Utilizing Periodic Reflective Arrays," in *MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 78, (N/A), pp. 440–442, MTT005, 1978.
- [87] W. R. Brinlee, J. M. Owens, C. V. Smith, and R. L. Carter, "'Two-port' magnetostatic wave resonators utilizing periodic metal reflective arrays," *Journal of Applied Physics*, vol. 52, pp. 2276–2278, Mar. 1981.
- [88] A. V. Chumak, P. Pirro, A. A. Serga, M. P. Kostylev, R. L. Stamps, H. Schultheiss, K. Vogt, S. J. Hermsdoerfer, B. Laegel, P. A. Beck, and B. Hillebrands, "Spin-wave propagation in a microstructured magnonic crystal," *Applied Physics Letters*, vol. 95, p. 262508, Dec. 2009.
- [89] W. Barry, "A Broad-Band, Automated, Stripline Technique for the Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 34, pp. 80–84, Jan. 1986.
- [90] B. Magnetic, *Formule de calcul de la densité de flux  $B_x$  en un point ( $x$ ) sur l'axe d'une barre magnétique*. Binder Magnetic, 2012.
- [91] Supermagnete, *Fiche de données article Q-50-50-12.5-N*. Webcraft GmbH, 2015.
- [92] ADL5521, *400 MHz to 4000 MHz Low Noise Amplifier, datasheet*. Analog Devices, 2017.
- [93] ADL5380, *400 MHz to 6 GHz Quadrature Demodulator, datasheet*. Analog Devices, 2014.
- [94] AD7616, *16-Channel DAS with 16-Bit, Bipolar Input, Dual Simultaneous Sampling ADC*. Analog devices, 2016.
- [95] AD8302, *LF–2.7 GHz RF/IF Gain and Phase Detector*. Analog Devices, 2018.
- [96] N. Kanazawa, T. Goto, J. W. Hoong, A. Buyandalai, H. Takagi, and M. Inoue, "Metal thickness dependence on spin wave propagation in magnonic crystal using yttrium iron garnet," *Journal of Applied Physics*, vol. 117, p. 17E510, May 2015.
- [97] M. Salter, "4 port VNA versus 2 port VNA : A comparison of methods for measuring the S parameters of a directional coupler Martin Salter 4th European ANAMET Seminar METAS, Bern, Switzerland 3rd June 2015," p. 17.
- [98] M. Salter, "Measuring multiport devices with a two-port VNA with traceability to national standards," p. 21.
- [99] J. Tippet and R. Speciale, "A Rigorous Technique for Measuring the Scattering Matrix of a Multiport Device with a 2-Port Network Analyzer," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 30, pp. 661–666, May 1982.
- [100] D. G. Kam and J. Kim, "Multiport Measurement Method Using a Two-Port Network Analyzer With Remaining Ports Unterminated," *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 17, pp. 694–696, Sept. 2007.

# Table des figures

1.1	(a) Représentation de l'alignement des spins du matériau en l'absence de champ magnétique; (c) Représentation de l'alignement des spins d'un matériau ferromagnétique en présence d'un fort champ magnétique; (b) Représentation de l'alignement de deux sous-réseaux de spins d'un matériau ferri-magnétique en présence d'un champ magnétique de saturation. . . . .	11
1.2	Représentation schématisée de la précession d'un spin unique autour de l'axe du champ magnétique. . . . .	11
1.3	Représentation de l'évolution de la fréquence de résonance pour différentes formes d'échantillons en fonction de la direction et de l'amplitude du champ appliqué. (Ces courbes sont obtenues avec les valeurs suivantes : $\frac{\gamma}{2\pi} = 28$ GHz/T et $\mu_0 M_S = 0,175$ T) [11]. . . . .	12
1.4	Représentation schématisée de la précession d'une série de spin autour de l'axe de polarisation en champ faisant apparaître un déphasage entre chaque spin. L'onde de spin issue de la succession des déphasages est représentée en vert dont la longueur d'onde s'écrit $\lambda_m$ . . . . .	13
1.5	Représentation des différentes zones des régimes de propagations des ondes de spins dans un milieu ferromagnétique pour un film de YIG (matériau utilisé durant cette thèse) [15, 16]. . . . .	14
1.6	Représentation simplifiée de l'orientation des vecteurs $\vec{M}_S$ et $\vec{k}$ afin de privilégier les ondes MSSW pour la figure (a), les ondes MFVW pour la figure (b) et les ondes MBVW pour la figure (c). . . . .	15
1.7	Représentation de l'évolution des fréquences des trois principaux modes de propagation en fonction du nombre d'onde $k$ et des fréquences limites pour chaque mode de propagation (Ces courbes sont obtenues des relations 1.1 à 1.4 avec les valeurs suivantes : $\mu_0 M_S = 0,175$ T ; $d_2 = 19,4$ $\mu\text{m}$ ; $\mu_0 H_0 = 7,35$ mT). . . . .	16
1.8	Représentation générale d'un quadripôle et de sa matrice $Z$ . . . . .	18
1.9	Schématisme d'un quadripôle S par un graphe de fluence indiquant les paramètres S, les ondes incidentes et réfléchies. . . . .	18
1.10	Représentation de la mise en œuvre et de la propagation des ondes de spin dans un film de YIG avec les antennes d'excitation et de mesure. Les caractérisations, en transmission et en réflexion, de l'élément sensible sont notées respectivement $S_{21}(f_0, H_0)$ et $S_{11}(f_0, H_0)$ . . . . .	20
1.11	Représentation de la mise en œuvre du film de YIG pour la modélisation physique. . . . .	21
1.12	Superposition des représentations de l'évolution de la fréquence en fonction du vecteur d'onde des relations 1.2 et 1.30 (Ces courbes sont obtenues par simulation avec les valeurs suivantes : $\mu_0 M_S = 0,175$ T ; $\mu_0 H_0 = 7,35$ mT ; $d_1 = \infty$ ; $d_2 = 19,4$ $\mu\text{m}$ ; $d_3 = 1,56$ mm ; $w_4 = 250$ $\mu\text{m}$ ). . . . .	28

