



**HAL**  
open science

# Etude et réduction des dérives en température aux basses fréquences des magnétomètres à haute sensibilité à base de *Magneto-Impédance Géante (MIG)* : réduction des fluctuations l'offset en température

Alexandre Esper

## ► To cite this version:

Alexandre Esper. Etude et réduction des dérives en température aux basses fréquences des magnétomètres à haute sensibilité à base de *Magneto-Impédance Géante (MIG)* : réduction des fluctuations l'offset en température. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Normandie Université, 2019. Français. NNT : 2019NORMC247 . tel-02555537

**HAL Id: tel-02555537**

**<https://theses.hal.science/tel-02555537v1>**

Submitted on 27 Apr 2020

**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**

**Etude et réduction des dérives en température aux basses fréquences des magnétomètres à haute sensibilité à base de Magneto-Impédance Géante (MIG).**

**Présentée et soutenue par  
Alexandre ESPER**

**Thèse soutenue publiquement le 10/12/2019  
devant le jury composé de**

M. CHRISTOPHE COILLOT	Ingénieur de recherche au CNRS, Université de Montpellier	Rapporteur du jury
M. JEAN-PAUL YONNET	Directeur de recherche Emérite, Université Grenoble Alpes	Rapporteur du jury
M. BASILE DUFAY	Maître de conférences, Université Caen Normandie	Membre du jury
M. VINCENT FRICK	Maître de conférences HDR, Université de Strasbourg	Membre du jury
M. SEBASTIEN SAEZ	Professeur des universités, Université Caen Normandie	Président du jury

**Thèse dirigée par CHRISTOPHE DOLABDJIAN, Groupe de recherche en informatique, image, automatique et instrumentation**



UNIVERSITÉ  
CAEN  
NORMANDIE





## Table des matières

<b>Chapitre 1 : Magnétométrie à effet Magnéto-Impédant Géant (MIG) - État de l'art.....</b>	<b>9</b>
1- Historique de la MIG .....	10
2- Capteur magnétique et critères de performance .....	12
3- Mise en œuvre d'un magnétomètre MIG .....	13
3.1- Chaîne d'acquisition .....	13
3.2- Réponse du dispositif MIG .....	15
4- Principe de fonctionnement de la MIG.....	17
4.1- Régime de basse fréquence .....	20
4.2- Régime de moyenne fréquence.....	20
4.3- Régime de haute fréquence .....	21
5- Modélisation analytique de la MIG .....	21
5.1-Domains magnétiques et position d'équilibre statique .....	23
5.2- Relation de dispersion - Tenseur d'impédance .....	26
6- Sensibilité intrinsèque en champ .....	29
7- Configurations possibles du capteur filaire MIG .....	30
8- Calcul de l'impédance électrique .....	31
9- État de l'art .....	34
9.1- Méthode d'amélioration de la stabilité à long terme et de la dérive en température des transducteurs magnétiques.....	34
9.2- Description simplifiée du principe d'opération d'une modulation du courant DC de bias pour un µfil amorphe .....	39
10- Motivations et enjeux actuels.....	43
11- Bibliographie du chapitre .....	44
<b>Chapitre 2 : Approche théorique des fluctuations en température de la MIG. ....</b>	<b>51</b>
1- Introduction .....	52
2- Les fluctuations magnétiques aux basses fréquences .....	54
3- Origine des fluctuations aux très basses fréquences .....	63
3.1- Les paramètres dépendant de la température.....	63
3.1.1- Le volume.....	64
3.1.2- La perméabilité magnétique .....	64
3.1.3- La résistivité électrique.....	67
4- Développement des équations théoriques .....	69
5- Sensibilité en champ de la MIG .....	71

5.1- Dérivé de l'impédance en fonction de l'angle de l'aimantation .....	71
5.2- Dérivé de l'angle de la direction de l'aimantation en fonction du champ magnétique .....	72
5.3- Dérivé de l'impédance en fonction du champ magnétique .....	74
6- Sensibilité en température de la MIG .....	75
6.1- Dérivé de l'angle de la direction de l'aimantation en fonction de la température .....	76
6.2- Dérivé de l'impédance en fonction de la température .....	76
7- Evaluation des fluctuations en température de la MIG équivalent en champ .....	78
8- Conclusion .....	82
9- Bibliographie du chapitre .....	83
Chapitre 3 : Modélisation et expérience .....	86
1- Introduction .....	88
2- Mesure de longue durée de la réponse de la MIG off-diagonal .....	89
3- Amélioration de la stabilité à long terme. Technique de modulation à l'aide d'un courant DC de bias .....	91
4- Impédance de la MIG .....	92
4.1- Evaluation des impédances, $Z_{11}$ et $Z_{21}$ , en fonction du champ .....	92
4.2- Effet de la température sur les termes de l'impédance .....	97
5- Expression générale de la tension de la MIG .....	99
6- Sensibilité en champ de la MIG .....	100
6.1- Evaluation du terme $\partial Z_{ij}/\partial \theta_M$ .....	100
6.2- Evaluation du terme $\partial \theta_M/\partial B$ .....	101
6.3- Evaluation du terme $\partial Z_{ij}/\partial B$ .....	102
6.4- Evaluation de la sensibilité en champ de la MIG, $S_{\Omega ij}$ .....	103
7- Evaluation des angles $\theta_M$ et $\theta_k$ pour un point de fonctionnement optimal en champ, $B_p$ .....	107
7.1- Angle de la direction de l'aimantation, $\theta_M$ .....	107
7.2- Angle d'anisotropie, $\theta_k$ .....	107
8- Sensibilité en température de la MIG .....	108
8.1- Evaluation du terme $\partial \theta_M/\partial T$ .....	108
8.2- Evaluation du terme $\partial Z_{ij}/\partial T$ .....	110
8.3- Evaluation de la sensibilité en température de la MIG, $S_{Tij}$ .....	111
9- Fluctuation d'offset en température de la MIG $FOT_{ij} \equiv S_{Tij}/S_{\Omega ij}$ .....	115
10- Mise en œuvre d'une double modulation .....	117
11- Résultats expérimentaux .....	120
11.1- Stabilité à long terme et en température .....	120

11.2- Densité spectral de bruit équivalent en champ aux extrêmement basses fréquences .....	122
11.3- Fonction de transfert et bande passante des magnétomètres .....	124
11.4- Dynamique du magnétomètre.....	125
11.5- Amélioration des $FOT_{21}$ de la MIG classique.....	125
12- Conclusion .....	127
13- Bibliographie du chapitre .....	128
Conclusion générale .....	130



## Introduction générale

**“Le commencement de toute science, c’est l’étonnement de ce que les choses sont ce qu’elles sont.”— ARISTOTE**

De l’antiquité jusqu’à nos jours, les magnétomètres ont toujours existé. Aujourd’hui, ils jouent un rôle important dans de très nombreux domaines technologiques. L’utilisation de ces derniers est en augmentation constante, notamment pour des utilisations quotidiennes. En effet, ils apparaissent dans les domaines de la téléphonie, du biomédical, de l’automobile (où 30 à 60 capteurs magnétiques sont utilisés aujourd’hui pour les véhicules hybrides), de l’aéronautique, de la sécurité, etc. Un magnétomètre est constitué en premier lieu par un élément sensible, un capteur, qui transforme le champ magnétique détecté en une grandeur électrique. L’élément sensible est appelé également un transducteur. Ce dernier est associé à un circuit électronique de conditionnement qui garantit un fonctionnement stable du dispositif et qui maintient le capteur dans un mode de fonctionnement optimal.

Ils existent différents types de capteurs magnétiques reposant sur des principes physiques différentes. Ce mémoire porte sur l’étude de magnétomètres basés sur l’effet Magnéto-Impédant Géant, MIG, (ou *Giant Magneto-Impedance*, *GMI* en anglais). Ce type de capteur se compose d’un matériau ferromagnétique doux basé sur un alliage de Cobalt et Fer. Lorsqu’il est parcouru par un courant alternatif de haute fréquence, les parties réelle et imaginaire de l’impédance du matériau varient fortement en présence d’un champ magnétique. Ces capteurs sont prometteurs en raison de leur haute sensibilité en champ et faible niveau de bruit, de leur flexibilité mécanique, de leur petite dimension, de leur utilisation à température ambiante, ainsi que leur faible coût de fabrication [1][2][3]. Ces caractéristiques permettent aux MIG de rivaliser certains magnétomètres commerciaux tels que le Fluxgate (FG).

Des travaux antérieurs [4][5] au sein de l’équipe électronique du laboratoire GREYC ont permis d’évaluer théoriquement et d’améliorer les performances de ces dispositifs MIG (sensibilité et niveau de bruit équivalent en champ). Des niveaux de bruit magnétique de  $17 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  et  $0,56 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  ont été obtenus, respectivement, à 1 Hz et en zone bruit blanc [6][7]. Sur la base de ces précédents travaux, mes travaux de thèse ont pour but de réaliser un magnétomètre MIG à très haute sensibilité et très haute stabilité aux très basses fréquences afin d’élargir la palette d’applications envisagées à des acquisitions de longue durée et à des températures variables. Parmi ces applications, nous pouvons citer celles des domaines de la géophysique y compris les fluctuations géomagnétiques, les activités volcaniques (observation des circulations des fluides ferromagnésiens hydrothermaux), l’extraction de gaz et forage pétrolier. Ce type de recherches implique un fonctionnement sur le long terme du magnétomètre et à des températures variables, d’où l’intérêt de mener des études sur la dépendance en température des performances de la MIG.

Dans l’état actuel, la température impose des limites à l’obtention d’une mesure fiable. En effet, nous avons constaté que lors d’acquisitions de longue durée, la réponse de la MIG fluctuait en fonction des variations journalières de la température. Le calcul de la fonction de cohérence entre ces deux grandeurs montre une corrélation supérieure à 80%.



À l'heure actuelle, ce type de mesures de longue durée est effectué à l'aide de magnétomètres de type FG en raison de leurs robustesses [4]. Cependant, les FG ont aussi leur propre limite à la fois vis-à-vis de leur large dimension, et aussi vis-à-vis de leur faible précision [8][9]. Ce qui les limite leurs utilisations dans certains champs d'applications. D'après l'état de l'art [1][10], la forte dépendance en température de la MIG semble être liée à la variation en température de la perméabilité magnétique de l'élément sensible. Cependant, des mesures préliminaires nous laissent penser que la variation de la résistivité DC est également impliquée par cette dépendance. Fort de ces résultats, mon travail de thèse s'est articulé autour de deux grands volets présentés dans les deux chapitres suivants.

Le premier chapitre de ce manuscrit rappelle la phénoménologie de la MIG ainsi que sa mise en œuvre dans le cadre de la magnétométrie à haute sensibilité. L'état de l'art de méthodes permettant de réduire, dans une certaine mesure les fluctuations d'offset en température seront données.

Le deuxième chapitre développe un modèle sur des bases théoriques permettant d'expliquer quantitativement l'origine et l'influence des fluctuations d'offset engendrées par les variations de température sur les dispositifs étudiés. Cette modélisation, basée sur le modèle de l'effet MIG décrit dans le chapitre 1, est réalisée non seulement pour une meilleure compréhension des grandeurs mises en jeu lors d'une variation en température, mais aussi pour prédire la réponse de la MIG.

Le chapitre 3 présente la mise en œuvre d'une chaîne d'instrumentation basée sur une technique de double excitation en courant permettant de réduire les fluctuations en température aux basses fréquences. En appui de la modélisation présenté dans le chapitre 2, les performances de cette mise en œuvre sont évaluées. Ces résultats issus du modèle et ceux issus de la technique mise en œuvre sont confrontés à des résultats expérimentaux. Enfin, ces performances sont comparées à celles d'un Fluxgate commercial.

## Bibliographie

- [1] M. Kurniawan, R. K. Roy, A. K. Panda, D. W. Greve, P. Ohodnicki, and M. E. McHenry, “Temperature-Dependent Giant Magnetoimpedance Effect in Amorphous Soft Magnets,” *J. Electron. Mater.*, vol. 43, no. 12, pp. 4576–4581, 2014.
- [2] M. Knobel, M. Vázquez, and L. Kraus, “Giant Magnetoimpedance,” *Handb. Magn. Mater.*, vol. 15, no. 03, pp. 497–563, 2003.
- [3] M. H. Phan and H. X. Peng, “Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications,” *Prog. Mater. Sci.*, vol. 53, no. 2, pp. 323–420, 2007.
- [4] B. Dufay, “Optimisation d’un magnétomètre à haute sensibilité à base de Magnédance Géante (MIG),” Thèse de Doctorat, Université de Caen Normandie, 2012.
- [5] E. Portalier, “Etude du bruit excédentaire, en  $1/f$ , aux basses fréquences dans les dispositifs basés sur l’effet Magnéto-Impédant Géant,” Thèse de Doctorat, Université de Caen Normandie, 2016.
- [6] E. Portalier, B. Dufay, C. Dolabdjian, D. Seddaoui, A. Yelon, and D. Ménard, “Study of the Low-Frequency Excess Equivalent Magnetic Noise in GMI-Based Devices,” *IEEE Sens. J.*, vol. 17, no. 21, pp. 6888–6894, 2017.
- [7] M. Malatek, B. Dufay, S. Saez, and C. Dolabdjian, “Improvement of the off-diagonal magnetoimpedance sensor white noise,” *Sensors Actuators, A Phys.*, 2013.
- [8] H.-X. Peng, F. Qin, and M.-H. Phan, *Ferromagnetic Microwire Composites*. 2016.
- [9] P. Ripka, *Magnetic sensors and magnetometers*. Artech House.
- [10] A. Esper, B. Dufay, and C. Dolabdjian, “Réduction des fluctuations d’offset en température de magnétomètre MIG,” in *GDR onde*, 2018, pp. 8–9.



## Chapitre 1 : Magnétométrie à effet Magnéto-Impédant Géant (MIG) - État de l'art

“Never underestimate the joy people derive from hearing something they already know.”— Enrico FERMI

### Table des matières

<b>Chapitre 1 : Magnétométrie à effet Magnéto-Impédant Géant (MIG) - État de l'art.....</b>	<b>9</b>
1- <b>Historique de la MIG .....</b>	<b>10</b>
2- <b>Capteur magnétique et critères de performance .....</b>	<b>12</b>
3- <b>Mise en œuvre d'un magnétomètre MIG .....</b>	<b>13</b>
3.1- <b>Chaîne d'acquisition .....</b>	<b>13</b>
3.2- <b>Réponse du dispositif MIG.....</b>	<b>15</b>
4- <b>Principe de fonctionnement de la MIG.....</b>	<b>17</b>
4.1- <b>Régime de basse fréquence.....</b>	<b>20</b>
4.2- <b>Régime de moyenne fréquence.....</b>	<b>20</b>
4.3- <b>Régime de haute fréquence .....</b>	<b>21</b>
5- <b>Modélisation analytique de la MIG .....</b>	<b>21</b>
5.1- <b>Domaines magnétiques et position d'équilibre statique.....</b>	<b>23</b>
5.2- <b>Relation de dispersion - Tenseur d'impédance .....</b>	<b>26</b>
6- <b>Sensibilité intrinsèque en champ.....</b>	<b>29</b>
7- <b>Configurations possibles du capteur filaire MIG .....</b>	<b>30</b>
8- <b>Calcul de l'impédance électrique .....</b>	<b>31</b>
9- <b>État de l'art .....</b>	<b>34</b>
9.1- <b>Méthode d'amélioration de la stabilité à long terme et de la dérive en température des transducteurs magnétiques.....</b>	<b>34</b>
9.2- <b>Description simplifiée du principe d'opération d'une modulation du courant DC de bias pour un µfil amorphe .....</b>	<b>39</b>
10- <b>Motivations et enjeux actuels.....</b>	<b>43</b>
11- <b>Bibliographie du chapitre .....</b>	<b>44</b>

## 1- Historique de la MIG

Le magnétisme classique est un phénomène qui se traduit par des forces répulsives ou attractives d'un matériau aimanté à un autre ou par le même aimant immobile. Il se produit également en présence des charges électriques en mouvement.

Les premiers matériaux magnétiques ont été découverts, il y a plus de 3000 ans, sous forme de pierres magnétiques dans la région de la Magnésie en Anatolie, d'où le nom de magnétisme associé à cette région. Plus tard, la science du magnétisme a intéressé les Chinois. Ils ont réalisé la première boussole en 1044. En 1117, cette dernière était essentielle pour la navigation maritime et terrestre.

Au XVI siècle, les recherches du physicien anglais Gilbert ont abouti à l'hypothèse que la terre est un aimant géant. En 1819, Oersted arrive à observer un champ magnétique quand un courant électrique parcourt un fil conducteur. En 1820, Bio et Savart puis Ampère fondent les relations entre les champs magnétique et électrique. En 1865, Maxwell introduit la notion du courant de déplacement.

En 1935, Harisson *et al.*, [1][2] ont découvert le phénomène de Magnéto-Impédance, MI, dans un fil à base de Fer et Nickel. Cet effet consiste en une variation de l'impédance d'un conducteur ferromagnétique amorphe (rubans amorphes ou nanocristallins ou fils), parcouru par un courant d'excitation et soumis à un champ magnétique externe. Cette variation est de l'ordre de 20% par rapport à l'impédance statique.

En 1992, Mohri *et al.*, [3][4] ont établi le phénomène magnéto-inductif dans des  $\mu$  fils ferromagnétiques à base de CoFeSiB.

En 1995, Panina *et al.*, [5] ont découvert l'effet Magnéto-Impédance Géante, MIG (*Giant Magneto-Impedance*, GMI en anglais) dans des films et des fils. Cette large variation peut atteindre 500-600% par rapport à l'impédance statique [6]. Un exemple est présenté en Figure 1.1. La haute sensibilité des capteurs MIG au champ magnétique externe en fait un candidat idéal pour le développement de magnétomètre. Ces capteurs peuvent également servir, d'une façon indirecte, à mesurer un courant électrique, une force et une position [7][8].

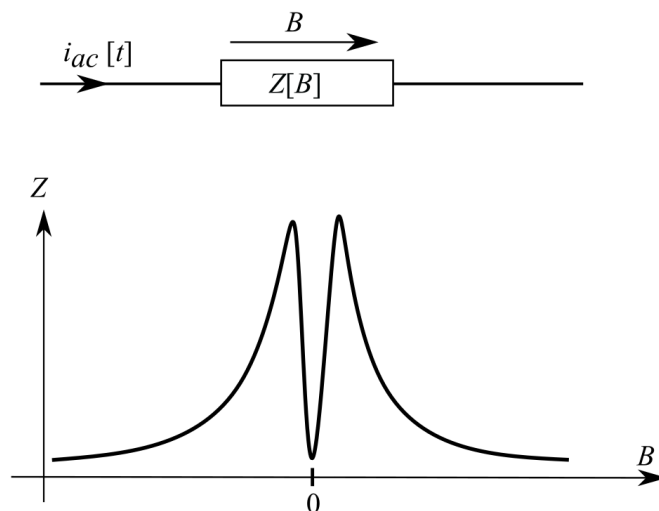


Figure 1.1 : Illustration de l'effet Magnéto-Impédance (MIG) dans un matériau ferromagnétique parcouru par un courant  $i_{ac}$  et soumis à un champ  $B$ .

La MIG repose sur le phénomène de l'effet de peau. Ce dernier est fortement prononcé à une fréquence d'excitation élevée. Il se traduit par une inhomogénéité de la densité de courant à l'intérieur du matériau. Il entraîne donc la diminution de la profondeur de pénétration,  $\delta$ , de l'onde électromagnétique, EM, traversant le dispositif. Il en résulte une augmentation de la variation d'impédance vis-à-vis du signal magnétique [9][3][10].

Ce phénomène a attiré l'attention de plusieurs groupes de recherche [3][5][17][18][19][20][21][22][23], en particulier, l'équipe électronique du Groupe de Recherche En Informatique, Image, automatique et Instrumentation de Caen GREYC. Ce dernier a investi plus d'une dizaine d'années dans la recherche, le développement et l'optimisation du capteur MIG.

L'objectif de ce premier chapitre est de rappeler le principe de fonctionnement des capteurs à effet MIG. Par la suite, le modèle de la MIG comme instrument de mesure du champ magnétique est rappelé. L'état de l'art des méthodes permettant, dans une certaine mesure, l'amélioration de la stabilité des différents capteurs magnétiques est présenté. Pour conclure, les motivations et enjeux de ces travaux sont exposés.

## 2- Capteur magnétique et critères de performance

Un capteur magnétique est un élément sensible qui convertit l'intensité du champ magnétique à détecter en une grandeur électrique qui est généralement une tension ou un courant. Il est usuellement associé à un conditionneur permettant d'obtenir une grandeur de sortie proportionnelle aux variations du champ magnétique à mesurer. La complexité du conditionneur varie en fonction du principe de fonctionnement de capteur. Il peut être un simple amplificateur ou bien une chaîne plus complexe, d'amplification, de démodulation et de filtrage. Par ailleurs, des techniques [11] existent permettant de linéariser la réponse du dispositif sensible. La méthode la plus utilisée pour corriger cette non-linéarité du capteur est de l'asservir en champ (*Field Feedback loop* en anglais). Elle permet de placer le capteur autour d'un point de fonctionnement optimal. Cette technique est usuelle en magnétométrie à haute sensibilité. Ce principe sera décrit par la suite. Un étage de post-traitement est généralement indispensable et suit ce premier conditionnement. Il permet une lecture aisée de la valeur du champ notamment par des traitements numériques, le tout formant un instrument de mesure appelé magnétomètre (cf. Figure 1.2).

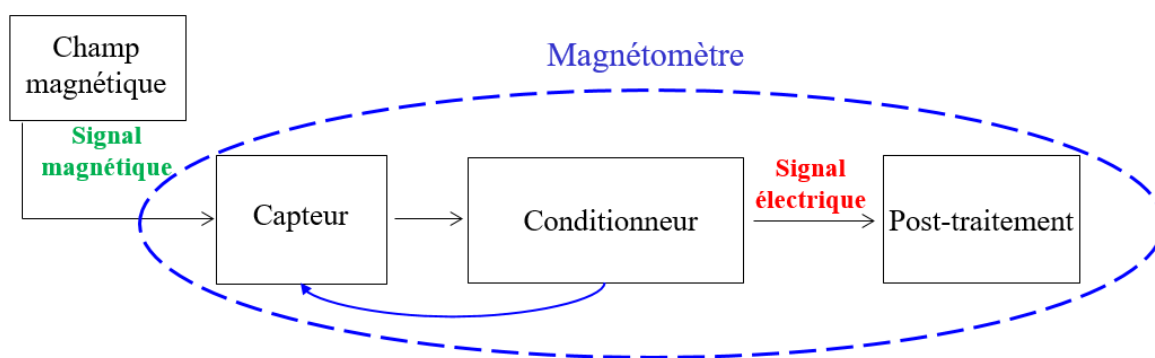


Figure 1.2 : Synoptique d'une chaîne comportant un magnétomètre.

Plusieurs critères de performances caractérisent un magnétomètre. Les performances ne dépendent pas seulement de l'élément sensible mis en œuvre, mais aussi de la chaîne électronique de conditionnement.

Les principales caractéristiques sont rappelées ci-après :

- 1- **Sensibilité en champ  $\Omega/T$**  : le rapport,  $S_{\Omega}$ , entre la variation du signal de sortie du capteur par rapport à celle du mesurande.  $S_{\Omega}$  correspond à la pente de la réponse du capteur en fonction du mesurande au point de fonctionnement en champ.
- 2- **Sensibilité en température  $\Omega/K$**  : le rapport,  $S_T$ , entre la variation du signal de sortie par rapport à la température qui est, dans ce cas, une grandeur d'influence. Elle doit être la plus faible possible.
- 3- **Fluctuation d'offset en température en  $T/K$**  : la variation de l'offset, équivalent en champ, vis-à-vis de la température. C'est le rapport entre les sensibilités en température et en champ,  $FOT = S_T/S_{\Omega}$ , définies précédemment.

- 4- **Stabilité à long terme en T/h** : capacité à maintenir la réponse du capteur au fil du temps, pour des conditions expérimentales constantes. En d'autres termes, elle présente l'offset du signal de sortie détecté pour un certain temps.
- 5- **Bande passante en Hz** : l'intervalle de fréquence dans lequel l'amplitude de la réponse décroît au plus de 3 dB par rapport à l'amplitude maximale du signal dans la bande passante. Elle caractérise la limite d'usage de la chaîne de mesure dans le domaine fréquentiel.
- 6- **Dynamique en dB** : rapport entre la valeur maximale et la valeur minimale du champ mesurable.
- 7- **Linéarité** : caractérise la proportionnalité entre la grandeur de sortie (électrique) et le mesurande, sur une plage de fonctionnement déterminée.
- 8- **Consommation en W** : puissance nécessaire pour alimenter la chaîne d'acquisition. Elle dépend de la complexité du circuit mis en œuvre.
- 9- **Hystérésis** : différence de la réponse d'un capteur, pour la même valeur de la grandeur mesurée, suivant le sens de variation de celle-ci (croissant ou décroissant).
- 10- **Slew-Rate en T/s** : aptitude d'un magnétomètre à suivre les variations rapides et brusques du mesurande.
- 11- **Densité spectrale de puissance de bruit équivalente en champ en  $T/\sqrt{\text{Hz}}$**  : c'est les fluctuations du signal de sortie caractérisant la plus petite variation du champ magnétique détectable.

Il est à noter qu'en fonction des domaines d'applications visées l'importance accordée à chacune de ces caractéristiques peut varier.

### 3- Mise en œuvre d'un magnétomètre MIG

#### 3.1- Chaîne d'acquisition

Cette sous-section détaille le principe d'une chaîne d'acquisition comportant un capteur MIG assurant la conversion du champ magnétique en une tension proportionnelle à ce champ.

Comme pour la plupart des capteurs, la réponse de la MIG au champ magnétique est fortement non linéaire (*cf.* Figure 1.1). Ainsi, l'électronique de conditionnement doit être adaptée à l'élément sensible afin de réaliser un magnétomètre performant et reflétant, aussi parfaitement que possible, le champ magnétique à détecter. Il est alors nécessaire de mettre en œuvre un système asservi (une contre-réaction) en champ dans lequel le capteur MIG fonctionne autour d'un point de fonctionnement statique en champ magnétique. La réponse de la MIG est alors linéarisée.

La Figure 1.3 présente les bases d'un système asservi en champ dans lequel le transducteur (l'élément sensible MIG) transforme la mesurande (l'induction magnétique,  $B_{ext}$ , à détecter) en une tension,  $V_s$ . Cette tension est transformée en un champ d'induction,  $B_{cr}$ , à l'aide de la chaîne



de retour. Ainsi, le transducteur est soumis à la différence,  $\epsilon_b$ , entre le  $B_{ext}$  et  $B_{cr}$ . La valeur de  $\epsilon_b$  doit être idéalement nulle afin de s'affranchir de la non-linéarité de la caractéristique MIG en fonction du champ, pour cela le gain de la chaîne directe doit tendre vers l'infini.

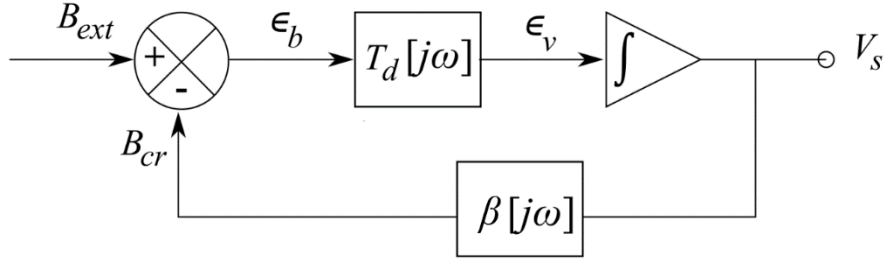


Figure 1.3 : Schéma de principe d'une contre-réaction en champ.  $T_d[j\omega]$  et  $\beta[j\omega]$  sont, respectivement, les transferts direct et de retour de la chaîne d'acquisition.

La tension de sortie de la chaîne est exprimée par :

$$V_s = \frac{T_d}{j\omega} \epsilon_b = \frac{T_d}{j\omega} (B_{ext} - B_{cr}) = \frac{T_d}{j\omega} (B_{ext} - \beta V_s) \quad (1.1)$$

où  $T_d$  et  $\beta$  sont, respectivement, les transferts direct (au point de fonctionnement en champ) et de retour,  $\omega$  est le terme de pulsation et  $j$  est l'unité imaginaire ( $j = \sqrt{-1}$ ). La fonction de transfert en boucle fermée,  $T_{BF}$ , est alors donnée par :

$$T_{BF} = \frac{V_s}{B_{ext}} = \frac{1}{\beta + \frac{j\omega}{T_d}} = \frac{1}{\beta} \left( \frac{1}{1 + \frac{j\omega}{T_d\beta}} \right). \quad (1.2)$$

Dans le cas idéal, le transfert de la chaîne directe,  $T_d$ , tend vers l'infini aux basses fréquences, grâce à la présence de l'intégrateur. L'équation précédente se réduit alors dans la bande passante à :

$$T_{BF} = \frac{V_s}{B_{ext}} \approx \frac{1}{\beta}. \quad (1.3)$$

Soit

$$V_s \approx \frac{B_{ext}}{\beta}. \quad (1.4)$$

Nous pouvons alors remarquer que dans le cas idéal, la tension de sortie dépend uniquement de la chaîne de retour,  $\beta$ . Ce qui indique que, dans ce cas, nous nous affranchissons des irrégularités de la chaîne directe notamment des variations de la fonction de transfert de la chaîne directe. Cependant, la tension de sortie pour certains capteurs n'est pas nulle au point de fonctionnement en champ. Cela se traduit par un offset qui doit être ramené à zéro à l'aide d'un second étage dans la chaîne de conditionnement.

Le niveau de bruit de sortie caractérise le plus petit champ mesurable par le magnétomètre et donc la détectivité du capteur. Ce bruit total est induit par le bruit intrinsèque de l'élément sensible,  $b_{ncap}$ , ressenti comme le champ à détecter,  $B_{ext}$ , et du bruit de l'électronique de conditionnement,  $e_{nelec}$ . Ces deux sources de bruit ne sont pas corrélées et peuvent varier en fonction de la bande de fréquence. Dans la bande passante du système, la densité spectrale de bruit total équivalent en champ, en T/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , s'exprime alors par :

$$b_{n_{total}}[f] = \sqrt{\frac{e_{nelec}^2[f]}{T_d^2} + b_{ncap}^2[f]}. \quad (1.5)$$

Cette équation montre de nouveau l'intérêt qu'il y a à augmenter la sensibilité en champ en boucle ouverte,  $T_d$ . Cette dernière contribue à la réduction du bruit lié à l'électronique et donc au bruit total équivalent en champ. Le terme  $b_{n_{total}}$  ne dépend alors que du transfert direct  $T_d$  (cf. Figure 1.3) et est donc inchangé en boucle fermée. Cependant, pour obtenir un tel résultat en pratique, il est primordial de choisir judicieusement les composants des chaînes directe et de retour afin de minimiser leur contribution en termes de bruit. Ainsi, après le bouclage, le bruit apparaissant en sortie de la chaîne bouclée sera le même que celui de la chaîne directe.

### 3.2- Réponse du dispositif MIG

Usuellement, le capteur MIG est excité par un courant alternatif, d'amplitude  $I_{ac}$ , et de pulsation  $\omega_p$ . La tension apparaissant à ses bornes est proportionnelle à la valeur de l'impédance et reflète donc les variations du champ magnétique axial,  $H[t]$ , à détecter. Soit

$$v_{ac}[t] = Z[H[t]]I_{ac} \sin(\omega_p t). \quad (1.6)$$

Considérons un point de fonctionnement en champ,  $H_p$ , autour duquel un champ magnétique constant est appliqué. Ce champ magnétique s'exprime en régime de petit signal à ce point de fonctionnement par :  $H[t] = H_p + h[t]$ , où  $h[t]$  est le champ magnétique externe quasi-statique à détecter. Il représente les petites fluctuations de champ autour de  $H_p$ . L'impédance et la tension apparaissant aux bornes du  $\mu$ fil peuvent être obtenues par un développement limité autour du point de fonctionnement, respectivement, par :

$$Z[H[t]] = Z[H_p] + \left. \frac{dZ[H[t]]}{dH} \right|_{H=H_p} h[t] \quad (1.7)$$

et

$$v_{ac}[t] = \left( Z[H_p] + \left. \frac{dZ[H[t]]}{dH} \right|_{H=H_p} h[t] \right) I_{ac} \sin(\omega_p t). \quad (1.8)$$

L'équation précédente montre que la tension est modulée en amplitude par le champ magnétique à détecter. Il est alors nécessaire d'inclure un étage de démodulation à la pulsation  $\omega_p$  dans le conditionnement électronique afin d'obtenir une tension,  $V_s$ , proportionnelle à  $h[t]$ . Soit après démodulation et filtrage passe-bas :

$$V_s[t] = G I_{ac} \left. \frac{dZ[H[t]]}{dH} \right|_{H=H_p} h[t] \quad (1.9)$$

où  $G$  représente le gain de l'étage de démodulation. Pour des raisons usuelles, nous présentons la tension de sortie en fonction de l'induction magnétique,  $B$ , qui est ici proportionnel à  $H$  ( $B[t] = B_p + b[t] = \mu_0 H[t] = \mu_0 (H_p + h[t])$ ), où  $\mu_0$  est la perméabilité à vide. L'équation (1.9) est alors donnée par :

$$V_s[t] = G I_{ac} \left. \frac{dZ[B[t]]}{dB} \right|_{B=B_p} b[t]. \quad (1.10)$$

Nous pouvons déduire d'après cette expression la sensibilité en tension,  $S_v$ , du dispositif, exprimée en V/T :

$$S_v = \frac{dV_s[t]}{db} = G I_{ac} \left. \frac{dZ[B[t]]}{dB} \right|_{B=B_p}, \quad (1.11)$$

ainsi que la sensibilité en champ,  $S_\Omega$ , exprimée en  $\Omega/T$  :

$$S_\Omega = \left. \frac{dZ[B[t]]}{dB} \right|_{B=B_p} \equiv T_d. \quad (1.12)$$

L'équation (1.11) montre que l'augmentation de la sensibilité en tension est possible par l'augmentation de l'amplitude du courant d'excitation. Ainsi, d'après (1.5), cela entraîne donc une réduction du bruit équivalent en champ.

Cependant en pratique, l'augmentation excessif de  $I_{ac}$ , au-delà d'un certain seuil, génère des effets non-linéaires dans le  $\mu$ fil MIG et dégrade les performances en terme de sensibilité en champ et bruit [12]. Cela est montré dans le chapitre 2, partie 2 d'après des mesures de la sensibilité en tension en fonction de l'amplitude du courant d'excitation,  $I_{ac}$ . Ces résultats ont fait l'objet d'une publication [13].

Pour conclure, la chaîne de transfert en boucle ouverte du capteur MIG nécessite à minima un étage de polarisation en courant de haute fréquence, suivi par un étage de démodulation et de filtrage.

#### 4- Principe de fonctionnement de la MIG

Avant d'aborder cette section, nous notons qu'un certain nombre d'approximations seront faites afin de simplifier et rendre plus compréhensible la théorie de la MIG.

Nous nous intéressons particulièrement dans le cas d'un conducteur cylindrique de type  $\mu$ fil (de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  de rayon). Une illustration du  $\mu$ fil est présentée en Figure 1.4.

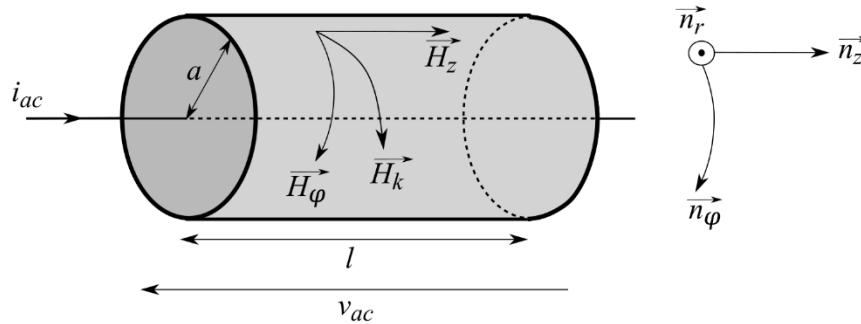


Figure 1.4 : Vue simplifiée du  $\mu$ fil MIG en coordonnées cylindriques. Les vecteurs  $\vec{H}_z$ ,  $\vec{H}_k$  et  $\vec{H}_\varphi$  représentent, respectivement, les champs, externe appliqué, anisotropie et circonférentiel.  $\vec{n}_z$ ,  $\vec{n}_r$  et  $\vec{n}_\varphi$  représentent les vecteurs unitaires, axial, radial et circonférentiel.

Pour un courant d'excitation alternatif, l'impédance complexe d'un conducteur,  $Z$ , est définie par le rapport de l'amplitude de la tension aux bornes du dipôle,  $V_{ac}$ , et celle du courant qui le traverse,  $I_{ac}$ . Soit

$$Z[H, f_p] = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} = R + jX \quad (1.13)$$

où  $R$  est la partie réelle de l'impédance présentant la résistance et  $X$  est la partie imaginaire de l'impédance présentant la réactance. Ces dernières dépendent du champ extérieur  $H$  et la fréquence du courant d'excitation,  $f_p$  [4].