1.13	Évolution de la résistance de rayonnement en fonction de la fréquence d'excitation pour trois largeurs d'antennes $w_4$ (ces courbes sont obtenues avec les valeurs suivantes : $\mu_0 M_S = 0,175 \text{ T}$ ; $d_2 = 19,4 \mu\text{m}$ ; $\mu_0 H_0 = 7,35 \text{ mT}$ ). . . . .	29
1.14	Évolution de l'amplitude des paramètres $S_{11}$ et $S_{21}$ en fonction de la fréquence d'excitation pour un champ magnétique fixe (ces courbes sont obtenues avec les valeurs suivantes : $\mu_0 M_S = 0,175 \text{ T}$ ; $d_2 = 19,4 \mu\text{m}$ ; $\mu_0 H_0 = 7,35 \text{ mT}$ ; $w_4 = 250 \mu\text{m}$ ). . . . .	31
1.15	Mise en œuvre du film de YIG pour définir le principe de réflexion des ondes de spin en bord de film. . . . .	31
1.16	Représentation de quelques ondes de puissance issues de 0, 1 ou 2 réflexions. . . . .	33
1.17	Représentation d'un capteur idéal sous forme de schéma bloc. . . . .	34
1.18	Schéma bloc résumant les principales fonctions d'un instrument de mesure dont la linéarité est assurée par la boucle de contre-réaction. . . . .	35
1.19	Représentation générale du principe de mise en œuvre de l'élément sensible de type magnonique comprenant la source d'excitation et l'électronique de démodulation. . . . .	37
2.1	Représentation de l'évolution de l'amplitude du courant et de la tension dans un stub en court-circuit. . . . .	49
2.2	Représentation du porte-échantillon développé pour l'excitation et la mesure des ondes de spin. Le film de YIG est représenté par le rectangle rouge et bleu. . . . .	52
2.3	Amplitude des paramètres $S$ du couplage électromagnétique entre les deux antennes en fonction de la fréquence, mesurée et issue de la modélisation théorique. . . . .	53
2.4	(a) schéma de principe d'une démodulation en quadrature et (b) représentation de principe du signal $v_e$ en fonction de $v_i$ et $v_q$ . . . . .	54
2.5	Schéma général de la chaîne de démodulation constituée de l'élément sensible, d'un amplificateur bas bruit (LNA) et du démodulateur. . . . .	55
2.6	Schéma électrique du quadripôle de la mise en œuvre du quadripôle. . . . .	55
2.7	Illustration des variations du signal, $v_2(t)$ , dans le plan complexe en sortie de l'élément sensible. . . . .	57
2.8	Illustration des variations du signal $v_i(t)$ et $v_q(t)$ dans le plan complexe en sortie du capteur en fonction de l'angle entre les sources d'excitation et de référence $\varphi_0$ . . . . .	60
2.9	Schéma équivalent de bruit de la chaîne de démodulation complète avec deux sources indépendantes. . . . .	64
2.10	Schéma des sources de bruits de la source d'excitation et de l'atténuateur, et de la source de bruit équivalente (générateur de Thévenin). . . . .	66
2.11	Schéma des sources de bruit de la source d'excitation, de l'atténuateur et de l'élément sensible, et de la source de bruit équivalente (générateur de Thévenin). . . . .	68
2.12	Schéma équivalent des contributions de bruit, de la source d'excitation, de l'atténuateur, de l'élément sensible, du LNA et de la démodulation en quadrature (à gauche). La source de bruit équivalente est représentée à droite (générateur de Thévenin). . . . .	69
2.13	Schéma équivalent de bruit de la chaîne de démodulation jusqu'à la sortie du démodulateur. . . . .	71