D'après la loi de Faraday, la tension  $v_{ac}[t]$  dépend du champ électrique apparaissant à la surface du conducteur dans l'axe du  $\mu$ fil,  $e_z$ , de longueur  $l$ . Soit :

$$v_{ac} = e_z l. \quad (1.14)$$

La tension  $v_{ac}$  n'est linéaire (à un déphasage près) vis-à-vis du courant  $i_{ac}$  que lorsque le champ magnétique circonférentiel,  $H_\varphi$ , est négligeable devant le champ d'anisotropie,  $H_k$ . La relation qui lie le courant d'excitation et la composante dynamique du champ circonférentiel,  $h_\varphi$ , est donnée par :

$$i_{ac} = 2\pi a h_\varphi. \quad (1.15)$$

où  $a$  est le rayon du  $\mu$ fil.

Cela est vérifié lorsque le courant  $i_{ac}$  est suffisamment faible. Le courant critique,  $I_c$ , séparant le régime linéaire du non-linéaire de la MIG dépend de la fréquence d'excitation et du diamètre du  $\mu$ fil. En effet, selon le théorème d'Ampère,  $h_\varphi$  diminue avec l'augmentation du rayon,  $a$ , du  $\mu$ fil et le champ d'anisotropie augmente avec la fréquence d'excitation (cf. Figure 1.4).

Les champs magnétique et électrique sont liés par le tenseur d'impédance de surface de la MIG. Pour évaluer ce dernier, il est nécessaire de connaître la propagation des champs magnétiques et électriques à la surface de l'échantillon (cf. Equations (1.15) et (1.14)).

Dans le repère  $(\vec{n}_r, \vec{n}_\varphi, \vec{n}_z)$  présenté en Figure 1.4, il est possible d'exprimer le tenseur d'impédance du  $\mu$ fil,  $\zeta_s$ , à l'aide de la relation :

$$\begin{pmatrix} e_\varphi \\ e_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \zeta_{\varphi z} & \zeta_{\varphi\varphi} \\ \zeta_{zz} & \zeta_{z\varphi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_\varphi \\ h_z \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

où les composantes de  $e$  et  $h$  sont, respectivement, les valeurs des champs électrique et magnétique apparaissant à la surface de l'échantillon.

Pour un échantillon où  $l \gg a$ , l'impédance définie par (1.16) est donnée, en combinant les équations (1.15) et (1.14), par :

$$Z = \frac{l}{2\pi a} \zeta_s = \frac{l}{2\pi a} \frac{e_z}{h_\varphi} = \frac{l}{2\pi a} \left( \zeta_{zz} + \zeta_{z\varphi} \frac{h_z}{h_\varphi} \right). \quad (1.17)$$

L'expression de cette équation requière de connaître les valeurs du champ alternatif axial  $h_z$ , et circonférentiel  $h_\varphi$ , ces derniers étant induits par le courant statique.

Traditionnellement, l'expression de  $Z$  dans (1.17) dépend seulement du terme  $\zeta_{zz}$ , car la tension de sortie a été prélevée aux bornes du  $\mu$ fil qui est parcouru par un courant d'excitation. Cependant, la modélisation de l'ensemble des termes du quadripôle MIG-bobine requiert l'évaluation des termes du tenseur de l'impédance de surface. Il a été montré que la réalisation de différents types de mise en œuvre du capteur nécessite l'exploitation des différents termes du tenseur,  $\zeta_s$  [14].

L'impédance de surface peut être évaluée à partir des équations de Maxwell. Cependant, d'après [15], la symétrie cylindrique de notre fil implique que la solution générale des équations de Maxwell à la surface du fil est une combinaison linéaire des champs magnétiques et électriques exprimés à l'aide des fonctions de Hankel [16]. Soit :

$$\zeta_{zz} = \rho k \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (1.18)$$

où  $\rho$  est la résistivité électrique du conducteur,  $k \left( = \frac{1-j}{\delta} \right)$  est le vecteur d'onde lié à la constante de propagation de l'onde EM,  $J_0$  et  $J_1$  sont les fonctions de Bessel d'ordre 1. Le terme  $\delta$  représente l'épaisseur de peau.

L'effet de peau caractérise la concentration du courant électrique dans une certaine épaisseur,  $\delta$ , à la surface de l'échantillon. Cette épaisseur, usuellement nommée profondeur de pénétration, est donnée par :

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega_p \mu}} \quad (1.19)$$

où  $\mu$  est la perméabilité effective équivalente du matériau et  $\omega_p \left( = 2\pi f_p \right)$  est la pulsation du courant d'excitation de fréquence  $f_p$ . L'équation (1.17) est alors donnée par :

$$Z = \frac{l}{2\pi a} \left( \rho k \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \right). \quad (1.20)$$

Il est à noter que la valeur de la perméabilité,  $\mu$ , caractérise la réponse du matériau vis-à-vis du champ magnétique appliqué,  $H_z$ . Pour des matériaux ferromagnétiques doux comme ceux utilisés,  $\mu$  présente une valeur très élevée par rapport aux autres matériaux non-magnétiques. Au regard de l'équation (1.19), ceci entraîne une diminution de la profondeur de pénétration et donc une augmentation de l'impédance de ces matériaux. L'impédance des dispositifs étudiés

dépend également de la fréquence d'excitation,  $f_p$ . Knobel *et al.* [8] ont classifié trois régimes de fonctionnement.

#### 4.1- Régime de basse fréquence

Au regard du théorème d'Ampère, le courant d'excitation alternatif induit un champ magnétique circonférentiel variable. D'après la loi de Faraday, ces variations entraînent un champ électrique longitudinal impliquant une augmentation de la partie inductive de l'impédance. Aux basses fréquences ( $f_p < 100$  kHz), le conducteur subit l'effet d'auto-induction, ainsi seule la partie imaginaire de l'impédance varie dépendamment du champ externe quasi-statique vis-à-vis de la perméabilité. Notons que le mouvement des parois de domaines peut modifier la valeur de la perméabilité magnétique [3]. D'après le modèle de Stoner-Wohlfarth, dans un régime non-linéaire apparaissant pour de grandes amplitudes d'excitation, il est possible qu'un retournement de l'aimantation ait lieu [17]. Dans ce cas, l'effet de peau est négligeable et son épaisseur,  $\delta$ , est très grande devant le rayon du  $\mu$ fil ( $\delta \gg a$ ). Ce qui implique  $ka \ll 1$  dans l'équation (1.18). Ainsi, en combinant les équations (1.17) et (1.18), nous obtenons :

$$Z \approx R_{DC} + j \frac{l\omega_p}{8\pi} \mu[H] \quad (1.21)$$

où  $R_{DC}$  représente la partie résistive du conducteur qui est insensible au champ externe.

Ici, seule la partie imaginaire de  $Z$  varie en fonction du champ externe.

#### 4.2- Régime de moyenne fréquence

Aux moyennes fréquences ( $100$  kHz  $< f_p < 100$  MHz), une forte variation de l'impédance du  $\mu$ fil en fonction du champ externe est observable. Comme évoqué précédemment, cette forte variation de l'impédance est appelée effet MIG. Elle est induite par une importante variation de  $\mu$ , donc de  $\delta$ , en fonction du champ  $H$  à ces fréquences [5][18] (*cf.* Equation (1.19) ).

Contrairement au régime de basse fréquence, l'effet de peau domine et la profondeur de pénétration est très faible devant le rayon du  $\mu$ fil ( $\delta \ll a$ ). Soit  $ka \gg 1$ . Ainsi, les équations (1.17) et (1.18) se simplifie par :

$$Z \approx (1 + j) \frac{l \rho}{2\pi a \delta[H]} \quad (1.22)$$

Dans notre étude, nous nous intéressons à ce régime en raison de la haute sensibilité en champ obtenue permettant le développement de magnétomètre à très haute sensibilité. Il est à noter

que dans ce mode, les variations des parties réelle et imaginaire vis-à-vis du champ sont du même ordre de grandeur.

### 4.3- Régime de haute fréquence

Aux très hautes fréquences, ( $f_p > 100$  MHz), un pic induit par une résonance ferromagnétique (RFM) apparaît dans la réponse de la MIG. Il est lié à la contribution gyromagnétique des moments magnétiques,  $\vec{m}$ , des électrons dans le conducteur. Dans ces conditions, les calculs de la MIG et de la réponse RFM sont rigoureusement équivalents pour un même échantillon [19].

## 5- Modélisation analytique de la MIG

Depuis la découverte de l'effet MI [1][2], de nombreux travaux étudient sa phénoménologie afin de modéliser le mécanisme physique mis en jeu lors de l'application d'un champ magnétique. A ce jour, ce mécanisme est bien maîtrisé.

Aux basses fréquences, cette modélisation est fondée sur le principe de minimisation de l'énergie libre du conducteur [20][21]. Ce principe est basé sur le mécanisme de l'aimantation,  $M$ , qui est guidé par sa position d'équilibre statique. Ce modèle, appelé quasi-statique, ne prend pas en compte la partie dynamique du mouvement de cette aimantation,  $M$  [3][5].

Aux moyennes fréquences, les mouvements de l'aimantation sont dirigés par celles de parois de domaines. Alors, l'effet d'amortissement du mouvement de parois de domaines, engendré par le courant de Foucault, a été ajouté au modèle précédent par Panina *et al.* [18][5]. À des fréquences plus élevées, un modèle basé sur la résolution, en petits signaux, des équations de Maxwell et de Landau Lifshitz (L.L.) est nécessaire. La transition entre la théorie de RFM et celle de la MIG a permis à Kraus et Ménard *et al.* d'avancer sur la compréhension de l'effet MIG [22][23][24]. La modélisation était réalisée pour un conducteur anisotrope, non-saturé et mono-domaine.

Le modèle présenté ici est issu des travaux de Ménard *et al.* [24]. En considérant un matériau cylindrique ferromagnétique anisotrope, et parcouru par courant alternatif de faible amplitude. Dans ce cas, le matériau peut être considéré non-saturé.

L'induction magnétique,  $B$ , dans le matériau n'est pas directement lié au champ magnétique appliqué,  $H$ , par une simple loi de proportionnalité. En effet, sous un champ magnétique alternatif ayant une fréquence  $f_p$  comprise entre 1 à 10 MHz, les moments magnétiques,  $\vec{m}$ , sont dirigés suivant le champ magnétique appliqué. Les parois de Bloch se déplacent engendrant finalement un matériau idéalement mono-domaine. Son aimantation est alors dirigée dans le même sens et la même direction que le champ magnétique appliqué [25][26]. En effet, lorsque  $\vec{H}$  excite un matériau ferromagnétique le couplage entre les atomes voisins tend à aligner leurs moments magnétiques dans la même direction. D'après Heisenberg (1929), ce couplage qui est dû aux interactions d'échange entre les atomes, génère un champ magnétique interne propre au matériau ferromagnétique. Ce champ est appelé aimantation,  $M$ . Soit :



$$\vec{B}[H] = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}). \quad (1.23)$$

La relation entre le champ magnétique  $\vec{H}$  et le champ électrique,  $\vec{E}$ , est obtenue grâce à l'équation de Maxwell hérité du théorème d'Ampère et la loi d'Ohm locale. Cette modélisation permet de comprendre le phénomène de variation de l'impédance électrique à la surface du matériau ferromagnétique. Soit l'équation :

$$\begin{aligned} \overline{\text{rot}}(\overline{\text{rot}} \vec{H}) &= \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot H) - \nabla^2 H = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ &= -\frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial(\vec{H} + \vec{M})}{\partial t} \end{aligned} \quad (1.24)$$

où  $\vec{j} = E/\rho$  est la densité de courant,  $\vec{\nabla}$  est l'opérateur nabla en coordonnées cylindrique,  $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$  est le courant de déplacement (dû au mouvement de charge dans le fil conducteur), où  $\vec{D}(= \vec{E}/(c^2\mu_0))$  est l'induction électrique et  $c$  est la vitesse de lumière dans le vide. Nous pouvons remarquer que la résolution de l'équation (1.24) nécessite la connaissance de la variation de l'aimantation,  $\frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$ . L'équation du mouvement de l'aimantation établie par Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [27], décrit la réponse dynamique de l'aimantation. Sous un champ magnétique externe, cette équation traduit l'orientation des moments magnétiques par :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = |\gamma|\mu_0 \vec{M} \wedge \left[ \overrightarrow{H_{eff}} - \left( \frac{\alpha}{M_s} \right) \vec{M} \wedge \overrightarrow{H_{eff}} \right] \quad (1.25)$$

où  $|\gamma| \left( = \frac{g|e|}{2m_e} \right)$  est le rapport gyromagnétique,  $m_e$ ,  $e$  et  $g$  sont, respectivement, la masse et la charge de l'électron et le facteur de Landé. Le terme  $\alpha$  est le coefficient d'amortissement phénoménologique de Gilbert qui est défini par  $\alpha = 4\pi\lambda/\gamma\mu_0\vec{M}_s$  (sans dimension), où  $\lambda$  est la constante d'amortissement et  $\vec{M}_s$  est l'aimantation à saturation. Le mouvement de l'aimantation,  $M$ , dépend du champ magnétique effective,  $\overrightarrow{H_{eff}}$ , et tend vers sa direction. Lorsque  $\overrightarrow{H_{eff}}$  est suffisamment important pour orienter tous les  $\vec{m}$  vers sa direction,  $\vec{M}$  atteint sa valeur maximale (aimantation à saturation),  $\vec{M}_s$ , et la pente  $\frac{dB}{dH}$ , représentant la perméabilité du matériau, tend vers  $\mu_0$ .

Le premier terme de l'équation (1.25) décrit un mouvement de précession de l'aimantation autour du champ  $H_{eff}$ . Quant au deuxième terme, il décrit le mouvement de relaxation vers la direction du champ appliqué pour de faibles amortissements et, donc, présente les pertes au sein du système. Afin de résoudre l'équation de la MIG, il faut combiner les équations (1.24) et (1.25). Elles conduisent alors à la relation de dispersion de l'onde électromagnétique à la surface de l'échantillon [22][24].

Ainsi, les solutions obtenues sont des vecteurs d'onde de propagation dans le  $\mu$ fil. Pour évaluer l'impédance, la prise en compte des conditions aux frontières est indispensable. Néanmoins, cette résolution n'est possible qu'en linéarisant l'équation de LLG. Ceci peut s'effectuer en décomposant le champ effectif,  $\overrightarrow{H_{eff}}$ , et l'aimantation,  $\overrightarrow{M}$ , en des termes statiques  $H_{eff_0}$  et  $M_0$ , et dynamiques  $H_{eff}[t]$  et  $m[t]$  telles que [19]. Soit :

$$\overrightarrow{H_{eff}} = \overrightarrow{H_{eff_0}} + \overrightarrow{H_{eff}[t]} \quad (1.26a)$$

$$\overrightarrow{M} = \overrightarrow{M_0} + \overrightarrow{m[t]} \quad (1.26b)$$

où  $\overrightarrow{H_{eff}}$  et  $\overrightarrow{M_0}$  sont les directions des positions d'équilibre statique de l'aimantation et du champ effectif interne, respectivement.

A la suite, deux étapes sont donc nécessaires pour obtenir l'expression analytique de l'impédance :

1. Evaluer la structure magnétique du dispositif en vérifiant l'équation  $\overrightarrow{M_0} \times \overrightarrow{H_{eff_0}} = 0$ .  
Soit trouver la direction d'équilibre statique de l'aimantation en fonction du champ.
2. Résoudre simultanément les équations de LLG et de Maxwell déjà évoqué dans les équations (1.25) et (1.24) dans le cadre de l'approximation petit signal.

De cette procédure, il résulte, généralement, quatre configurations d'ondes se propageant dans des sens opposés, de nature mixte électromagnétique et à ondes de spin. Il existe une littérature importante permettant de résoudre ces équations [24].

Ces deux étapes sont détaillées dans les paragraphes suivants.

## 5.1-Domains magnétiques et position d'équilibre statique

La première étape permet de déterminer la direction de l'aimantation,  $\overrightarrow{M_0}$ . Elle est caractérisée par l'angle  $\theta_M$  formé avec le vecteur axial du fil. Elle dépend du champ extérieur quasi-statique  $\overrightarrow{H_z}$ . La géométrie du  $\mu$ fil MIG est montrée dans la Figure 1.5 dont un champ  $\overrightarrow{H_z}$  longitudinal est appliqué.

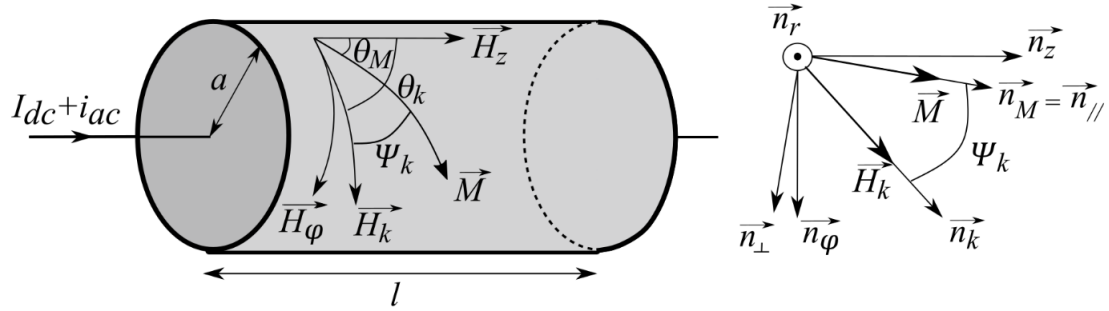


Figure 1.5 : Montage indiquant le repère cylindrique du système  $(\vec{n}_r, \vec{n}_z, \vec{n}_\varphi)$ .  $\vec{n}_z$  est le vecteur unitaire suivant la direction axiale de la MIG.  $\vec{n}_M$  est le vecteur unitaire, dans la direction du vecteur de l'aimantation,  $\vec{M}$ , ayant un angle  $\theta_M$  par rapport à  $\vec{n}_z$ , et  $\vec{n}_k$  d'angle  $\theta_k (= \Psi_k + \theta_M)$  suit la direction du champ d'anisotropie  $\vec{H}_k$ . Le vecteur d'aimantation est dans le plan  $(\vec{n}_z, \vec{n}_\varphi)$  à cause du fort champ de désaimantation radial (selon la direction de  $\vec{n}_r$ ), donc il n'existe pas de composante radiale. Un nouveau repère de coordonnées  $(\vec{n}_r, \vec{n}_\perp, \vec{n}_\parallel)$  est défini.

Afin de déterminer l'orientation des moments magnétiques, portés par l'angle  $\theta_M$ , il convient de minimiser la densité d'énergie libre du système. Il faut savoir que dans le matériau ferromagnétique, il existe plusieurs types d'énergie magnétique qui interviennent dans la détermination de la position d'équilibre statique du dispositif. Comme par exemple, l'énergie d'anisotropie magnétique,  $U_{anisotropie}$ , l'énergie magnétostatique,  $U_{magsta}$ , l'énergie de Zeeman,  $U_{zeeman}$ , l'énergie démagnétisant,  $U_{dem}$ , l'énergie magnétostriction,  $U_{magstr}$  et l'énergie d'échange,  $U_{ech}$ , telles que détaillées ci-après.

$$U_0 = U_{anisotropie} + U_{magsta} + U_{zeeman} + U_{dem} + U_{magstr} + U_{ech} \quad (1.27)$$

**L'énergie d'anisotropie magnétique**, détermine les axes faciles d'aimantation selon lesquels l'aimantation tend à s'aligner spontanément. Ainsi, cette énergie est liée au vecteur du champ d'anisotropie,  $\vec{H}_k$ , dont la direction forme un angle  $\Psi_k$  avec le vecteur unitaire  $\vec{n}_M$  (cf. Figure 1.5). Cette énergie est définie par :

$$U_{anisotropie} = -\mu_0 M_s \frac{H_k}{2} \cos^2(\Psi_k). \quad (1.28)$$

**L'énergie magnétostatique** est l'énergie du champ bipolaire induite par le  $\mu$ fil en raison de la présence d'une aimantation permanente créée par les atomes. Sa contribution est analogue à celle du champ d'anisotropie, et peut donc être incluse en considérant un champ d'anisotropie effective global dans l'équation (1.28).

**L'énergie de Zeeman** est définie par l'interaction entre l'aimantation,  $\vec{M}$ , et les champs magnétiques appliqués axial,  $\vec{H}_z$ , et circonférentiel,  $\vec{H}_\varphi$ . Elle favorise l'orientation de  $\vec{M}$  selon la direction de ces champs. Elle est donnée par :

$$U_{zeeman} = -\mu_0 M_s H_z \cos \theta_M - \mu_0 M_s H_\varphi \sin \theta_M. \quad (1.29)$$

**L'énergie démagnétisante** peut être négligée dans le cas d'un échantillon de forme cylindrique et ayant un rapport longueur sur rayon très important. De plus, à une fréquence d'excitation supérieure à 1 MHz, l'effet de peau est fortement prononcé ce qui réduit la section traversée par le courant électrique par rapport au rayon.

**L'énergie magnétostrictive** est liée à la déformation du matériau à cause des interactions magnéto-élastiques (contrainte sous forme d'une tension ou torsion) sous l'effet du champ magnétique externe. Elle est orientée suivant la direction  $\vec{n}_\varphi$  si la magnétostriction est négative. Par contre, si cette dernière est positive, elle sera orientée suivant  $\vec{n}_z$ .

**L'énergie d'échange** est explicitement introduite dans l'équation de L.L. dans le paramètre d'amortissement de Gilbert,  $\alpha$ . Elle correspond à l'interaction du spin de l'électron périphérique avec, essentiellement, les deux atomes voisins [28] [29].

Comme le matériau est mono-domaine, nous pouvons donc considérer que les mécanismes de l'aimantation sont régis par la rotation des moments magnétiques. Ainsi, la position d'équilibre statique qui régit par la structure magnétique est déterminée par, seules, les énergies de Zeeman et de l'anisotropie effective global. L'équation (1.27) sera :

$$U_0[\theta_M] = -\mu_0 M_s \left( H_z \cos \theta_M + H_\varphi \sin \theta_M + \frac{H_k}{2} \cos^2(\theta_k - \theta_M) \right). \quad (1.30)$$

La structure magnétique de l'échantillon cherche toujours à avoir une énergie  $U_0$  minimale par une variation de l'angle de l'aimantation  $\theta_M$ . Cette structure détermine la direction de la position d'équilibre. Par conséquent, nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial U_0}{\partial \theta_M} = 0 \quad (1.31)$$

ce qui équivaut à :

$$H_z \sin \theta_M - H_\varphi \cos \theta_M - H_k \sin \Psi_k \cdot \cos \Psi_k = 0. \quad (1.32)$$

Les solutions de cette équation sont multiples et conduisent donc à plusieurs valeurs de l'angle  $\theta_M$ . Néanmoins, une seule valeur est physiquement accessible, celle-ci dépend du sens balayage du champ magnétique appliqué  $H_z$ .

À l'équilibre les composantes dynamiques  $\overrightarrow{H_{eff_0}}$  et  $\overrightarrow{M_0}$  sont alignés. Par conséquent, le champ effectif statique advient :

$$H_{eff_0} = H_z \cos \theta_M + H_\varphi \sin \theta_M + H_k \cos^2 \Psi_k. \quad (1.33)$$

Nous constatons d'après la résolution des équations (1.24) et (1.25) et l'ajout des composantes dynamiques aux équations, qu'il y a un second champ effectif interne qui résulte de la résistance de la rotation des aimantations induite par  $H_z$  et qui est égale à :

$$H_{int} = H_{eff_0} - H_k \sin^2 \Psi_k = H_z \cos \theta_M + H_\varphi \sin \theta_M + H_k \cos 2\Psi_k. \quad (1.34)$$

## 5.2- Relation de dispersion - Tenseur d'impédance

Après avoir déterminé la position d'équilibre statique dans la structure magnétique, nous pouvons maintenant procéder à la résolution des équations dynamiques conduisant à l'évaluation de l'impédance du  $\mu$ fil. Pour ce faire, il est nécessaire de résoudre simultanément les équations de Maxwell et LLG décrites dans les équations (1.24) et (1.25) tout en tenant compte de la position d'équilibre recherchée dans la partie précédente. La solution qui en résulte introduit quatre vecteurs d'onde EM se propageant à la surface du conducteur. Dont trois sont de nature magnétique et un de nature non-magnétique, notés, respectivement,  $Z_M$  et  $Z_N$ .

Dans le cas où le  $\mu$ fil est saturé par le champ magnétique axial, la résolution de l'équation de l'impédance dépend seulement des trois modes magnétiques [23]. Cependant, si le fil n'est pas complètement saturé, l'équation exige l'utilisation du quatrième mode de nature non-magnétique. Dans ce cas,  $\overrightarrow{M}$  n'est pas tout à fait parallèle à la direction du courant d'excitation. Ce qui génère un champ magnétique  $\vec{h}$ , suivant la direction de l'aimantation.

Les composantes transverses de  $\overrightarrow{M}$  sont proportionnelles à  $\overrightarrow{H_z}$ , ce qui fait apparaître une perméabilité transverse,  $\mu_t$ , liée aux trois modes magnétiques. Pour de faibles valeurs de champs appliqués (inférieures à la valeur de l'aimantation à saturation), la perméabilité transverse est définie par :

$$\mu_t = \left( \sqrt{\mu_\perp} \cos^2 \theta_M + \sqrt{\mu_0} \sin^2 \theta_M \right)^2 \quad (1.35)$$

où  $\mu_\perp$  est la perméabilité effective du dispositif. Cependant, si l'aimantation statique est strictement circonférentielle, l'échantillon se comporte comme un matériau non-magnétique et la réponse dynamique de l'aimantation disparaît. Ainsi, la perméabilité (1.35) sera égale à  $\mu_0$ . Dans le cas inverse, où l'aimantation est axiale, la perméabilité transverse sera  $\mu_\perp$ . Cette

perméabilité transverse,  $\mu_t \left( = \frac{\mu_M}{\mu_0} \right)$ , lié au mode magnétique, est créé par le champ magnétique. L'expression (1.35) a été développée par [24][30]. Soit :

$$\mu_t = \frac{\omega_M^2}{\omega_0^2 - \omega_p^2 + j\alpha\omega_M\omega_p} \quad (1.36)$$

où  $\omega_M = \gamma\mu_0 M_s$  et  $\omega_0 = \sqrt{\frac{H_{int}}{M_s}} \omega_M$ . Le développement de cette équation conduit à :

$$\mu_t[B, I_{dc}, \theta_M, \theta_k, f_p, T] = \left( \frac{H_{int}[B, I_{dc}, \theta_M, \theta_k, T]}{M_s[T]} - \frac{(2\pi f_p)^2}{(\gamma\mu_0 M_s[T])^2} + \frac{j\alpha 2\pi f_p}{\gamma\mu_0 M_s[T]} \right)^{-1}. \quad (1.37)$$

Dans cette équation, nous faisons apparaître pour nos travaux le paramètre de la température,  $T$ , afin d'inclure la dépendance en température de certains de ces paramètres constitutifs.

Dans le repère de coordonnées  $(\vec{n}_r, \vec{n}_\perp, \vec{n}_{//})$  (cf.), la direction de l'aimantation est portée par  $\vec{n}_{//}$ . De plus, l'impédance de surface est décomposé en trois vecteurs d'onde de nature magnétique (polarisés suivant le plan perpendiculaire à la direction  $\vec{n}_{//}$ ) et un mode non-magnétique (polarisé suivant la direction  $\vec{n}_{//}$ ). Ils peuvent s'écrire, respectivement,  $Z_M = \left( e_{//} / h_\perp \right)_{surface}$  et  $Z_N = \left( e_\perp / h_{//} \right)_{surface}$ . Il est alors possible d'évaluer le tenseur d'impédance de surface d'après la relation de L.L à l'aide de la relation [31] :

$$\begin{pmatrix} e_\perp \\ e_{//} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -Z_N \\ Z_M & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_\perp \\ h_{//} \end{pmatrix}. \quad (1.38)$$

Les expressions du tenseur d'impédance (1.16) expriment les relations entre les composantes axiales et circonférentielles des champs magnétiques et électriques à la surface du matériau. En reprenant le repère initial cylindrique  $(\vec{n}_r, \vec{n}_z, \vec{n}_\varphi)$ , ces expressions peuvent donc être déduites à partir de l'équation (1.38). Soit :

$$\zeta_{zz} = Z_M \cos^2 \theta_M + Z_N \sin^2 \theta_M \quad (1.39a)$$

$$\zeta_{z\varphi} = -\zeta_{\varphi z} = (Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M \quad (1.39b)$$

$$\zeta_{\varphi\varphi} = (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M). \quad (1.39c)$$

Les variations des termes du tenseur d'impédance en fonction du champ axial dépendent de l'angle  $\theta_M$  (solution de l'équilibre statique) et de l'impédance magnétique,  $Z_M$ . Il a été montré

que pour un fil amorphe dont l'anisotropie est insaturée,  $|Z_M|$  et  $|Z_N|$  sont  $\ll 1$ . Ainsi, d'après l'expression (1.18), les impédances magnétiques et non-magnétiques s'expriment par [24] :

$$Z_N = \rho k_N \frac{J_0(k_N a)}{J_1(k_N a)} \quad (1.40a)$$

$$Z_M = \rho k_M \frac{J_0(k_M a)}{J_1(k_M a)} \quad (1.40b)$$

avec

$$k_N = \frac{1-j}{\delta_N} \quad (1.41a)$$

$$k_M = k_N \sqrt{\mu_t} \quad (1.41b)$$

où  $\delta_N = \left( \sqrt{\frac{2\rho}{\omega_p \mu_0}} \right)$  est la profondeur de pénétration non-magnétique. Cette approximation est vérifiée, avec une erreur très faible, pour une fréquence  $f_p < 10$  MHz. Finalement, en remplaçant les équations (1.41a et b) dans les expressions d'impédances non-magnétiques et magnétiques (1.40a et b), nous obtenons :

$$Z_N = \frac{1-j}{\sqrt{\frac{2\rho}{\omega_p \mu_0}}} \rho \frac{J_0(k_N a)}{J_1(k_N a)} \quad (1.42a)$$

$$Z_M = \frac{1-j}{\sqrt{\frac{2\rho}{\omega_p \mu_0}}} \rho \frac{J_0(k_M a)}{J_1(k_M a)} \sqrt{\mu_t}. \quad (1.42b)$$

Remplaçons  $Z_N$  et  $Z_M$  par leurs expressions (cf. Equations (1.42a) et (1.42b)) dans le terme  $\zeta_{zz}$  du tenseur d'impédance décrit dans l'équation (1.39a). Soit :

$$\zeta_{zz} = Z_N \left( \sqrt{\mu_t} \frac{J_0(k_M a)}{J_1(k_M a)} \frac{J_1(k_N a)}{J_0(k_N a)} \cos^2 \theta_M + \sin^2 \theta_M \right) \quad (1.43)$$

Posons  $\frac{J_0(k_M a)}{J_1(k_M a)} \frac{J_1(k_N a)}{J_0(k_N a)}$  par  $\xi$ , l'équation précédente :

$$\begin{aligned}\zeta_{zz} &= Z_N(\xi\sqrt{\mu_t} \cos^2 \theta_M - \cos^2 \theta_M + 1) \\ &= Z_N(\cos^2 \theta_M (\xi\sqrt{\mu_t} - 1) + 1)\end{aligned}\quad (1.44)$$

De la même manière, nous pouvons déduire les termes  $\zeta_{z\varphi}$  et  $\zeta_{\varphi\varphi}$ . Ainsi, les équations (1.39) seront données par :

$$\zeta_{zz} = Z_N(\xi\sqrt{\mu_t} - 1) \cos^2 \theta_M + Z_N \quad (1.45a)$$

$$\zeta_{z\varphi} = -\zeta_{\varphi z} = \frac{Z_N}{2}(\xi\sqrt{\mu_t} - 1) \sin 2\theta_M \quad (1.45b)$$

$$\zeta_{\varphi\varphi} = Z_N(\xi\sqrt{\mu_t} - 1) \sin^2 \theta_M + Z_N. \quad (1.45c)$$

## 6- Sensibilité intrinsèque en champ

La sensibilité intrinsèque de l'élément sensible,  $S_\Omega$ , est l'un des critères d'importances pour la réalisation d'un magnétomètre à haute sensibilité. La sensibilité en champ de notre capteur repose sur la variation de l'impédance électrique de notre  $\mu$ fil par rapport au champ appliqué. Elle correspond à la pente de la réponse de la MIG à un point de fonctionnement en champ statique fixe,  $B_p$  (cf. Figure 1.7). Ce dernier permet de fixer le point de fonctionnement optimal en champ afin d'accroître  $S_\Omega$ . Cela permet de négliger les effets de l'amplitude du courant  $I_{ac}$ . En effet, le modèle décrit est fondé sur la linéarisation de l'équation (1.25) de LL. Afin de présenter une expression analytique de cette sensibilité,  $S_\Omega$ , Melo *et al* [32] ont repris l'hypothèse de Ménard et Yelon [24] en considérant que le champ circonférentiel  $H_\varphi$  est négligeable devant le champ axial  $H_z$ . Ainsi, les sensibilités des différents modes s'expriment par :

$$\frac{d\zeta_{zz}}{dB} = Z_N \frac{\sin \theta_M}{\mu_0 H_{into}} \left[ \frac{\xi}{2M_S} \mu_t^{\frac{3}{2}} \left( -H_{into} \cot \theta_M + \frac{3}{2} H_k \sin 2\Psi_k \right) \cos^2 \theta_M - (\xi\sqrt{\mu_t} - 1) \sin 2\theta_M \right] \quad (1.46a)$$

$$\frac{d\zeta_{z\varphi}}{dB} = \frac{Z_N}{2} \frac{\sin \theta_M}{\mu_0 H_{into}} \left[ \frac{-\xi}{2M_S} \mu_t^{\frac{3}{2}} \left( -H_{into} \cot \theta_M + \frac{3}{2} H_k \sin 2\Psi_k \right) \sin 2\theta_M + (\xi\sqrt{\mu_t} - 1) 2\cos 2\theta_M \right] \quad (1.46b)$$

$$\frac{d\zeta_{\varphi\varphi}}{dB} = Z_N \frac{\sin \theta_M}{\mu_0 H_{into}} \left[ \frac{\xi}{2M_S} \mu_t^{\frac{3}{2}} \left( -H_{into} \cot \theta_M + \frac{3}{2} H_k \sin 2\Psi_k \right) \sin^2 \theta_M - (\xi\sqrt{\mu_t} - 1) \sin 2\theta_M \right]. \quad (1.46c)$$



## 7- Configurations possibles du capteur filaire MIG

Il est possible d'accroître la sensibilité en champ d'une MIG en la couplant à une bobine de détection. Cette configuration, appelée off-diagonal, fait évoluer la structure conventionnelle MIG diagonale d'un simple dipôle en une structure quadripolaire (MIG-Bobine) (cf. Figure 1.6). Une tension modulée par le champ à détecter peut alors être mesurée aux bornes de la bobine et non pas plus aux bornes du  $\mu$ fil. La réponse en champ observée présente alors une forme asymétrique (cf. Figure 1.7) dans le cas de la MIG off-diagonal. Ce principe d'opération associé à une modélisation quadripolaire de l'élément MIG, a été présenté pour la première fois en 2004 [33][34][35]. Soit :

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} \quad (1.47)$$

où  $v$  et  $i$  représentent les tensions et les courants. Les indices 1 et 2 correspondent, respectivement, au  $\mu$ fil et la bobine de détection.

Les termes d'impédances correspondent à 4 modes de fonctionnement :

$Z_{11}$  : excitation et prélèvement de la tension aux bornes du  $\mu$ fil,

$Z_{21}$  : excitation du courant sur le  $\mu$ fil et détection de la tension par une bobine de capture,

$Z_{12}$  : excitation du courant sur la bobine et détection de la tension aux bornes du  $\mu$ fil,

$Z_{22}$  : excitation du courant et détection de la tension sur la bobine de capture.

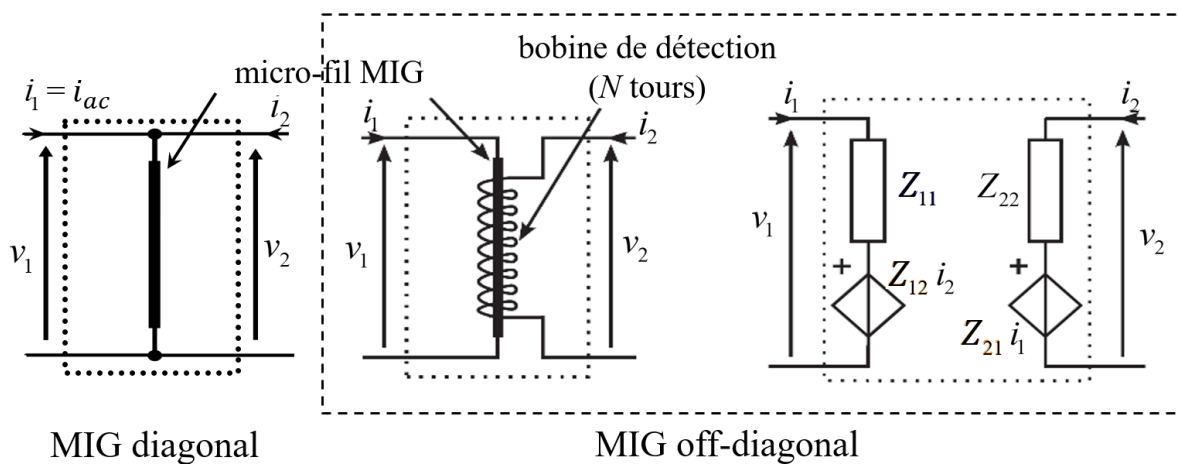


Figure 1.6 : Configuration de la MIG diagonale (MIG seul) représentant un dipôle et la configuration off-diagonal (où une bobine enroule le  $\mu$ fil) et le quadripôle représentant cette structure.