2.14	Schéma équivalent de bruit de la chaîne de démodulation jusqu'en sortie de démodulation. . . . .	74
3.1	Vue de face et vue de devant du porte-échantillon créé pour une adaptation à 1,1 GHz avec un film de YIG rectangulaire déposé dessus. Dans la partie droite sont représentés les deux variants sans et avec bandelettes de cuivre. .	84
3.2	(a) Représentation de la gravure des bandes sur le YIG, (b) représentation de la dépose des bandelettes de métal (Cu, Au) sur l'échantillon de YIG et (c) représentation d'un porte-échantillon modifié comportant des bandelettes de cuivre gravées. . . . .	86
3.3	Représentation du principe de la définition des termes composant le quadripôle $C_{ba}$ . . . . .	87
3.4	Représentation quadripolaire d'une bandelette . . . . .	89
3.5	Représentation quadripolaire du filtrage des ondes de spin pour $n_{ba}$ bandelettes mises en œuvre. . . . .	89
3.6	Comportement de l'amplitude des paramètres de transmission direct et de réflexion à l'entrée du filtre spatial, en fonction de la fréquence d'excitation des ondes de spin et du nombre de bandelettes gravées sur le porte-échantillon. La fréquence varie entre $f_{RFM}$ et $f_{max}$ . . . . .	91
3.7	(a) évolution de l'amplitude $S_{21}^{n_{ba}}$ en fonction du champ magnétique $B_0$ et du nombre de bandelettes gravées sur le porte-échantillon, $n_{ba}$ et (b) Sensibilité $\partial S_{21}^{n_{ba}}/\partial B_0$ dérivée de l'amplitude $S_{21}^{n_{ba}}$ simulées en fonction du champ magnétique, $B_0$ , et du nombre de bandelettes $n_{ba}$ . . . . .	92
3.8	(a) sens de mesure du profil des bandelettes gravées à l'aide du profilomètre et caractéristiques typiques. (b) résultat d'une mesure au profilomètre pour 14 bandelettes gravées de période 600 $\mu\text{m}$ . . . . .	93
3.9	Évolution de $S_{21,ba}$ théorique, pour 14 cellules gravées sur le porte-échantillon (bleu) et l'évolution de ce même paramètre pour des valeurs mesurées au profilomètre. . . . .	93
3.10	Schéma de principe du banc de mesure des paramètres S en fonction du champ magnétique appliqué (a) et la représentation 3D du châssis porte-aimants et de la bobine de Helmholtz (b). . . . .	96
3.11	Graphique 3D vue de dessus représentant l'intensité du champ magnétique mesurée dans la zone centrale du dispositif de la figure 3.10b. Les aimants sont espacés de 20 cm. . . . .	98
3.12	Variation de l'amplitude de la puissance de sortie de l'élément sensible, $P_2$ , en fonction de la puissance d'entrée, $P_1$ . La mesure est réalisée sur l'ensemble d3	99
3.13	Spectres des amplitudes et phases des coefficients de réflexion, (a) et (b), des coefficients de transmission, (c) et (d), en fonction de la fréquence d'excitation, $f_0$ , pour un champ magnétique $B_0 = 7,35$ mT. Mise en œuvre d0. . . . .	100
3.14	Représentation des amplitudes et des angles des coefficients de réflexion, (a) et (b), des coefficients de transmission, (c) et (d), en fonction de la fréquence d'excitation, $f_0$ , pour un champ magnétique $B_0 = 7,35$ mT et pour la mise en œuvre d1. . . . .	103
3.15	Superposition d'une mesure de l'amplitude de $S_{21}$ avec l'apparition de mode de propagation normalisée par la longueur du film de YIG. . . . .	104

3.16	Superpositions des amplitudes des paramètres $S_{11}$ et $S_{21}$ mesurés au VNA pour les éléments sensibles d1 et d2. . . . .	105
3.17	Graphe 3D (vue isométrique) de l'amplitude du coefficient de transmission mesurée sur l'échantillon d1 en fonction de la fréquence et du champ magnétique, $S_{21}(f_0, \mathbf{B}_0)$ pour une puissance d'injection de $-20$ dBm. Le niveau de l'atténuation du signal est représenté par des couleurs allant du bleu au rouge en fonction de la valeur. . . . .	106
3.18	Vue de dessus du graphe 3D de l'amplitude du coefficient de transmission mesurée sur l'échantillon d1 en fonction de la fréquence et du champ magnétique, $S_{21}(f_0, \mathbf{B}_0)$ pour une puissance d'injection de $-20$ dBm. Le niveau de l'atténuation du signal est représenté par des couleurs allant du bleu au rouge en fonction de la valeur. . . . .	107
3.19	Représentation de l'amplitude et de la phase de $T_r$ et de leur dérivée respective en fonction du champ, pour un fréquence de d'excitation fixe de $f_0 = 1,5$ GHz. . . . .	109
3.20	Graphe 3D de la sensibilité, $s_X$ , évaluée à partir des caractérisations aux VNA attendue en sortie de l'élément sensible pour une puissance d'injection de $-20$ dBm. . . . .	110
3.21	Pour une mise en œuvre d'un filtrage spatial d'onde de spin, ce graphique représente les amplitudes et les angles des coefficients de réflexion, (a) et (b), des coefficients de transmission, (c) et (d), en fonction de la fréquence d'excitation, $f$ , et pour un champ magnétique $\mathbf{B} = 7,35$ mT et une puissance d'injection de $-20$ dBm. . . . .	113
3.22	Graphe 3D de l'amplitude de $S_{21}(f_0, \mathbf{B}_0)$ mesurée sur l'échantillon d3 en fonction de la fréquence et du champ magnétique. . . . .	114
3.23	Graphe 3D de l'amplitude du coefficient de transmission en fonction de la fréquence et du champ magnétique, $ S_{21} (f_0, \mathbf{B}_0)$ pour une puissance d'injection de $-20$ dBm et pour la mise en œuvre d3. . . . .	115
3.24	Graphe 3D de la sensibilité, $s_{i,i}$ , évaluée à partir des caractérisations aux VNA attendue en sortie de capteur sur la voie I pour une puissance d'injection de $-20$ dBm. . . . .	116
3.25	Schéma électronique de la chaîne de démodulation mise en œuvre. Capteur avec (a) une source unique, et (b) deux sources synchronisées. . . . .	119
3.26	Superpositions de l'amplitude (a) et de la phase (b) de la tension en sortie de l'élément sensible issue de la caractérisation au VNA (orange) et de la mesure du signal en sortie de capteur (bleue). . . . .	121
3.27	Évolution des tensions ramenées en sortie de l'élément sensible et des sensibilités en tension calculées du capteur en fonction du champ magnétique, $\mathbf{B}_0$ , pour les quatre types de signaux $v_i(\mathbf{B}_0)$ , $v_q(\mathbf{B}_0)$ , $v_2(\mathbf{B}_0)$ et $\arg(v_2(\mathbf{B}_0))$ pour l'élément sensible d1. . . . .	123
3.28	Recherche de la sensibilité maximale en fonction du champ magnétique. . . . .	124
3.29	Tensions de sortie et sensibilités en champ du capteur en fonction du champ magnétique pour les quatre types de sorties $v_i(t)$ , $v_q(t)$ , $v_2(t)$ et $\arg(v_2(t))$ pour l'élément sensible d3. . . . .	127
3.30	Tensions $v_{i,ac}(t)$ et $v_{q,ac}(t)$ en fonction du temps. Les signaux ont été mesurés à l'aide d'un oscilloscope <i>TDS3003</i> configuré sans moyennage. . . . .	131