Le travail de B. Dufay [14] évalue théoriquement et expérimentalement le bruit équivalent en champ pour les quatre configurations présentées précédemment à partir des termes d'impédance  $Z_{11}$ ,  $Z_{21}$ ,  $Z_{12}$  et  $Z_{22}$ . Les résultats montrent que la configuration off-diagonal (terme  $Z_{21}$ ), est

la plus avantageuse et permet de réduire la contribution du bruit de l'électronique. Elle est donc usuellement mise en œuvre lors des mesures de bruit au laboratoire.

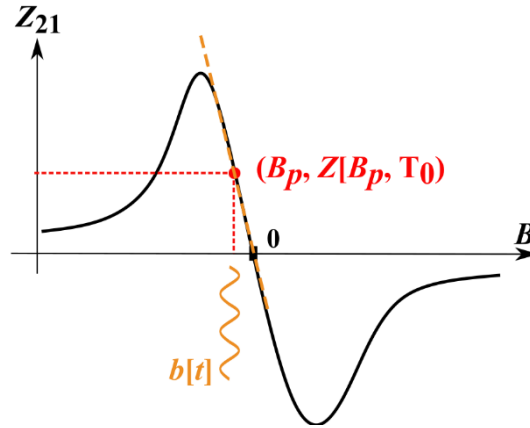


Figure 1.7 : Illustration de l'effet MIG en mode off-diagonal. Le  $\mu$ fil est parcouru par un courant statique,  $I_{ac}$ , et alternatif,  $i_{ac}$ , aux points de fonctionnement en champ,  $B_p$ , et en température,  $T_0$ .

## 8- Calcul de l'impédance électrique

L'expression de l'impédance électrique complète des quatre termes cités précédemment dépend des caractéristiques du  $\mu$ fil ou de la bobine de capture. D'après les études menées par Makhnovskiy *et al.*, [36][37][38], nous pouvons expliquer le comportement du quadripôle en champ électrique et magnétique :

Le courant et la tension aux bornes de la bobine sont évalués d'une façon analogue à ceux du  $\mu$ fil (*cf.* Equations (1.14) et (1.15)). Ainsi, le courant,  $i_2$ , délivré par la bobine est lié sa longueur,  $l_c$ , et à son nombre de tours,  $N$ , de la bobine (*cf.* Figure 1.8). Il s'exprime par :

$$i_2 = \frac{l_c}{N} h_z. \quad (1.48)$$

La longueur  $l_c$  est du même ordre de grandeur de celle du  $\mu$ fil. La tension  $v_2$  aux bornes de la bobine résulte de la variation de l'aimantation causée par le champ circonférentiel,  $e_\varphi$ . Ce dernier est créé par le courant statique injecté dans le  $\mu$ fil.

$$v_2 = -2\pi a N e_\varphi. \quad (1.49)$$

Ici, nous supposons que le rayon de la bobine est égal au diamètre du  $\mu$ fil et nous négligeons la capacité parasite de la bobine.

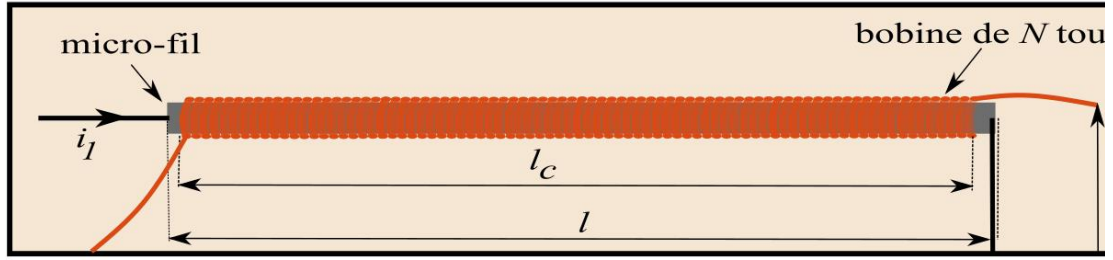


Figure 1.8 : Présentation d'une structure MIG off-diagonal. Le  $\mu$ fil MIG, de longueur  $l$ , est couplé à une bobine en cuivre de  $N$  tours et de longueur  $l_c$ .

Les impédances électriques de la matrice (1.47) peuvent être reliées aux termes du tenseur d'impédance de surface (cf. Equation (1.39)) par :

$$Z_{11} = \frac{l}{2\pi a} \zeta_{zz} = \frac{l}{2\pi a} (Z_M \cos^2 \theta_M + Z_N \sin^2 \theta_M) \quad (1.50a)$$

$$Z_{21} = Z_{12} = -N \zeta_{\varphi z} = N (Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M \quad (1.50b)$$

$$Z_{22} = \frac{2\pi a N^2}{l} \zeta_{\varphi\varphi} = \frac{2\pi a N^2}{l} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M). \quad (1.50c)$$

Comme le montrent les expressions ci-dessus, l'impédance  $Z_{11}$  est proportionnelle à la longueur du fil et inversement proportionnel au rayon.

Dans la configuration off-diagonal, l'impédance  $Z_{21}$  croît avec le nombre de tours de la bobine de capture,  $N$ , induisant une augmentation directe de la sensibilité en champ du capteur. Les travaux de B. Dufay montrent expérimentalement le lien entre  $N$  et  $S_\Omega$ .

De plus, l'impédance  $Z_{22}$  croît avec le carré de  $N$ . Ainsi, l'utilisation du terme  $Z_{22}$  paraît plus avantageuse que celui de  $Z_{21}$  permettant d'augmenter la sensibilité en champ du capteur. Cependant, de précédentes mesures [14] montrent que cette configuration induit plus de bruit par rapport au bruit de la MIG off-diagonal. Cela est dû au bruit en excès du générateur ramené en sortie (cf. Figure 4.8 de la thèse [14]).

La mise en œuvre d'une telle bobine a été réalisée, dans un premier temps, en 2002 pour les Fluxgates (FG) [39][40]. Ce type de magnétomètre était nommé Fluxgate orthogonal en mode fondamentale FGO-FM. En effet, ce capteur possède un mode de fonctionnement et des amplitudes des courants d'excitation semblables à ceux de la MIG off-diagonal [39][41][42]. Seules, la forme de l'échantillon et les fréquences d'excitation changent. Le FGO-FM est similaire à une épingle à cheveux [43] (cf. Figure 1.9) alors que la MIG est un simple brin (cf. Figure 1.8).

D'autres auteurs ont travaillé sur la configuration off-diagonal pour accroître la sensibilité et la zone de linéarité [35][44][40] ou réduire l'offset [43][45][46][39].

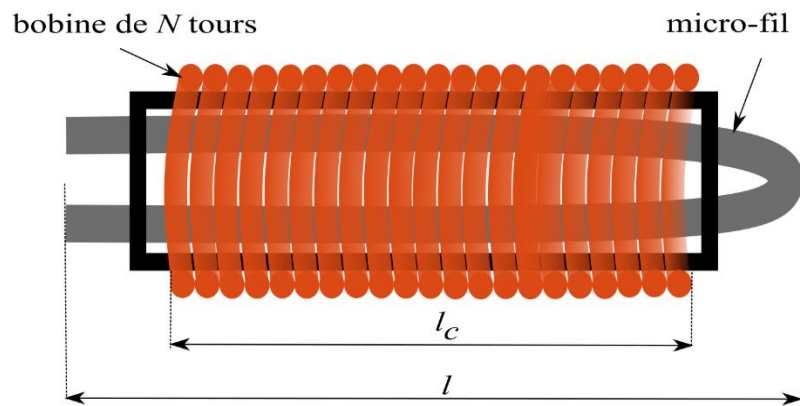


Figure 1.9 : Configuration d'un Fluxgate orthogonal en mode fondamental [43]

## 9- État de l'art

Dans notre étude, nous visons à utiliser des magnétomètres pour des mesures sur le long terme, telles que celles réalisées en observatoire. Ainsi, les principaux critères de mérite sont la stabilité et la dérivée à long terme de la tension de sortie. Ces deux dernières se définissent de la façon suivante :

La stabilité à long terme (stabilité temporelle) est déterminée sans aucune grandeur d'influence appliquée. La dérive en tension est causée par le vieillissement des composants formant la chaîne d'acquisition ou bien de la mise en œuvre du magnétomètre [47][11]. En pratique, le capteur doit être mis en marche pendant un certain temps dans les conditions de référence afin de chercher la valeur de la stabilité à long terme. De façon générale, les variations observées ne sont pas une fonction linéaire au fil des mois et des années, mais plutôt une fonction exponentielle. Au regard des contraintes de temps dans un bon nombre de projets, très peu d'études ont été réalisées avec un tel temps d'acquisition.

Néanmoins, en réalisant des acquisitions de quelques jours nous avons réussi à qualifier un tel comportement. Nous exposons ces résultats dans le chapitre 3 [48] [49].

La dérivée à long terme, pour sa part, est déterminée sous l'effet d'une grandeur d'influence, comme celle de la variation de la température. Par conséquent, des tests en température sont nécessaires afin d'identifier la caractéristique de la MIG pour une plage de température déterminée.

### 9.1- Méthode d'amélioration de la stabilité à long terme et de la dérive en température des transducteurs magnétiques

De nombreux d'articles ont étudié l'effet de la MIG en fonction de la température pour des  $\mu$  fils en mode diagonale [50][51][52][53][54] et off-diagonal [55][56], mais également pour des formes rubans [57][58][59][60][61][60][62][63][64][65] et plus récemment des couches minces [66].

Au regard de l'état de l'art, nous pouvons lister plusieurs méthodes permettant de réduire ces fluctuations d'offset d'un magnétomètre. Soient :

- 1- adopter une structure MIG à double cœur (*double-core structure* en anglais) [67][68][69][8] ou une structure à multiple  $\mu$  fils [56].
- 2- traiter thermiquement le fil [56][70][71]. L'efficacité de cette méthode dépend du traitement [58][72] et du nombre de cycles en température [73][54].
- 3- encapsuler le  $\mu$  fil pour sa sensibilité à la température. Soit le mettre dans une boîte fermée ou bien ajouter une couche en verre sur le fil ferromagnétique [74][59][72].
- 4- travailler sur la composition du matériau ferromagnétique (sa sensibilité à la température étant liées à sa température de Curie du matériau) [73][75].
- 5- augmenter la fréquence d'excitation [71][54].
- 6- exciter la MIG en mode pulsé, avec une stabilisation d'amplitude [76], ou bien avec une polarisation alternée [77], moduler le courant DC de bias à une basse fréquence [46][78].

- 7- compenser par un post-traitement la sensibilité en température [79].
- 8- choisir un point de fonctionnement en champ optimal. Augmenter le champ externe dans le cas de [71] ou bien l'inverser périodiquement à basse fréquence [80] [81].
- 9- utiliser la configuration off-diagonal [82][83], comme nous l'expliquerons par la suite.

Nous classifions ces travaux en deux types d'études, ceux qui ont permis de faire varier les conditions expérimentales de la mesure ou les propriétés du matériau (première catégorie d'études) et ceux qui ont permis de mettre en œuvre des conditionnements électroniques particuliers tels que des techniques de modulation du courant DC de bias (deuxième catégorie d'études).

Le Tableau 1.1 présente un état de l'art récente indiquant les performances obtenues par la première catégorie d'étude.

Réf.	Capteur, type, composition, $l$ (mm), $d$ ( $\mu\text{m}$ ), $N$ tours	Excitation	$\Delta T$ (K)	$FOT^a$ (nT/K)	Dérive (nT/h)	$b_n^b$ (T/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	$S_v$ (V/T), BP (Hz), linéarité ( $\mu\text{T}$ )	Commentaire	
[84]	MIG, ruban, recuit <sup>c</sup> , $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Cr}_7\text{Si}_8\text{B}_{14}$ , (110x1,25) $\text{mm}^2$ , 17,-	à 1MHz	242 à 348	-340	-	-	-	Amélioration d'un rapport de 4 en réalisant un traitement thermique	
[85]	MIG, diag. Amorphe AC-20 <sup>d</sup> , $\text{CoFeSiB}$ 50, 100, -	3mA à 1MHz	253 à 353	200	-	-	-	Investigation de l'effet de la température	
[86]	MIG off-diag, $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{3,85}\text{Ni}_{1,45}\text{B}_{11,5}\text{Si}_{14,5}\text{Mo}_{1,7}$ , 10, 21, 85	0,22-2mA à 4MHz 0,7mA	-	-	5	100	30-300, 1k, 250	Nouvelle conception de la MIG	
[67]	MIG, ruban recuit <sup>e</sup> , $\text{CoFeSiBCr}$ , -, 20, -, -	2,5mA à 1MHz	253 à 343	-409	1500 <sup>g</sup>	-	-	Comparaison entre différentes structures	
	MIG, plaque PY79M, recuit <sup>f</sup> , -, 60,-	6mA à 100kHz		283	2700 <sup>g</sup>				
	2 MIG, plaque PY79M, recuit <sup>f</sup> , -, 60,-	6mA à 100kHz		190	1200 <sup>g</sup>				
[81]	MIG, plaque recuit <sup>f</sup> , $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{SiB}_{14}\text{Cr}_7$ , (100x1,2) $\text{mm}^2$ , 20, bobine d'excitation: 270 tours	10 à 1MHz	253 à 353	1053	10100 <sup>g</sup>	-	31k, 50, $\pm 125$	Variation du courant d'excitation	
		15 à 1MHz		789	75000 <sup>g</sup>				
		24 à 1MHz		700	1000 <sup>g</sup>				
		10 à 1MHz		54	73000 <sup>g</sup>			Inversion périodique du champ magnétique à 100 Hz	
		15 à 1MHz		27	3000 <sup>g</sup>				
		24 à 1MHz		16	1300 <sup>g</sup>				
[80]	FGO	45 à 50kHz	253 à 353	-2	<1600 <sup>g</sup>	-	-	Comparaison entre le FG et la MIG	
	MIG, plaque recuit <sup>e</sup> , $\text{CoFeSiBCr}$ , (100x1) $\text{mm}^2$ , 20, bobine d'excitation: 270 tours	5mA à 1MHz		-1160	<10000 <sup>g</sup>			-	-
		5mA à 1MHz $\pm \vec{B}_z$		70					

[40]	Nouveau type IWE, ruban, CoFeCrSiB, 80, -, 490		20mA + 1,2mA à 290kHz	253 à 353	-27	<5/12	5,9	31k, -, 75	Nouveau type de capteur basé sur l'effet asymétrique inverse de Wiedmann
[76]	FG, tore, 5 couches sur PCB, (33,5×15,6×0,9)mm <sup>3</sup> , 68		Pulse 650mA <sub>pp</sub> à 10kHz, cycle 10%	283 à 318	2,2	1/9	20	120k, -, 50	Amélioration d'un facteur de 4, par régulation du courant d'excitation
[87]	FG sur PCB, tore, -, (30x8x2)mm <sup>3</sup>	<sup>h</sup> N <sub>c</sub> =84, <sup>i</sup> N <sub>c</sub> =94	Pulse 28mA <sub>pp</sub> à 350kHz, cycle 1/8	249 à 300	-	100/3,5	10	18k, -, 50	Nouvelle technique pour extraction du signal
		<sup>h</sup> N <sub>c</sub> =46, <sup>i</sup> N <sub>c</sub> =20			-	116/3,5	20	92k, -, 50	
		<sup>h</sup> N <sub>c</sub> =30, <sup>i</sup> N <sub>c</sub> =37			-	756/3,5	63	46k, -, 50	
[88]	FG intégré sur PCB, tore, -, (7x10)mm <sup>2</sup> , 22, 60		Pulse 900mA <sub>pp</sub> à 150kHz	263 à 353	5k/90	12nT/12s	1,2n	2,1k	Amélioration par excitation pulsée
[77]	AMR, (Philps KMZ 51, Homneywell, HMC1001), -, 6, -, -,		Pulse 3A <sub>pp</sub> à 50kHz	258 à 318	<4	-	10n	-, 100k, 300	Réduction des <i>FOT</i> d'un facteur de 36 par des pulses inversés
[89]	FG, TFS-3 Vaquier-Forster, Vacoperm 100, (50x11)mm <sup>2</sup> , -, -		Pulse 600mA <sub>pp</sub> at 20,6kHz	223 à 313	0,044	0,4nT/45sc	<0,1n	17k, 5k, 100	Amélioration des <i>FOT</i> par modification de la structure (deux FG)
[90]	FG sur PCB, tore, double cœur, -, (30x8x1,8)mm <sup>3</sup> , 27		150mA à 10kHz	253 à 343	21/90	3,7/3,5	24	241, -, 50	Structure double cœur
[91]	FG, tore, alliage, 15, 2mm, 200		20kHz	-196 à 473	0,1	-	3,8	-, 100k, -	Pour mesurer le champ inhomogène dans l'espace
[92]	FG, tore, Inconel 625, (32x30x13)mm <sup>3</sup> , 200		500mA à 11kHz	-160 à 453	0,04	1/9	22,4	-, (100-16k), 100	Test pour de différentes compositions de matériaux
[93]	FG, MaREMF-OS, -, -, 70, 270k, -		<2W	-100 à 353	<1	<1nT <sup>j</sup>	<10,5	-, -, 128m	Test de température pour l'exploration spatiale
[94]	FG-, FL1-100, -, (55x25x11)mm <sup>3</sup> , -		30mA et - 15mA	274 à 343	<0,1	<200nT <sup>j</sup>	<20	100k, -, 100	FG commerciale



[95]	FG, Lunar (LMAG), tore, -, -, -	$\pm 2A$ donnée	240 à 306	<2/66	-	<100	-, -,64m- 65	FG commerciale
[96]	FG MAG03, MC70, -, boîte de l'élément sensible: 20x54mm	30mA et -10mA	233 à 343	0,1	5 <sup>j</sup>	6	143k, 3k, 70	FG commerciale
[97]	FG TFM-100-G2, -, (3,51x3,23x8,26)cm <sup>3</sup> , -	30mA	218 à 371	0,6	8 <sup>g</sup>	20	100k, >4, 100	FG commerciale

Tableau 1.1 : État de l'art (première catégorie)

<sup>a</sup> Fluctuation d'offset en température.

<sup>b</sup> Densité spectrale de bruit équivalent en champ à 1 Hz.

<sup>c</sup> Traité thermiquement pendant 10 mn à 653 K en exposant l'élément sensible à un champ magnétique axial de 2,4 kA/m.

<sup>d</sup> Fourni par UNITIKA (Société en Japon).

<sup>e</sup> Traité thermiquement pendant 10 mn à 663 K en exposant l'élément sensible à un champ magnétique axial de 2,4 kA/m.

<sup>f</sup> Traité thermiquement en atmosphère sèche H<sub>2</sub> pour 8 heures à 460°C.

<sup>g</sup> Soumis à un champ magnétique de grande amplitude.

<sup>h</sup> Nombre de tours de la bobine d'excitation.

<sup>i</sup> Nombre de tours de la bobine de capture.

<sup>j</sup> Offset à un champ nul.

Dans le cadre de nos travaux, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la technique de modulation du courant DC de bias afin de réaliser un magnétomètre MIG stable.

## 9.2- Description simplifiée du principe d'opération d'une modulation du courant DC de bias pour un $\mu$ fil amorphe

Nous expliquons, ici, par le modèle de rotation de l'aimantation le principe de cette méthode. Ce principe a été décrit pour la première fois dans les travaux de Sasada [46][39] pour les FGO-FM. La Figure 1.10 montre un matériau ferromagnétique cylindrique parcouru par deux courants, l'un alternatif de fréquence  $f_p$ , l'autre statique positif (cf. Figure 1.10a) et négatif (cf. Figure 1.10b). Ces courants génèrent un champ alternatif,  $H_{ac} \sin(\omega_p t)$ , et statique,  $H_{dc}$ , respectivement. Simultanément, le  $\mu$ fil est soumis à un champ magnétique externe  $\vec{H}_z$ . Les courants d'excitation et le champ magnétique,  $H_z$ , sont orientés suivant la direction axiale du fil. La direction de l'aimantation  $\vec{M}$  est montrée, ainsi que sa projection suivant la direction axiale,  $M_z$ . L'axe facile du matériau magnétique est suivant la direction circonférentielle.

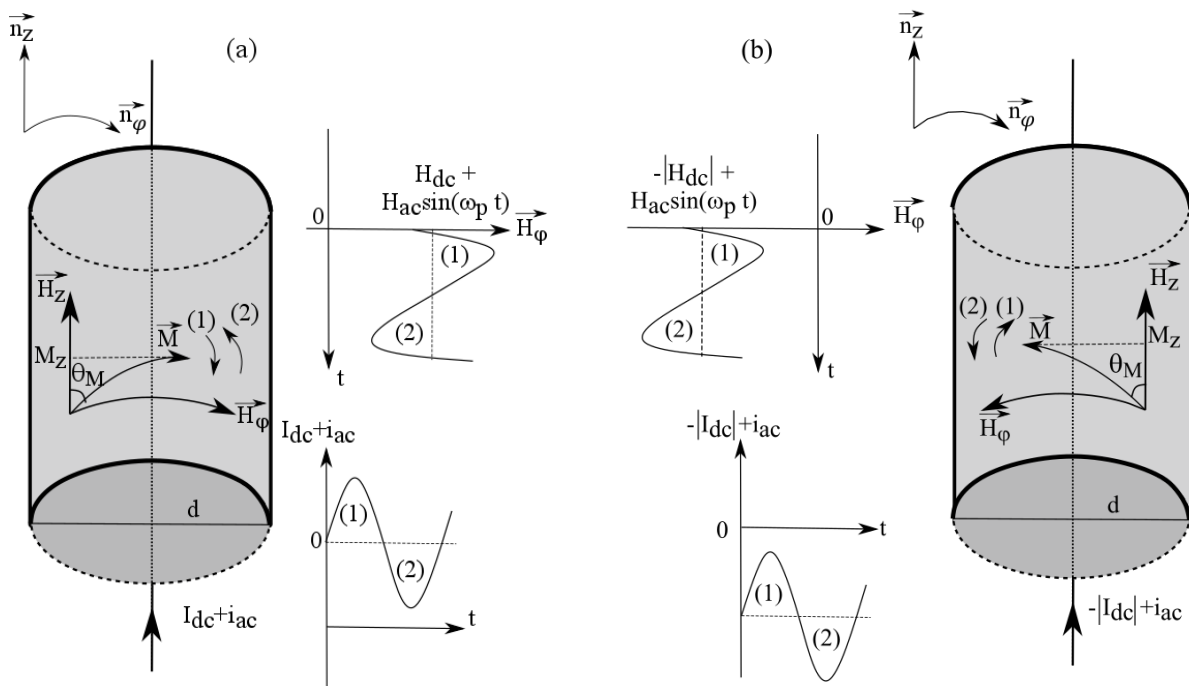


Figure 1.10 : Présentation de la variation de la direction de l'angle d'aimantation  $\theta_M$  pour un courant DC (a) positif et (b) négatif pour un  $\mu$ fil amorphe. L'axe vertical présente la direction axiale du  $\mu$ fil. Les courants  $I_{dc}$  et  $i_{ac}$  en plus du champ externe  $H_z$  sont appliqués suivant la direction axiale. L'axe circonférentiel est la direction transversale où le champ circonférentiel est généré grâce au courant  $I_{dc}$ .

Comme le montre l'équation (1.32), l'angle de la direction de l'aimantation,  $\theta_M$ , dépend du :

- 1- champ axial,  $H_z$   
Le champ axial est considéré quasi-statique. Sa fréquence est beaucoup plus faible par rapport à la fréquence des courants d'excitation. L'augmentation de l'amplitude du

champ axial,  $H_z$  entraîne une déviation du vecteur  $\vec{M}$  vers la direction de  $\vec{H}_z$ . Par conséquent, l'angle  $\theta_M$  diminue.

Si  $H_z = 0$ ,  $\vec{M}$  suit la direction d'anisotropie (ici circonférentielle). Dans ce cas, la valeur de la projection de  $\vec{M}$  suivant la direction axiale,  $M_z$ , est nulle. Par conséquent, la bobine de capture ne détecte aucun flux magnétique et la tension de sortie sera donc nulle. Ainsi, l'apparition de la réponse de la MIG off-diagonal n'est possible que lorsqu'un champ axial est appliqué.

## 2- champ statique circonférentiel, $H_\phi$

Celui-ci est induit essentiellement par le courant statique de bias  $I_{dc}$ . Ce courant induit un champ circonférentiel statique,  $H_{dc}$ . De plus, le courant alternatif de fréquence d'excitation  $f_p$  génère un champ variable  $H_{ac} \sin(\omega_p t)$ , et suscite une variation dynamique de  $\vec{M}$ . Il a été montré dans le cas d'un faible  $I_{dc}$ , que cette oscillation, autour d'une position d'équilibre (repérée à un champ  $H_{ac}$  nul), entraîne un bruit de Barkhausen responsable du bruit en excès de l'élément sensible dans le cas des FGO- FM [42][98][30]. La réduction de ce bruit en excès est possible en augmentant l'amplitude du courant  $I_{dc}$  [99][13]. En effet, un fort courant  $I_{dc}$  entraîne une saturation du µfil dans la direction circonférentielle. Ainsi, seule une rotation de l'aimantation aura lieu, sans entraîner une variation des mouvements des parois de domaines [100][101][42][39].

Considérons, pour des raisons de simplicité, que l'amplitude du champ statique,  $H_{dc}$ , est plus important que celui du champ alternatif,  $H_{ac} \sin(\omega_p t)$ . Pour un courant statique positif et un champ  $H_z$  non-nul, la somme de deux champs circonférentiels générés sont :  $H_{dc} + |H_{ac}| \sin(\omega_p t)$ .

Quand le courant alternatif est au maximum (crête), le champ circonférentiel total,  $H_{dc} + |H_{ac}|$ , possède une amplitude maximale. Par conséquent,  $\vec{M}$  décale selon la flèche (1) (variation dans le sens horaire, cf. Figure 1.10a), et  $\theta_M$  tend vers  $90^\circ$ .

Par contre, quand le courant alternatif est au minimum (creux), le champ circonférentiel total,  $H_{dc} - |H_{ac}|$ , atteint sa valeur minimale. Par conséquent,  $\vec{M}$  décale selon la flèche (2) (variation dans le sens antihoraire, cf. Figure 1.10a), entraînant la diminution de la valeur de l'angle  $\theta_M$ .

Ainsi, la direction de l'aimantation  $\vec{M}$  oscille autour de sa position d'équilibre, selon les flèches (1) et (2), à la même fréquence que celle du courant d'excitation alternatif.

Dans le cas où aucun courant est injecté sur la MIG, les champs  $H_{dc}$  et  $H_{ac}$  sont nuls. Par la suite,  $\vec{M}$  s'établira suivant la direction axiale ( $\vec{M} = M_z$ ) et  $\theta_M = 0$ . Néanmoins, dans ce cas, la tension de sortie est nulle. En effet, le champ est invariable dans le µfil.

Le modèle est développé dans la Figure 1.10b où un courant  $I_{dc}$  négatif est appliqué. Comme dans le cas d'un courant DC positif, l'aimantation  $\vec{M}$  oscille deux fois par période. Mais, ici le sens des flèches (1) et (2) de  $\vec{M}$ , correspondent, respectivement, à un minimum et un maximum

du courant d'excitation AC. Par conséquent, la polarité du signal de sortie sera inversée. Cela nous laisse penser qu'en inversant la polarité du courant DC de bias, une inversion de signe de la sensibilité aura lieu. Néanmoins, en théorie, l'offset reste constant.

La dépendance en température de la réponse MIG s'appuie sur le même principe. Cette partie sera expliquée dans les chapitres suivants, d'une part à l'aide d'une modélisation originale établie à partir des équations théoriques et d'autre part d'une façon systématique lors de la mise en œuvre d'un nouveau magnétomètre permettant de s'affranchir de ces fluctuations d'offset.

Par ailleurs, il faut noter que la technique de modulation du courant DC de bias impose un conditionnement plus complexe que la méthode classique. Le Tableau 1.2 présente l'état de l'art des études abordant la mise en œuvre de cette technique pour différents capteurs magnétiques.

Réf.	Capteur, type,	$I_{ac}$ (A) à $f_p$ (Hz),	$\Delta T$ (K)	$FOT^a$ (nT/K)	dérive (nT/h)	$b_n^b$ (T/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	$S_v$ (V/T), BP (Hz),
	composition, $l$ (mm), $d$ ( $\mu\text{m}$ ), $N$ tours	$I_{dc-M}$ (A) à $f_{dc}$ (Hz)					linéarité ( $\mu\text{T}$ )
[45]	FGO-FM, amorphe, CoFeSiB, 45, 120, 1040	17m à 38k, 50m à 2,4	279 à 295	<-0,31	0,03	11p	170k, 10, $\pm 10$
[102]	FGO, AC-20* recuit <sup>c</sup> , Co <sub>68,15</sub> Fe <sub>4,35</sub> Si <sub>12,55</sub> B <sub>15</sub> , 65, 120, -	40 m à 100k, 50m à 390	265 à 318	<0,02	0,6/13	30p	-, 200, -
[43]	FGO, AC-20* recuit <sup>c</sup> , Co <sub>68,15</sub> Fe <sub>4,35</sub> Si <sub>12,55</sub> B <sub>15</sub> , 53, 120, 600	-, 110k, dc,-	183 à 363	-59	-	3p	-, -, -
[103]	FGO-FM, AC-20 <sup>d</sup> , à base de Co, 50, 120, 180	80m à 4k, 40m à 200	-	-	-	29p	<1,35m, -, -
[104]	FGO-FM, AC-20 <sup>d</sup> , à base de Co, 20, 120, 600	- -, 400Hz	298 à 303	-	-	-	1,5k, -, $\pm 40$
[105]	AMR <i>flipped</i> , KMZ 51, -,6, -, -	- 2,8 à 1kHz	-	10	-	3,2n	-, 100k, $\pm 40$
[106]	2 MIG off-diag. liées (Config. FGO- FM), plaque recuite <sup>e</sup> , PY 79M Co <sub>67</sub> Fe <sub>4</sub> Cr <sub>7</sub> Si <sub>8</sub> B <sub>14</sub> , (200x3), 60,-	10m à 100k, 10m à 250	-	-	1000	200n	-, -, $\pm 80$
[39]	FGO-FM, AC-20 <sup>d</sup> , à base de Co, 20, 120, 220	22m à 50 k, 64m, -	-	-	-	-	400, -, $\pm 80$
[107]	FGO, AC-20* recuit <sup>c</sup> , Cu-Co <sub>19</sub> Ni <sub>49,6</sub> Fe <sub>31,4</sub> , -, -	- -	256 à 314	0,4	60/12	3p	120, -, $\pm 50$

Tableau 1.2 : État de l'art (deuxième catégorie)

<sup>a</sup> Fluctuations d'offset en température.<sup>b</sup> Densité spectrale de bruit équivalent en champ à 1 Hz.<sup>c</sup> Traité thermiquement pendant 45 mn à 426 K en excitant l'élément sensible par un courant statique de  $I_{dc} = 200$  mA.<sup>d</sup> Fourni par UNITIKA (Société en Japon).<sup>e</sup> Traité thermiquement en atmosphère sèche H<sub>2</sub>.<sup>f</sup> Traité thermiquement pendant 10 mn à 663 K en exposant l'élément sensible à un champ magnétique axial de 2,4 kA/m.

## 10- Motivations et enjeux actuels

Ce chapitre a permis de rappeler trois points importants de ces travaux :

- 1- Le modèle théorique du  $\mu$ fil MIG.
- 2- L'utilisation de la MIG comme magnétomètre.
- 3- L'état de l'art des méthodes permettant d'améliorer la stabilité à long terme et de réduire les fluctuations d'offset en température, *FOT*, des capteurs magnétiques.

Par la suite, nous nous intéresserons à concevoir une chaîne d'acquisition capable de mesurer un faible champ magnétique aux très basses fréquences tout en réduisant autant que possible les fluctuations d'offset induites par l'environnement et notamment par celles de la température. Actuellement, cette dernière limite pour partie le développement et l'industrialisation de ce type de capteur.

Les deux chapitres suivants s'articuleront, respectivement, autour de deux volets :

- 1- Le premier portera sur les conditions d'excitation optimales permettant de réduire les fluctuations magnétiques ressenties par la MIG aux basses fréquences. Un modèle théorique intégrant la dépendance en température de certains paramètres afin d'en déduire le *FOT* [T/K]. Cette étude est réalisée pour les configurations diagonale et off-diagonale afin de les comparer et d'évaluer la méthode la plus adaptée.
- 2- Le second portera sur le principe de fonctionnement et la mise en œuvre de la technique de modulation du courant DC de bias réalisée à l'aide d'une configuration off-diagonale. À la suite, les performances attendues et mesurées seront confrontées, notamment, à celles d'un FG commercial.

## 11- Bibliographie du chapitre

- [1] E. P. Harrison, G. L. Turney, and H. Rowe, "Electrical properties of wires of high permeability," *Nature*, vol. 135, no. 3423, p. 961, 1935.
- [2] E. P. Harrison, F. L. Turney, and H. Rowe, *The electrical properties of high permeability wires carrying alternating current*, Proc. R. S. 1936.
- [3] L. V. Panina and K. Mohri, "Magneto-impedance effect in amorphous wires," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 9, pp. 1189–1191, 1994.
- [4] K. Mohri, K. Kawashima, T. Kohzawa, and H. Yoshida, "Magneto-Inductive Element," *IEEE Trans. Magn.*, 1993.
- [5] L. V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, M. Noda, and K. Bushida, "Giant Magneto-Impedance in Co-Rich Amorphous Wires and Films," *IEEE Trans. Magn.*, 1995.
- [6] P. R. (ed), "Magnetic Sensors and Magnetometers," *Meas. Sci. Technol.*, 2002.
- [7] M. H. Phan and H. X. Peng, "Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications," *Prog. Mater. Sci.*, vol. 53, no. 2, pp. 323–420, 2007.
- [8] M. Knobel, M. Vázquez, and L. Kraus, "Giant Magnetoimpedance," *Handb. Magn. Mater.*, vol. 15, no. 03, pp. 497–563, 2003.
- [9] K. V. Rao, F. B. Humphrey, and J. L. Costa-Krämer, "Very large magneto-impedance in amorphous soft ferromagnetic wires (invited)," *J. Appl. Phys.*, 1994.
- [10] R. S. Beach and A. E. Berkowitz, "Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire," *Appl. Phys. Lett.*, 1994.
- [11] G. ASCH *et al.*, *Les capteurs en instrumentation industrielle*, 7ème éd. Dunod, 2010.
- [12] D. Seddaoui, "Mesure et modélisation de la magnétoimpédance non linéaire dans les conducteurs magnétiques cylindriques," Thèse de Doctorat, Université de Caen Normandie, 2009.
- [13] A. Esper, E. Portalier, B. Dufay, C. Dolabdjian, S. Corodeanu, and H. Chiriac, "GMI low frequency noise characterization versus wire diameters," in *2017 IEEE SENSORS, Glasgow*, 2017, pp. 1–3.
- [14] B. Dufay, "Optimisation d'un magnétomètre à haute sensibilité à base de Magnédance Géante (MIG)," Thèse de Doctorat, Université de Caen Normandie, 2012.
- [15] W. S. Ament and G. T. Rado, "Electromagnetic effects of spin wave resonance in ferromagnetic metals," *Phys. Rev.*, 1955.
- [16] R. S. Beach, N. Smith, C. L. Platt, F. Jeffers, and A. E. Berkowitz, "Magneto-impedance effect in NiFe plated wire," *Appl. Phys. Lett.*, 1995.
- [17] D. Seddaoui, D. Ménard, P. Ciureanu, and A. Yelon, "Second harmonic of nonlinear magnetoimpedance in amorphous magnetic wires with helical anisotropy," in *Journal of Applied Physics*, 2007.
- [18] L. V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, and M. Noda, "Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys (invited)," *J. Appl. Phys.*, 1994.
- [19] A. Yelon, D. Ménard, M. Britel, and P. Ciureanu, "Calculations of giant

- magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent,” *Appl. Phys. Lett.*, 1996.
- [20] D. Atkinson and P. T. Squire, “Experimental and phenomenological investigation of the effect of stress on magneto-impedance in amorphous alloys,” *IEEE Trans. Magn.*, 1997.
- [21] F. L. A. Machado and S. M. Rezende, “A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys,” *J. Appl. Phys.*, 2002.
- [22] L. Kraus, “Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 195, no. 3, pp. 764–778, 1999.
- [23] D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu, and A. Yelon, “Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor,” *J. Appl. Phys.*, 1998.
- [24] D. Ménard and A. Yelon, “Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires,” *J. Appl. Phys.*, vol. 88, no. 1, pp. 379–393, 2000.
- [25] M. AZZOUZ, “Identification-optimisation paramétrique et quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux,” Thèse de Doctorat, Université de Batna, 1996.
- [26] A. BENABOU, “Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d’une implantation dans un code de calcul de champ,” Thèse de Doctorat, Université Lille I, 2002.
- [27] L. Landau and E. Lifshits, “Classics in Magnetism A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials,” *Phys. Z. Sowjet Union*, 1935.
- [28] V. Dubuget, “Elaboration et caractérisation de matériaux ferromagnétiques doux - Modélisation de couches magnétiques inhomogènes,” Thèse de Doctorat, Université FRANÇOIS - RABELAIS de Tours, 2010.
- [29] P. Brissonneau, “Les domaines magnétiques,” *Rev.Phys.Appl.*, vol. 9, no. 5, pp. 783–792, 1974.
- [30] L. G. C. Melo, D. Ménard, A. Yelon, L. Ding, S. Saez, and C. Dolabdjian, “Formalism to optimize magnetic noise in giant magnetoimpedance-based devices,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 43, no. 6, pp. 2992–2994, 2007.
- [31] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous media*. Pergamon, Oxford, 1975.
- [32] L. G. C. Melo, D. Ménard, A. Yelon, L. Ding, S. Saez, and C. Dolabdjian, “Optimization of the magnetic noise and sensitivity of giant magnetoimpedance sensors,” *J. Appl. Phys.*, vol. 103, no. 3, 2008.
- [33] S. Sandacci, D. Makhnovskiy, L. Panina, K. Mohri, and Y. Honkura, “Off-diagonal impedance in amorphous wires and its application to linear magnetic sensors,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, no. 6, pp. 3505–3511, 2004.
- [34] B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, D. Seddaoui, A. Yelon, and D. Menard, “Improved GMI Sensors Using Strongly-Coupled Thin Pick-Up Coils,” *Sens. Lett.*, vol. 7, no. 3, pp. 334–338, 2009.