3.31	Densité spectrale de bruit en sortie du capteur en fonction de la fréquence et de l'angle $\varphi_0$ entre deux sources d'excitation pour un gain $G_3 = 100$ et l'utilisation de l'échantillon fantôme. . . . .	133
3.32	Densité spectrale de bruit en sortie du capteur en fonction de la fréquence pour un gain $G_3 = 1000$ . . . . .	134
3.33	Fonction de transfert du capteur ramené à l'entrée du capteur (a) et niveau de bruit équivalent en champ du capteur (b). . . . .	136
4.1	Représentation sous forme de quadripôle la propagation des ondes de spin dans un tronçon de ligne magnétique. . . . .	141
4.2	Représentation quadripolaire du filtrage $C_{ba}^{nba}$ . . . . .	142
4.3	Représentation multi-polaire (octopôle) de la mise en œuvre du porte-échantillon et du YIG. . . . .	145
4.4	Synoptique de mise en œuvre du porte-échantillon et du YIG. . . . .	145
4.5	Représentation du coupleur, noté d4, utilisé pour les mesures de caractérisation. . . . .	156
4.6	Représentation des amplitudes de $S_{11}$ à $S_{44}$ du coupleur d4. PE : mesure du porte-échantillon seul (bleu) ; PE&YIG : mesure du porte-échantillon avec un film de YIG ; PE&YIG $+B_0$ et PE&YIG $-B_0$ : mesures de l'élément complet avec un champ magnétique statique. . . . .	161
4.7	Représentation des phases $\arg(S_{11})$ à $\arg(S_{44})$ du coupleur d4. PE : mesure du porte-échantillon seul (bleu) ; PE&YIG : mesure du porte-échantillon avec un film de YIG ; PE&YIG $+B_0$ et PE&YIG $-B_0$ : mesures de l'élément complet avec un champ magnétique statique. . . . .	163
4.8	Superposition des amplitudes et des phases des coefficients $S'_{ee}$ de la relation 4.26 mesurées sur le coupleur d4. PE&YIG $+B_0$ et PE&YIG $-B_0$ : mesures de l'élément d4 respectivement pour un champ magnétique positif et négatif. . . . .	166
4.9	Superposition des amplitudes et des phases des coefficients $CC_+^2$ et $CC_-^2$ de la relation 4.26 pour le coupleur d4. PE&YIG $+B_0$ et PE&YIG $-B_0$ : mesures de l'élément d4 respectivement pour un champ magnétique positif et négatif. . . . .	166
4.10	Amplitudes des paramètres $S$ du coupleur d4 seul (PE), sans YIG et sans champ magnétique. . . . .	167
4.11	(a) Représentation du coefficient de couplage, $CC_{1+}C_{2+}$ et $CC_{1-}C_{2-}$ superposé aux amplitudes des paramètres $CC_{1+}C_{2+}$ et $CC_{1-}C_{2-}$ . (b) Superposition du rapport de puissance de l'onde négative sur la puissance de l'onde positive théorique et de la mesure. . . . .	168
4.12	Superposition de l'évolution de la phase de la propagation des ondes de spin en fonction de la fréquence. . . . .	168
4.13	Représentation du coupleur, noté d4, utilisé pour les mesures de caractérisation. . . . .	170
4.14	Représentation des coupleurs d5 et d6 utilisés pour réaliser les caractérisations avec un filtrage d'onde de spin. . . . .	174
4.15	Superposition de l'amplitude et de la phase $CC_-^2$ du coupleur d5. . . . .	175
4.16	Superposition des amplitudes et des phases de propagation, $CC_+^2$ et $CC_-^2$ , du coupleur d6. . . . .	175
4.17	Amplitudes des paramètres de propagation de chaque élément pour un champ magnétique positif (a) et négatif (b). . . . .	176

4.18	Phases des paramètres de propagation de chaque élément pour des champs magnétiques positif et négatif. . . . .	177
B.1	Résultat de la caractérisation de l'aimantation en fonction du champ magnétique d'un film de YIG. . . . .	201
C.1	Photo d'un film de YIG biseauté (b2) placé sur un porte-échantillon qui aura préalablement été gravé en salle blanche. L'ensemble forme l'élément sensible d3. . . . .	202
C.2	(a) Photo de l'ensemble de caractérisation des paramètres S. Cette illustration correspond au schéma donné dans la figure 3.10a. (b) Photo de l'ensemble de la partie magnétique et de l'élément sensible placé dans l'enceinte amagnétique.203	203
C.3	Photo de l'ensemble des coupleurs caractérisés au chapitre 4 (hors appareils de mesure). . . . .	204