- [35] M. Malátek and L. Kraus, “Off-diagonal GMI sensor with stress-annealed amorphous ribbon,” *Sensors Actuators, A Phys.*, 2010.
- [36] D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, and D. J. Mapps, “Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy: Helical and circumferential,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, 2001.
- [37] D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, and D. J. Mapps, “Measurement of field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with circumferential anisotropy,” *J. Appl. Phys.*, 2002.
- [38] D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, and D. J. Mapps, “Asymmetrical magnetoimpedance in as-cast CoFeSiB amorphous wires due to ac bias,” *Appl. Phys. Lett.*, 2000.
- [39] I. Sasada, “Orthogonal fluxgate mechanism operated with dc biased excitation,” *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 10 I, pp. 7789–7791, 2002.
- [40] L. Kraus, M. Malátek, and M. Dvořák, “Magnetic field sensor based on asymmetric inverse Wiedemann effect,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 142, no. 2, pp. 468–473, 2008.
- [41] O. V. Nielsen, J. Gutierrez, B. Hernando, and H. T. Savage, “A New Amorphous Ribbon Fluxgate Sensor Based on Torsional-Creep-Induced Anisotropy,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 26, no. 1, pp. 276–280, 1990.
- [42] E. Paperno, “Suppression of magnetic noise in the fundamental-mode orthogonal fluxgate,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 116, no. 3, pp. 405–409, 2004.
- [43] M. Butta, I. Sasada, and M. Janosek, “Temperature dependence of offset and sensitivity in orthogonal fluxgate operated in fundamental mode,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, no. 11, pp. 4103–4106, 2012.
- [44] L. Kraus, “Off-diagonal magnetoimpedance in stress-annealed amorphous ribbons,” *J. Magn. Magn. Mater.*, 2008.
- [45] N. Murata, H. Karo, I. Sasada, and T. Shimizu, “Fundamental Mode Orthogonal Fluxgate Magnetometer Applicable for Measurements,” *IEEE Sens. J.*, vol. 18, no. 7, pp. 2705–2712, 2018.
- [46] I. Sasada, “Symmetric response obtained with an orthogonal fluxgate operating in fundamental mode,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 38, no. 5 I, pp. 3377–3379, 2002.
- [47] D. Placko, *Fundamentals of Instrumentation and Measurement*. 2010.
- [48] A. Esper, B. Dufay, S. Saez, and C. Dolabdjian, “Offset Reduction in GMI-Based Device by Using Double-Frequency Bias-Current Modulation,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 55, no. 1, 2018.
- [49] A. Esper, B. Dufay, S. Saez, and C. Dolabdjian, “Theoretical and Experimental Investigation of Temperature-Compensated off-diagonal GMI Sensor and its long-term Stability,” *IEEE Sens. J.*, no. submitted for publication.
- [50] A. A. Rakhmanov, N. Perov, P. Sheverdyeva, A. Granovsky, and A. S. Antonov, “The temperature dependence of the magneto-impedance effect in the Co-based amorphous wires,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 106, no. 1–3, pp. 240–242, 2003.
- [51] H. Chiriac, C. S. Marinescu, and T. Ovfiri, “Temperature dependence of the magneto-

- impedance effect,” vol. 3, pp. 7–8, 1999.
- [52] M. Kurniawan, R. K. Roy, A. K. Panda, D. W. Greve, P. Ohodnicki, and M. E. McHenry, “Temperature-Dependent Giant Magnetoimpedance Effect in Amorphous Soft Magnets,” *J. Electron. Mater.*, vol. 43, no. 12, pp. 4576–4581, 2014.
- [53] M. Kurniawan, R. K. Roy, A. K. Panda, D. W. Greve, P. R. Ohodnicki, and M. E. McHenry, “Interplay of stress, temperature, and giant magnetoimpedance in amorphous soft magnets,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 22, pp. 1–5, 2014.
- [54] A. Radkovskaya, A. A. Rakhmanov, N. Perov, P. Sheverdyayeva, and A. S. Antonov, “The thermal and stress effect on GMI in amorphous wires,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 249, no. 1–2, pp. 113–116, 2002.
- [55] J. Nabias, A. Asfour, and J. P. Yonnet, “Effect of the temperature on the off-diagonal Giant Magneto-Impedance (GMI) sensors,” *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, 2019.
- [56] L. V. Panina, N. A. Yudanov, A. T. Morchenko, V. G. Kostishyn, and D. P. Makhnovskiy, “Off-diagonal magnetoimpedance in amorphous microwires for low-field magnetic sensors,” *Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci.*, vol. 213, no. 2, pp. 341–349, 2016.
- [57] Y. K. Kim, W. S. Cho, T. K. Kim, C. O. Kim, and H. Lee, “Temperature dependence of magnetoimpedance effect in amorphous Co<sub>66</sub>Fe<sub>4</sub>NiB<sub>14</sub>Si<sub>15</sub> ribbon,” *J. Appl. Phys.*, vol. 83, no. 11, pp. 6575–6577, 1998.
- [58] M. M. Tehranchi, M. Ghanaatshoar, S. M. Mohseni, M. Coisson, and M. Vázquez, “Temperature dependence of magnetoimpedance in annealed Co-based ribbons,” *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 351, no. 37–39, pp. 2983–2986, 2005.
- [59] A. V. Semirov, M. S. Derevyanko, D. A. Bukreev, A. A. Moiseev, V. O. Kudryavtsev, and A. P. Safronov, “Magnetoimpedance of cobalt-based amorphous ribbons/polymer composites,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 415, pp. 97–101, 2016.
- [60] G. Chen *et al.*, “High-temperature giant magnetoimpedance in Fe-based nanocrystalline alloy,” *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 9, pp. 5263–5265, 2000.
- [61] G. Chen *et al.*, “High-temperature giant magnetoimpedance in Fe-based nanocrystalline alloy,” *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 9, p. 5263, 2000.
- [62] A. V. Semirov, M. S. Derevyanko, D. A. Bukreev, A. A. Moiseev, and G. V. Kurlyandskaya, “Impedance and magnetic properties of CoFeCrSiB amorphous ribbons near the curie point,” *Tech. Phys.*, vol. 58, no. 5, pp. 774–777, 2013.
- [63] A. A. Moiseev *et al.*, “Magnetoimpedance of amorphous ribbons with polymer covering,” *Solid State Phenom.*, 2014.
- [64] A. V. Semirov *et al.*, “Temperature dependences of magnetoimpedance of nanocrystalline Fe-based ribbons,” *J. Nanosci. Nanotechnol.*, vol. 12, no. 9, pp. 7446–7450, 2012.
- [65] A. V. Semirov, M. S. Derevyanko, D. A. Bukreev, A. A. Moiseev, and G. V. Kurlyandskaya, “Magnetoimpedance of Amorphous Ferromagnetic CoFeSiB Ribbons in the Wide Temperature Range,” *Solid State Phenom.*, vol. 215, pp. 337–341, 2014.
- [66] A. A. Chlenova, A. A. Moiseev, M. S. Derevyanko, A. V. Semirov, V. N. Lepalovsky, and G. V. Kurlyandskaya, “Permalloy-Based Thin Film Structures: Magnetic

- Properties and the Giant Magnetoimpedance Effect in the Temperature Range Important for Biomedical Applications,” *Sensors*, vol. 17, no. 8, p. 1900, 2017.
- [67] M. Malátek and P. Ripka, “Offset stability of GMI field sensors,” *Proc. Euroensors XIX, Barcelona, Spain, Euroensors XIX Conf.*, 2005.
- [68] M. Malátek, P. Ripka, and L. Kraus, “Double-core GMI current sensor,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, no. 10, pp. 3703–3705, 2005.
- [69] N. Kawajiri, M. Nakabayashi, C. M. Cai, K. Mohri, and T. Uchiyama, “Highly stable MI micro sensor using CMOS IC multivibrator with synchronous rectification [for automobile control application],” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 35, no. 5, pp. 3667–3669, 1999.
- [70] M. Butta and I. Sasada, “Method for Offset Suppression in Orthogonal Fluxgate with Annealed Wire Core,” *Sens. Lett.*, vol. 12, no. 8, pp. 1295–1298, 2014.
- [71] X. D. Wang, J. S. Liu, D. W. Xing, D. M. Chen, H. Wang, and J. F. Sun, “Thermal stability of giant magneto-impedance effect in glass-covered amorphous wires,” *Phys. Procedia*, vol. 48, pp. 152–159, 2013.
- [72] A. Dzhumazoda *et al.*, “Journal of Magnetism and Magnetic Materials Temperature-stable magnetoimpedance ( MI ) of current-annealed Co-based amorphous microwires,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 474, no. July 2018, pp. 374–380, 2019.
- [73] O. Montero, V. Raposo, D. García, and J. Iñiguez, “Temperature effects in Co-based amorphous wires,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 304, no. 2, pp. 859–861, 2006.
- [74] M. Butta, M. Janosek, M. Butta, and M. Janosek, “Very low frequency noise reduction in orthogonal fluxgate Very low frequency noise reduction in orthogonal fluxgate,” vol. 047203, pp. 1–7, 2018.
- [75] G. Bordin, G. Buttino, V. Franco, A. Conde, and P. Svec, “and phase transitions in a soft magnetic Co-based Temperature dependence of magnetic properties and phase transitions in a soft magnetic Co-based nanostructured alloy,” 1999.
- [76] M. Janošek and P. Ripka, “PCB sensors in fluxgate magnetometer with controlled excitation,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 151, no. 2, pp. 141–144, 2009.
- [77] J. Včelák, P. Ripka, A. Platil, J. Kubík, and P. Kašpar, “Errors of AMR compass and methods of their compensation,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 129, no. 1-2 SPEC. ISS., pp. 53–57, 2006.
- [78] F. Koga and I. Sasada, “Low Offset Orthogonal Fluxgate Operating in Fundamental Mode.,” *Journal of the Magnetics Society of Japan*, vol. 27, no. 4, pp. 410–413, 2003.
- [79] D. Novotný, P. Vojtěch, and M. Janošek, “A Digitally Compensated AMR Magnetometer,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 55, no. 1, 2019.
- [80] M. Malátek and P. Ripka, “Co-Rich amorphous material in fluxgate and GMI regime,” *J. Electr. Eng.*, vol. 57, no. 8 SUPPL, pp. 77–79, 2006.
- [81] M. Malátek and P. Ripka, “Single-core Giant magnetoimpedance with AC bias,” *Proc. IEEE Sensors*, no. February 2016, pp. 1012–1015, 2006.
- [82] J. Nabias, A. Asfour, and J.-P. Yonnet, “Temperature effect on GMI sensor: comparison between diagonal and off-diagonal response,” *Sensors Actuators A Phys.*,

- 2019.
- [83] J. Nabias, “Capteur de courant à Magnéto- Impédance Géante ( GMI ) souple et portable,” Thèse de Doctorat, Université Grenoble Alpes, 2018.
- [84] M. Malátek, P. Ripka, and L. Kraus, “Temperature offset drift of GMI sensors,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 147, no. 2, pp. 415–418, 2008.
- [85] J. Nabias, A. Asfour, and J. P. Yonnet, “Temperature Dependence of Giant Magnetoimpedance in Amorphous Microwires for Sensor Application,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, no. 4, 2017.
- [86] S. Gudoshnikov, N. Usov, A. Nozdrin, M. Ipatov, A. Zhukov, and V. Zhukova, “Highly sensitive magnetometer based on the off-diagonal GMI effect in Co-rich glass-coated microwire,” *Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci.*, vol. 211, no. 5, pp. 980–985, 2014.
- [87] J. Kubík, M. Janoššek, and P. Ripka, “Low-power fluxgate sensor signal processing using gated differential integrator,” in *Sensor Letters*, 2007.
- [88] A. Tipek, T. O’Donnell, P. Ripka, and J. Kubík, “Excitation and temperature stability of PCB fluxgate sensor,” *IEEE Sens. J.*, vol. 5, no. 6, pp. 1264–1269, 2005.
- [89] A. Moldovanu, E. D. Diaconu, C. Ioan, and E. Moldovanu, “Magnetometric sensors with improved functional parameters,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 157–158, pp. 442–443, 1996.
- [90] J. Kubík, L. Pavel, and P. Ripka, “PCB racetrack fluxgate sensor with improved temperature stability,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 130–131, no. SPEC. ISS., pp. 184–188, 2006.
- [91] J. Pávó, A. Gasparics, I. Sebestyén, and G. Vértesy, “Calibration of Fluxset sensors for the measurement of spatially strongly inhomogeneous magnetic fields,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 110, no. 1–3, pp. 105–111, 2004.
- [92] Y. Nishio, F. Tohyama, and N. Onishi, “The sensor temperature characteristics of a fluxgate magnetometer by a wide-range temperature test for a Mercury exploration satellite,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 18, no. 8, pp. 2721–2730, 2007.
- [93] W. Magnes *et al.*, “A spaceborne magnetometer tested under extended temperature conditions (experiment MAREMF-OS/MARS-96),” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 9, no. 8, pp. 1219–1228, 1998.
- [94] “Stefan Mayer Instruments, Fluxgate magnetic field sensor FL1-100.” [Online]. Available: [http://md-ecs.com/wp-content/uploads/2016/01/Data-sheet\\_FL1-100.pdf](http://md-ecs.com/wp-content/uploads/2016/01/Data-sheet_FL1-100.pdf). [Accessed: 21-Aug-2019].
- [95] H. Shimizu *et al.*, “Ground calibration of the high-sensitivity SELENE lunar magnetometer LMAG,” *Earth, Planets Sp.*, vol. 60, no. 4, pp. 353–363, 2008.
- [96] “Bartington Instruments. Mag-03 Three-Axis Magnetic Field Sensors.” [Online]. Available: <http://www.bartington.com.cn/Literaturepdf/Datasheets/Mag-03 DS0013.pdf>. [Accessed: 21-Aug-2019].
- [97] “Billingsley Aerospace & Defence TFM100-G2 Datasheet.” [Online]. Available: <https://www.aseg.org.au/sites/default/files/TFM100G2 Manual %28GR%29.pdf>. [Accessed: 21-Aug-2019].

- [98] D. Ménard *et al.*, “Progress towards the optimization of the signal-to-noise ratio in giant magnetoimpedance sensors,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 129, no. 1-2 SPEC. ISS., pp. 6–9, 2006.
- [99] E. Portalier, B. Dufay, C. Dolabdjian, D. Seddaoui, A. Yelon, and D. Ménard, “Study of the Low-Frequency Excess Equivalent Magnetic Noise in GMI-Based Devices,” *IEEE Sens. J.*, vol. 17, no. 21, pp. 6888–6894, 2017.
- [100] D. Jiles, *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 1. 1991.
- [101] J. M. D. Coey, *Magnetism and magnetic materials*. 2010.
- [102] M. Butta and I. Coroli, “Low offset drift – Low-noise orthogonal Fluxgate with synchronized polarity flipping,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, no. 4, 2017.
- [103] E. Weiss and E. Paperno, “Noise investigation of the orthogonal fluxgate employing alternating direct current bias,” *J. Appl. Phys.*, vol. 109, no. 7, 2011.
- [104] A. Plotkin, E. Paperno, A. Samohin, and I. Sasada, “Compensation of the thermal drift in the sensitivity of fundamental-mode orthogonal fluxgates,” *J. Appl. Phys.*, vol. 99, no. 8, 2006.
- [105] M. Vopálenský, P. Ripka, and A. Platil, “Precise magnetic sensors,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 106, no. 1–3, pp. 38–42, 2003.
- [106] A. Platil, M. Malátek, P. Ripka, and L. Kraus, “GMI sensor,” in *EUROSENSORS 16, Prague, Czech Republic*, 2002.
- [107] M. Butta, “Orthogonal Fluxgate Magnetometers,” *High Sensit. Magnetometers*, pp. 63–102, 2017.

## Chapitre 2 : Approche théorique des fluctuations en température de la MIG.

“If the facts don’t fit the theory, change the facts.”— Albert EINSTEIN

### Table des matières

<b>Chapitre 2 : Approche théorique des fluctuations en température de la MIG.</b> .....	51
<b>1- Introduction</b> .....	52
<b>2- Les fluctuations magnétiques aux basses fréquences</b> .....	54
<b>3- Origine des fluctuations aux très basses fréquences</b> .....	63
<b>3.1- Les paramètres dépendant de la température</b> .....	63
<b>3.1.1- Le volume</b> .....	64
<b>3.1.2- La perméabilité magnétique</b> .....	64
<b>3.1.3- La résistivité électrique</b> .....	67
<b>4- Développement des équations théoriques</b> .....	69
<b>5- Sensibilité en champ de la MIG</b> .....	71
<b>5.1- Dérivé de l’impédance en fonction de l’angle de l’aimantation</b> .....	71
<b>5.2- Dérivé de l’angle de la direction de l’aimantation en fonction du champ magnétique</b> .....	72
<b>5.3- Dérivé de l’impédance en fonction du champ magnétique</b> .....	74
<b>6- Sensibilité en température de la MIG</b> .....	75
<b>6.1- Dérivé de l’angle de la direction de l’aimantation en fonction de la température</b> 76	
<b>6.2- Dérivé de l’impédance en fonction de la température</b> .....	76
<b>7- Evaluation des fluctuations en température de la MIG équivalent en champ</b> .....	78
<b>8- Conclusion</b> .....	82
<b>9- Bibliographie du chapitre</b> .....	83

## 1- Introduction

Le chapitre 1 a permis de rappeler les principes physiques de l'effet de magnéto-impédance géante ainsi que les équations qui s'y rattachent. Afin de réaliser un magnétomètre, l'élément sensible à MIG doit être, judicieusement conditionné (polarisation, excitation, ...) à l'aide d'une carte électronique dédiée permettant d'obtenir en sortie un signal en tension qui soit l'image du champ magnétique à mesurer. Les magnétomètres à base de MIG présentent des performances intéressantes pour de nombreuses applications :

- un niveau de bruit équivalent en champ de l'ordre de la centaine de  $fT/\sqrt{\text{Hz}}$  en zone de bruit blanc [1][2],
- un niveau de bruit équivalent en champ de l'ordre de la dizaine de  $pT/\sqrt{\text{Hz}}$  à 1 Hz [1],
- un slew-rate élevé de l'ordre de quelques centaines de  $mT/s$  [3],
- une dynamique dans 1 Hz de bande passante avoisinant les  $140 \text{ dB}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 10 Hz [2].