# Liste des tableaux

1.1	Tableau récapitulatif des paramètres des matériaux pour chaque couche du guide d'onde. . . . .	24
1.2	Coefficients magnétiques déterminés à partir des propriétés du matériau de chaque couche suivant le sens $s$ ( $s = \pm 1$ ) . . . . .	26
1.3	Tableau récapitulatif des paramètres de résolution pour chaque couche du guide d'onde. . . . .	27
1.4	Tableau comparatif entre différentes technologies de capteur du marché et développé au laboratoire faisant office de référence. . . . .	38
1.5	Synthèse de l'état de l'art . . . . .	42
1.6	Synthèse de l'état de l'art (suite) . . . . .	43
3.1	Caractéristiques physiques des différents échantillons de YIG étudiés. . . . .	83
3.2	Tableau récapitulatif des actions à mener pour réaliser un porte-échantillon. . . . .	85
3.3	Tableau de synthèse des portes-échantillons réalisés. . . . .	94
3.4	Tableau de synthèse des éléments sensibles résultant de l'assemblage d'un échantillon de YIG et d'un porte-échantillon. . . . .	95
3.5	Tableau de synthèse de la sensibilité intrinsèque évaluée pour chaque sortie de capteur à l'aide des caractérisations au VNA. Les sensibilités $s_X$ et $s_Y$ représentent la sensibilité maximale ( $\sqrt{s_T^2 +  T_r ^2 s_\varphi^2}$ ). . . . .	111
3.6	Tableau de synthèse de la sensibilité intrinsèque évaluée pour chaque sortie de capteur à l'aide des caractérisations au VNA. . . . .	117
3.7	Tableau de synthèse des sensibilités intrinsèques estimées pour chaque type de sorties de capteur à l'aide des caractérisations au VNA. . . . .	118
3.8	Tableau de synthèse des sensibilités mesurées sur l'élément sensible d1 en fonction du point de fonctionnement ( $f_0, B_0$ ). . . . .	125
3.9	Tableau de comparaison entre les sensibilités mesurées, avec le capteur, sur l'élément sensible d1 en fonction du point de fonctionnement et estimées des mesures au VNA. . . . .	125
3.10	Tableau de synthèse des sensibilités mesurées sur l'élément sensible d3 (filtrage des ondes de spin) en fonction du point de fonctionnement. . . . .	128
3.11	Tableau de comparaison entre les sensibilités mesurées, avec le capteur, sur l'élément sensible d3 en fonction du point de fonctionnement et estimées des mesures au VNA. . . . .	128
3.12	Tableau de comparaison des performances mesurées sur les éléments sensibles d1 et d3 à l'aide du capteur. . . . .	129
3.13	Tableau de comparaison des sensibilités mesurées sur les éléments sensibles d1 et d3 à l'aide du capteur en large gamme de champ, en petit signal et estimées des mesures au VNA. . . . .	132

3.14	Tableau des performances mesurées. . . . .	138
4.1	Paramètres de réflexions des portes-échantillons du chapitre 3. . . . .	154
4.2	Liste des mesures réalisées sur les coupleurs et affichées dans les graphiques 4.6 et 4.7. . . . .	156
4.3	Tableau de synthèse des coupleurs caractérisés. . . . .	174

# Annexe A

## Relations pour définir le couplage entre deux lignes microstrips

### Détails des relations utilisées pour déterminer le couplage électromagnétique

La notation utilisée dans cette annexe est directement issue de [69].

#### Paramètres $S$ issus du mode pair et impair

En prenant un quadripôle symétrique, nous pouvons décomposer le système en mode pair et impair. Nous obtenons alors :

$$S_{11e} = \frac{b_e}{a_e} \text{ et } S_{11o} = \frac{b_o}{a_o}$$

De plus les ondes incidentes et réfléchies,  $a_k$  et  $b_k$  avec  $k = 1, 2$  s'obtiennent en fonction des modes paire et impair tels-que :

$$\begin{aligned} a_1 &= a_e + a_o & \text{et} & & b_1 &= b_e + b_o \\ a_2 &= a_e - a_o & & & b_2 &= b_e - b_o \end{aligned}$$

En posant  $a_2 = 0$ , soit lorsqu'une électronique adaptée est placé après le quadripôle étudié. nous avons :

$$\begin{aligned} a_1 &= 2a_e = 2a_o \\ a_2 &= 0 \\ b_1 &= S_{11e}a_e + S_{11o}a_o = b_e + b_o \\ b_2 &= S_{11e}a_e - S_{11o}a_o = b_e - b_o \end{aligned}$$

Nous obtenons donc les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  tels que :

$$\begin{aligned} S_{11} &= \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} = \frac{1}{2} (S_{11e} + S_{11o}) \\ S_{21} &= \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} = \frac{1}{2} (S_{11e} - S_{11o}) \end{aligned}$$

De plus, le paramètre de réflexion  $S_{11}$  s'exprime à l'entrée :

$$S_{11} = \frac{Z_{in} - Z_c}{Z_{in} + Z_c}$$

De la même manière il est possible d'évaluer les paramètres de réflexion à l'entrée pour les modes pairs et impairs  $S_{11e}$  et  $S_{11o}$ . En réinjectant ces résultats dans l'évaluation des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$ , il vient :

$$\begin{aligned} S_{11-c} &= S_{22-c} = \frac{1}{2} (S_{11-e} + S_{11-o}) \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{Z_{in-e} - Z_c}{Z_{in-e} + Z_c} + \frac{Z_{in-o} - Z_c}{Z_{in-o} + Z_c} \right) \\ &= \frac{Z_{in-e} Z_{in-o} - Z_c^2}{(Z_{in-e} + Z_c)(Z_{in-o} + Z_c)} \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} S_{21-c} &= S_{12-c} = \frac{1}{2} (S_{11-e} - S_{11-o}) \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{Z_{in-e} - Z_c}{Z_{in-e} + Z_c} - \frac{Z_{in-o} - Z_c}{Z_{in-o} + Z_c} \right) \\ &= \frac{Z_c (Z_{in-e} - Z_{in-o})}{(Z_{in-e} + Z_c)(Z_{in-o} + Z_c)} \end{aligned}$$

## Calcul de $Z_{in}$ d'un coupleur par les modes pair et impair

L'épaisseur et l'espacement normalisé  $u$  et  $g$  :

$$u = \frac{w_4}{d_1}$$

$$g = \frac{d_4}{d_1}$$

### Mode pair

L'impédance caractéristique pour le mode pair s'écrit comme suit :

$$Z_{ce} = \frac{Z_{cle}(u, g)}{\sqrt{\varepsilon_{ee}(u, g)}}$$

avec :

$$\varepsilon_{ee}(u, g) = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left( \frac{10}{\mu} + 1 \right)^{-a.b}$$

$$Z_{c1e}(u, g) = \frac{Z_{c0}}{1 - \frac{1}{377} Z_{c0} \phi_e}$$

$$\phi_e = \frac{0,8645u^{0,1472}}{\psi(\alpha.u^{n_e} + (1-\alpha)u^{-n_e})}$$

$$a = 1 + \frac{1}{49} \log \left( \frac{u^4 + \frac{u^2}{2704}}{u^4 + 0,432} \right) + \frac{1}{18,7} \log \left( 1 + \left( \frac{u}{18,1} \right)^3 \right)$$

$$b = 0,564 \left( \frac{\epsilon_r - 0,9}{\epsilon_r + 3} \right)^{0,053}$$

$$\alpha = 0.5e^{-g}$$

$$\psi = 1 + \frac{g}{1,45} + \frac{g^{2,09}}{3,95}$$

$$n_e = 0,2175 + \left( 4,113 + \left( \frac{20,36}{g} \right)^6 \right)^{-0,251} + \frac{1}{323} \log \left( \frac{g^{10}}{1 + \left( \frac{g}{13,8} \right)^{10}} \right)$$

$$\mu = g \cdot \exp(-g) + \frac{u(g^2 + 20)}{g^2 + 10}$$

## Mode impair

L'impédance caractéristique pour le mode impair s'écrit comme suit :

$$Z_{co} = \frac{Z_{clo}(u, g)}{\sqrt{\epsilon_{eo}(u, g)}}$$

avec :

$$\epsilon_{eo}(u, g) = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left( \frac{10}{u} + 1 \right)^{-a.b} \left( 1 - e^{-\frac{0,179g^{0,15} - \frac{0,328g^r}{\log\left(\left(\frac{g}{7}\right)^{2,8} + e\right)}\right)} \right) e^{p \cdot \log(u) + q \cdot \sin\left(\frac{\pi \log(u)}{\log(10)}\right)}$$

$$Z_{c1o}(u, g) = \frac{Z_{c0}}{1 - \frac{1}{377} Z_{c0} \phi_o}$$

$$\phi_o = \phi_e - \frac{\theta(g)}{\psi(g)} \exp(\beta \cdot u^{n_o} \log(u))$$

$$\theta = 1,729 + 1,175 \log \left( \frac{0,627}{0,327g^{2,17} + g} + 1 \right)$$

$$\beta = 0,2306 + \frac{1}{5,3} \log (1 + 0,646g^{1,175}) + \frac{1}{301,8} \log \left( \frac{g^{10}}{1 + \left(\frac{g}{3,73}\right)^{10}} \right)$$

$$n_o = \left( \frac{1}{17,7} + \exp (-6,424) - 0,76 \log (g) - \left( \frac{g}{0,23} \right)^5 \right) \log \left( \frac{10+68,3g^2}{1+32,5g^{3,093}} \right)$$

$$p = e^{-0,745g^{0,295}} \operatorname{sech} (g^{0,68})$$

$$q = e^{-g-1,366}$$

$$r = 1 + 0,15 \left( 1 - \frac{\exp \left( 1 - \frac{(\epsilon_r - 1)^2}{8,2} \right)}{1 + g^{-6}} \right)$$

L'impédance caractéristique globale des antennes s'écrit :

$$Z_c = \sqrt{Z_{ce} Z_{co}}$$

# Annexe B

## Caractérisation d'un film de YIG

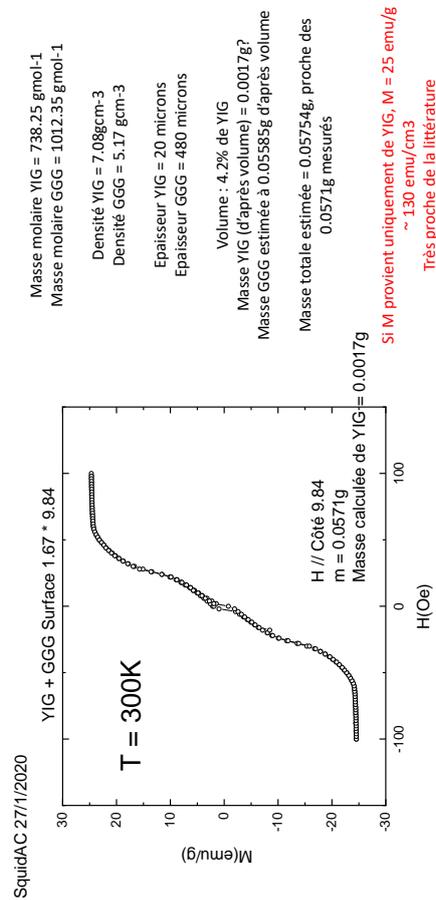


FIGURE B.1 – Résultat de la caractérisation de l'aimantation en fonction du champ magnétique d'un film de YIG.

## Annexe C

### Photo des bancs de mesures

#### L'élément sensible

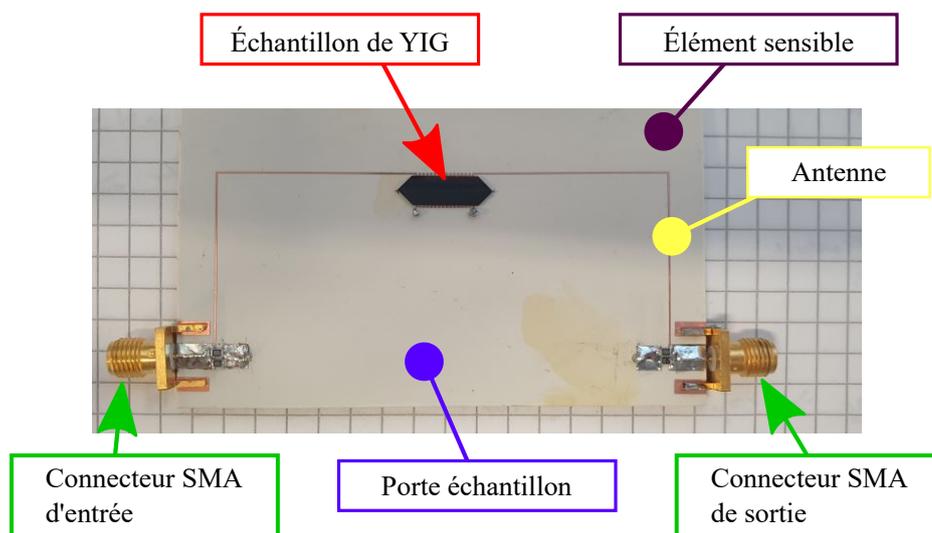
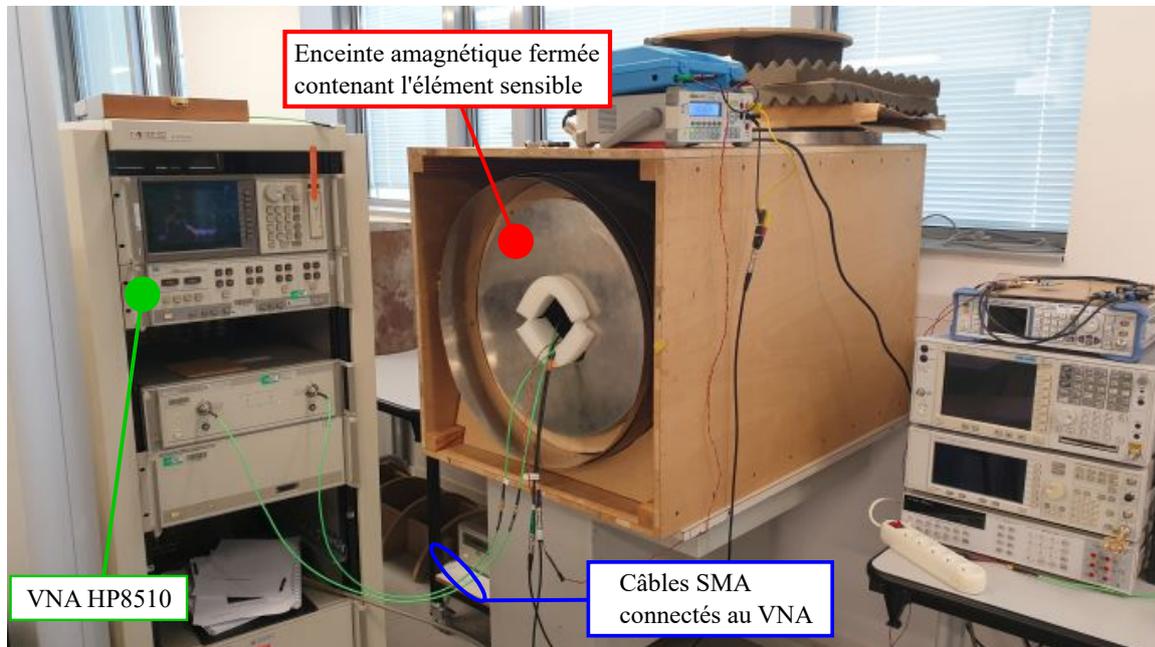
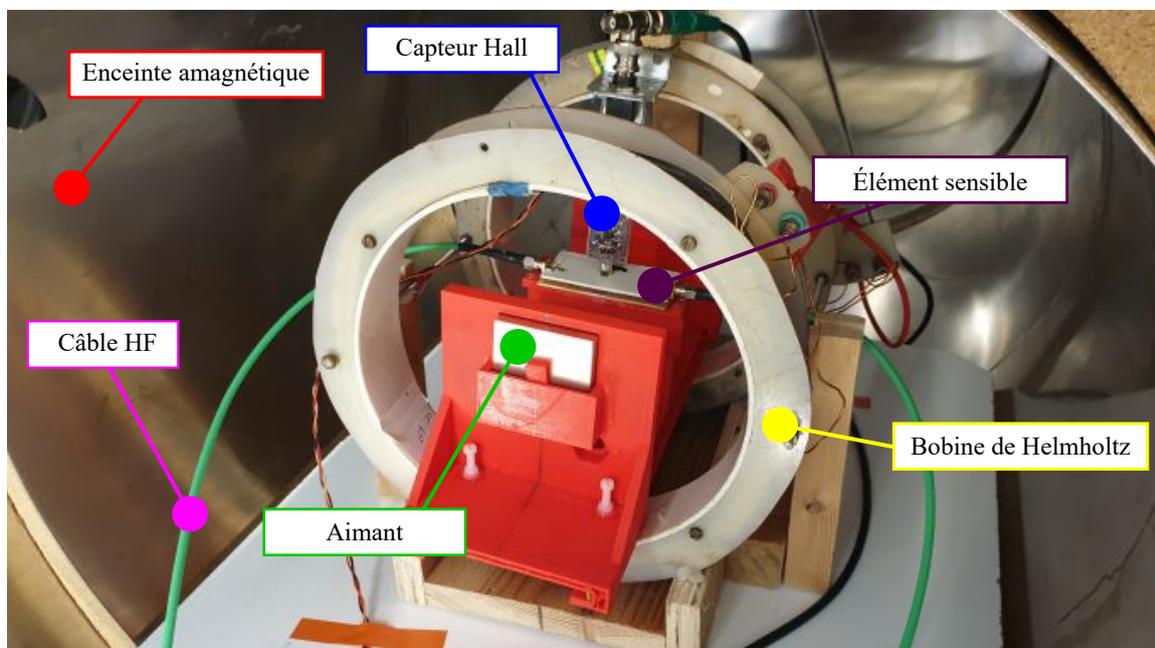


FIGURE C.1 – Photo d'un film de YIG biseauté (b2) placé sur un porte-échantillon qui aura préalablement été gravé en salle blanche. L'ensemble forme l'élément sensible d3.

## Caractérisation au VNA de l'élément sensible



(a)



(b)

FIGURE C.2 – (a) Photo de l'ensemble de caractérisation des paramètres S. Cette illustration correspond au schéma donné dans la figure 3.10a. (b) Photo de l'ensemble de la partie magnétique et de l'élément sensible placé dans l'enceinte amagnétique.

## Systeme du coupleur

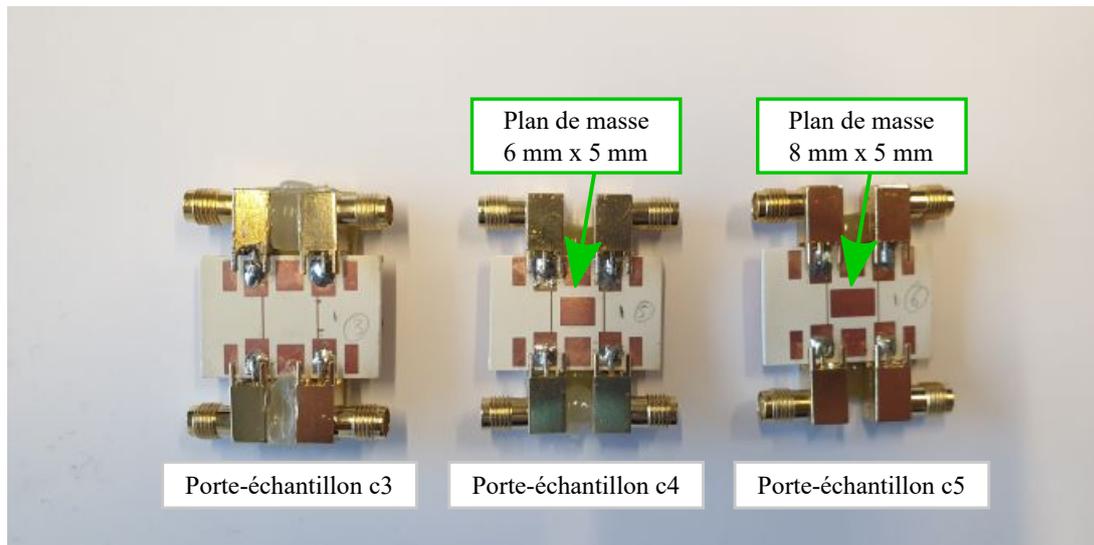


FIGURE C.3 – Photo de l'ensemble des coupleurs caractérisés au chapitre 4 (hors appareils de mesure).

# Développement de capteurs magnétiques à base de dispositifs « magnoniques »

Dans un matériau ferromagnétique soumis à un fort champ magnétique, l'onde de spin décrit la propagation du déphasage des spins précessant à la même fréquence au cours du temps. Ce travail de thèse présente le développement d'un capteur magnétique, en exploitant les variations dans la propagation de l'onde de spin. Ces dernières années, le sujet de la magnonique connaît un réel intérêt dans le domaine de l'instrumentation et de la transmission de données. Bien que plusieurs études ont montré un fort potentiel de la magnonique à la création d'un capteur de champ magnétique, peu d'études se sont intéressées à la réalisation du dit capteur et se limitent à la mesure des paramètres  $S$ . Ce travail de thèse présente une étude détaillée de la mise en œuvre de tels dispositifs dans un capteur de champ magnétique. Sur la base de modèles théoriques, la compréhension du phénomène a permis d'optimiser l'élément sensible. À l'aide des mesures de caractérisations (paramètres  $S$ ) réalisées au VNA, des sensibilités en champ ont ainsi pu être estimées. La cohérence des mesures entre les paramètres  $S$  et les mesures réalisées sur le capteur a permis de valider la chaîne de mesure mise en œuvre. Le capteur reposant principalement sur une démodulation en quadrature de type I/Q a permis d'observer les variations du signal en fonction du champ magnétique. Cette première mise en œuvre de matériau YIG montre une sensibilité d'environ  $100 \text{ pT}\sqrt{\text{Hz}}$ .

**Mots clés :** Capteurs magnétiques, Onde de spin, Instrumentation, Matériau ferromagnétique, YIG.

---

## Development of magnetic sensors based on "Magnonic" devices

In a ferromagnetic material exposed to a strong magnetic field, the spin wave describes the propagation of the phase shift of precessing spins at the same frequency over the time. This thesis describes the development of a magnetic sensor, using the variations in the propagation of the spin wave. In recent years, the subject of magnonics has been of great interest in the field of instrumentation and data transmission. Although, several studies have shown a strong potential of magnonics for the design of a magnetic field sensor, few studies have been interested in the realization of such sensors and are limited to the measurement of scattering parameters. This thesis presents a detailed study of the implementation of magnonics devices in a magnetic field sensor. On the basis of theoretical models, the understanding of the phenomenon has allowed to optimize the sensitive element. With the help of characterization measurements ( $S$  parameters) carried out with the VNA, field sensitivities could be estimated. The consistency of the measurements between the  $S$  parameters and the measurements made on the sensor has validated the measurement chain implemented. The sensor based mainly on a quadrature I / Q demodulation to monitor the variations of the signal as a function of the magnetic field. This first implementation of YIG material, shows a sensitivity of about  $100 \text{ pT}\sqrt{\text{Hz}}$ .

**Keywords :** Magnetic field sensors, Spin wave, Instrumentation, Ferromagnetic materials, YIG.