À ces performances, nous pouvons ajouter des caractéristiques pratiques recherchées telles une taille centimétrique et un faible coût [4], [5]. Par ailleurs, en mode off-diagonal [6], la sensibilité en champ magnétique est accrue, pour exceller celles des magnétomètres conventionnels.

Les performances des magnétomètres MIG ont suscité un vif intérêt pour le développement de diverses applications de guidage, de contrôle en téléphonie et de détection [7].

Néanmoins, aux très basses fréquences, pour des applications demandant des acquisitions de longues durées, tel le géomagnétisme, la stabilité du capteur est une caractéristique clef pour la qualité de la mesure. Cette dernière correspond à la capacité du magnétomètre à maintenir une réponse stable au cours du temps, lorsque le mesurande est inchangé.

Comme le montre la littérature, la variation de l'impédance de la MIG ne dépend pas uniquement du champ magnétique à détecter, mais aussi d'autres facteurs qui influent sur le système. Ces derniers perturbent la réponse du capteur et fixent sa limite de stabilité. Parmi ces facteurs influençant la stabilité à très basse fréquence du magnétomètre, nous pouvons citer :

- le vieillissement du matériau,
- la sensibilité aux variations de température,
- la sensibilité à de très forts champs magnétiques (en anglais : perming effect),
- la sensibilité aux contraintes mécaniques et aux stress,
- la sensibilité aux variations de la tension d'alimentation.

L'analyse et l'amélioration de ces facteurs ouvrent la voie à de nouveaux champs d'application, notamment, en géomagnétisme, dans le cadre d'activités aussi variées que la recherche en sismologie, l'étude de la pollution, l'extraction de gaz ou de pétrole, l'aide à la navigation dans le domaine de l'avionique et de l'automobile et dans des observatoires où le besoin de stabilité du capteur est crucial. De même pour la microscopie magnétique [8].

Dans cette étude, nous nous intéressons aux paramètres induisant des fluctuations de la réponse de la MIG. Nous présenterons l'effet de la principale grandeur d'influence, la température, pour des fluctuations quasi-statiques ou des fréquences extrêmement basses. Pour ce faire, nous

avons étudié les propriétés physiques impactant les caractéristiques de la MIG dont les variations sont induites par celles de la température.

À ce jour, ce sujet de recherche reste peu étudié en termes de physiques du capteur. Il n'y a pas d'étude théorique, à proprement parler, décrivant la variation de l'impédance vis-à-vis d'un changement de température de l'élément sensible. Seul, un certain nombre de travaux de recherche expérimentaux sur les matériaux amorphes présentent des mesures de variation d'impédance de la MIG en fonction de la température [9][10][11][12].

Des études ont envisagé que les fluctuations en température de la MIG étaient induites par les variations de la perméabilité magnétique transverse (ou circonférentielle) dans le  $\mu$ fil ferromagnétique [13][14]. Cependant, comme nous le verrons par la suite, les équations de la MIG montrent que les fluctuations de l'impédance dépendent non seulement des variations de la perméabilité transverse, mais aussi de celles de la résistivité du matériau MIG en fonction de la température.

La première partie de ce chapitre présente de manière concise le modèle de bruit de l'élément sensible. Il permet, notamment, d'évaluer la densité spectrale de bruit équivalent en champ magnétique aux basses fréquences de la MIG. En d'autres termes, son niveau de bruit intrinsèque. Ce modèle, défini à partir du théorème de Fluctuation-Dissipation [15][16], évalue l'impact de la fluctuation de la direction de l'aimantation sur le bruit de la chaîne de mesure. Nous l'étudierons, notamment, en fonction du diamètre et de la longueur de l'élément sensible et donc de son volume [1][16].

La deuxième partie de ce chapitre expose une étude théorique pour évaluer les fluctuations en température de la MIG à partir de la sensibilité en température de certains paramètres physiques du dispositif MIG.

Par la suite, les équations de la MIG en mode diagonale et off-diagonal seront reprises et développées afin d'y faire apparaître les termes dépendant de la température. Nous en déduirons la sensibilité en champ (en  $\Omega/T$ ) et la sensibilité en température (en  $\Omega/K$ ) des  $\mu$ fil ferromagnétiques afin d'en déduire les fluctuations d'offset en température équivalent en champ. Nous les exprimerons en Tesla par Kelvin (T/K).



## 2- Les fluctuations magnétiques aux basses fréquences

Pour développer un magnétomètre à haute sensibilité, une étude approfondie de son niveau de bruit magnétique équivalent en champ est nécessaire. Il s'évalue par une mesure de la densité spectrale de bruit. Cette dernière se caractérise, généralement, par un bruit blanc aux hautes fréquences et un bruit excédentaire en  $1/f$  aux basses fréquences. Ces sources de bruits sont générées par l'électronique de conditionnement [17] et par l'élément sensible [18][1]. De précédents travaux ont permis d'une part d'optimiser le bruit d'origine électronique [17] et d'autre part de quantifier explicitement le bruit en  $1/f$  de l'élément sensible. La densité spectrale de puissance de bruit équivalente en champ de ce dernier [16][18] est donnée par<sup>1</sup> :

$$b_n^2(f) = z_{n_{ij}}^2 / S_{\Omega_{ij}}^2 \approx \frac{2\mu_0 k_B T}{\sin^2 \theta_M \pi V} \left( \frac{H_{int}}{M_s} \right)^2 \frac{\chi''(f)}{f} \quad [\text{T}^2/\text{Hz}] \quad (2.1)$$

où  $z_{n_{ij}}$  est la densité spectrale de bruit d'impédance associée aux fluctuations indésirables de l'impédance de l'élément sensible, en  $\Omega/\sqrt{\text{Hz}}$ , et  $S_{\Omega_{ij}}$  est la sensibilité en champ en  $\Omega/\text{T}$ . Sous certaines conditions, ces fluctuations d'impédance fixent la limite ultime de détection du magnétomètre [18]. Cette densité spectrale de puissance de bruit est proportionnelle à la température et est inversement proportionnelle au volume de l'échantillon MIG.

En complément de ces précédents travaux et afin de conforter cette modélisation, nous avons étudié l'impact de la variation du diamètre du  $\mu$ fil sur le bruit équivalent en champ du dispositif. Le volume de l'échantillon cylindrique est donné par  $V = \pi d^2 l / 4$ , où  $d$  est le diamètre du  $\mu$ fil de longueur  $l$ . L'expression (2.1) s'exprime alors en fonction du diamètre,  $d$ , par :

$$b_n^2(f) \approx \frac{8 \mu_0 k_B T}{\sin^2 \theta_M \pi^2 l} \left( \frac{H_{int}}{M_s} \right)^2 \frac{\chi''(f)}{f} \frac{1}{d^2}. \quad (2.2)$$

Sous certaines conditions, Ménard *et al.* [19][15][22] ont montré que le champ effectif interne est proportionnel au champ d'anisotropie,  $H_k$ , et au champ axial,  $H_z$ . Soit  $H_{int} \approx \frac{3}{4} H_k \approx \frac{3}{2} H_z$ . Si nous supposons qu'à la fréquence d'excitation,  $f_p$ , le champ d'anisotropie suit la direction circonférentielle de la MIG, l'angle de la direction de l'aimantation, qui est en fonction du champ magnétique, est alors donnée par  $\cos \theta_M = H_z / H_k$ . Il est alors possible de réduire l'expression précédente à :

$$b_n^2(f) \approx \frac{6 \mu_0 k_B T}{\pi^2 l} \left( \frac{H_k}{M_s} \right)^2 \frac{\chi''(f)}{f} \frac{1}{d^2}. \quad (2.3)$$

<sup>1</sup> La signification des indices  $ij$  est donnée dans la Figure 1.6.

Afin d'estimer la densité spectrale de puissance de bruit équivalente en champ, trois propriétés physiques doivent être évaluées :

- la partie imaginaire de la susceptibilité magnétique,  $\chi''(f)$ ,
- le champ d'anisotropie,  $H_k$ ,
- l'aimantation à saturation,  $M_S$ .

Le terme  $\chi''(f)$  représente la partie dissipative de la MIG. Il est déduit à partir de la variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la fréquence d'excitation [23][24]. Le champ,  $H_k$ , est déduit à partir des caractéristiques physiques de la MIG dans un régime linéaire [6] et à basse fréquence (100 kHz). Finalement, l'aimantation  $M_S$  est déduite du cycle d'hystérésis circconférentiel.

Comme le montre l'expression (2.3), la densité spectrale de puissance de bruit équivalente en champ,  $b_n$ , est inversement proportionnelle au carré du diamètre. Afin de corroborer ce modèle, nous avons, dans un premier temps, évalué expérimentalement ce niveau de bruit à 1 Hz en fonction du diamètre des  $\mu$  fils et pour différentes conditions d'excitations. Ces  $\mu$  fils de différents diamètres (80  $\mu$ m, 100  $\mu$ m et 120  $\mu$ m (*cf.* Figure 2.1)) ont été préparés par l'institut de R&D de Physique et Technologie d'Iasi en Roumanie. L'évaluation de  $b_n$  a été complétée simultanément par des mesures de la cohérence afin de valider la prédominance de la source du bruit de l'échantillon [1].



Figure 2.1: Le graph à droite présente 3 échantillons MIG de, respectivement, 80  $\mu$ m (échantillon R80), 100  $\mu$ m (échantillon R100) et 120  $\mu$ m (échantillon R120). Et le graph à gauche, présente une photo du porte-échantillon associé à chaque élément sensible. Il comporte notamment une bobine de capture de 450 tours.

La mesure de la fonction de cohérence consiste à évaluer le degré de similitude,  $\gamma^2$ , entre deux signaux,  $y_1$  et  $y_2$ , ayant des sources communes (*cf.* Equation (2.4)). Pour ce faire, l'utilisation de deux échantillons présentant des caractéristiques communes est nécessaire. La Figure 2.2 présente le montage utilisé.

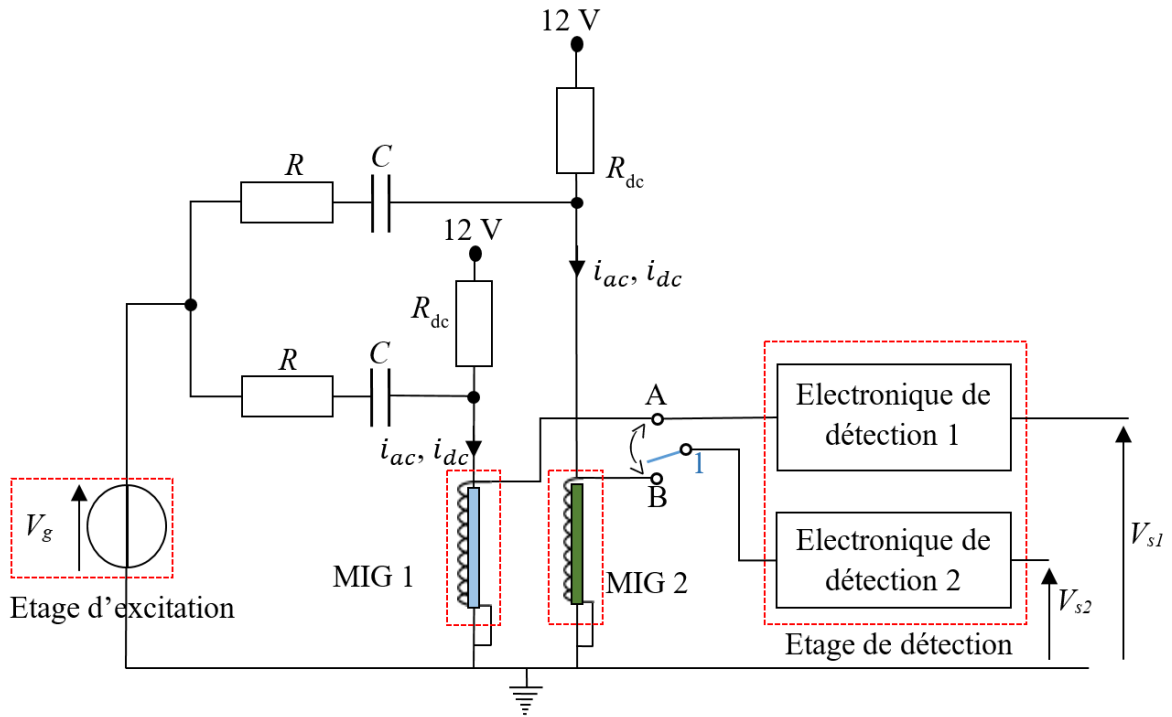


Figure 2.2: Circuit électronique utilisé pour l'évaluation de la fonction de cohérence.

L'expression de la fonction de cohérence pour des signaux réels est donnée par :

$$\gamma_{y_1 y_1}^2[f] = \frac{|S_{y_1 y_2}[f]|^2}{S_{y_1 y_1}[f] S_{y_2 y_2}[f]} \quad (2.4)$$

où  $S_{y_1 y_2}$  est la densité inter-spectrale de puissance, et  $S_{y_1 y_1}$  et  $S_{y_2 y_2}$  sont les densités spectrales propres à chacune des voies.

Les signaux sont dits cohérents lorsque le coefficient  $\gamma_{y_1 y_2}^2[f]$  tend vers 1. Ce qui signifie que  $y_1[t]$  et  $y_2[t]$  voient une même source de bruit qui de plus domine le bruit de la chaîne. Les signaux sont dits non-cohérents lorsque  $\gamma_{y_1 y_1}^2[f]$  tend vers 0 indiquant qu'ils ne partagent aucune source de bruit commune. Les étages de la chaîne d'amplification non communs présentent alors les sources de bruit dominantes.

En plaçant l'interrupteur 1 en position B sur le schéma de la Figure 2.2, la mesure de cohérence reflète le degré de similitude des signaux partageant le même étage d'excitation, le reste des éléments (la MIG et l'électronique) étant propre à chaque chaîne d'acquisition. Dans ce cas, la fonction de cohérence, désignée  $\gamma_{AB}^2$ , mesure uniquement le bruit commun de l'étage d'excitation.

Inversement, en plaçant l'interrupteur 1 en position A, la mesure reflète le degré de similitude des signaux partageant le même étage d'excitation et le même élément sensible. La fonction de cohérence est désignée  $\gamma_{AA}^2$ .

- Si  $\gamma_{AB}^2 \rightarrow \begin{cases} 1; & \text{Le bruit dominant provient entièrement de l'étage d'excitation,} \\ 0; & \text{Le bruit de l'étage d'excitation n'est pas prépondérant.} \end{cases}$
- Si  $\gamma_{AA}^2 \rightarrow \begin{cases} 1; & \text{Le bruit provient entièrement de la MIG et de l'étage d'excitation,} \\ 0; & \text{La source de bruit dominante est liée à l'électronique de détection.} \end{cases}$

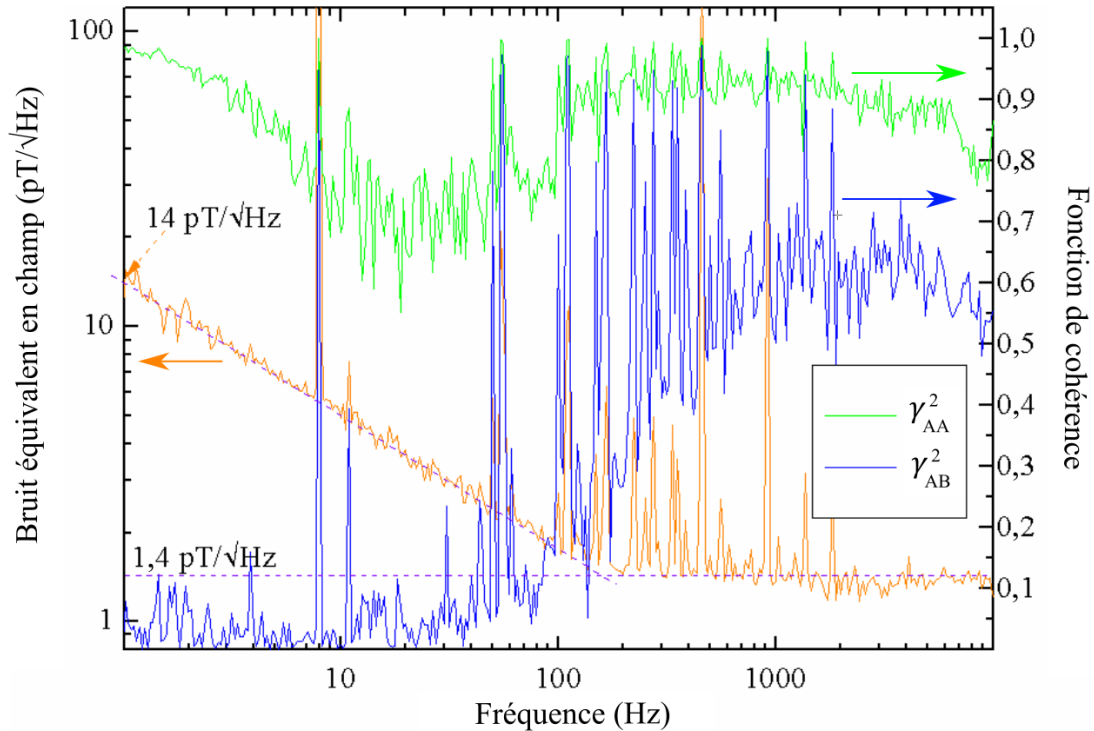


Figure 2.3: Densité spectrale de bruit équivalent en champ et les fonctions de cohérences correspondantes lorsque l'interrupteur 1 est placé en position b) du point B et c) du point A) pour l'échantillon R100. Les courants d'excitations sont  $I_{ac} = 36 \text{ mA}_{\text{rms}}$  à 1 MHz et  $I_{dc} = 40 \text{ mA}$ .

La Figure 2.3 montre un exemple de mesure. Aux basses fréquences,  $\gamma_{AB}^2$  (la courbe bleue) tend vers 0 indiquant que le bruit dominant se situe sur les parties non-communes des deux voies. En revanche,  $\gamma_{AA}^2$  tend vers 1 pour les meilleures conditions d'excitations indiquant que cette fois la courbe de bruit dominante se situe sur une des parties communes des deux voies. Au regard des explications données précédemment, ces résultats laissent penser que la source de bruit dominante est celle intrinsèque au capteur MIG.

Les mesures des variations des densités spectrales de bruit équivalentes en champ à 1 Hz et en zone de bruit blanc, accompagnées des mesures de la fonction de transfert, ainsi que de l'évolution de  $b_n$  à 1 Hz en fonction de  $\gamma_{AB}^2$  sont présentées ci-après. Les Figures 2.4, 2.5 et 2.6 présentent les résultats de caractérisation d'échantillons de MIG en mode off-diagonal R120, R100 et R80 et en boucle ouverte pour différents courants d'excitation et à une fréquence d'excitation de 1 MHz.

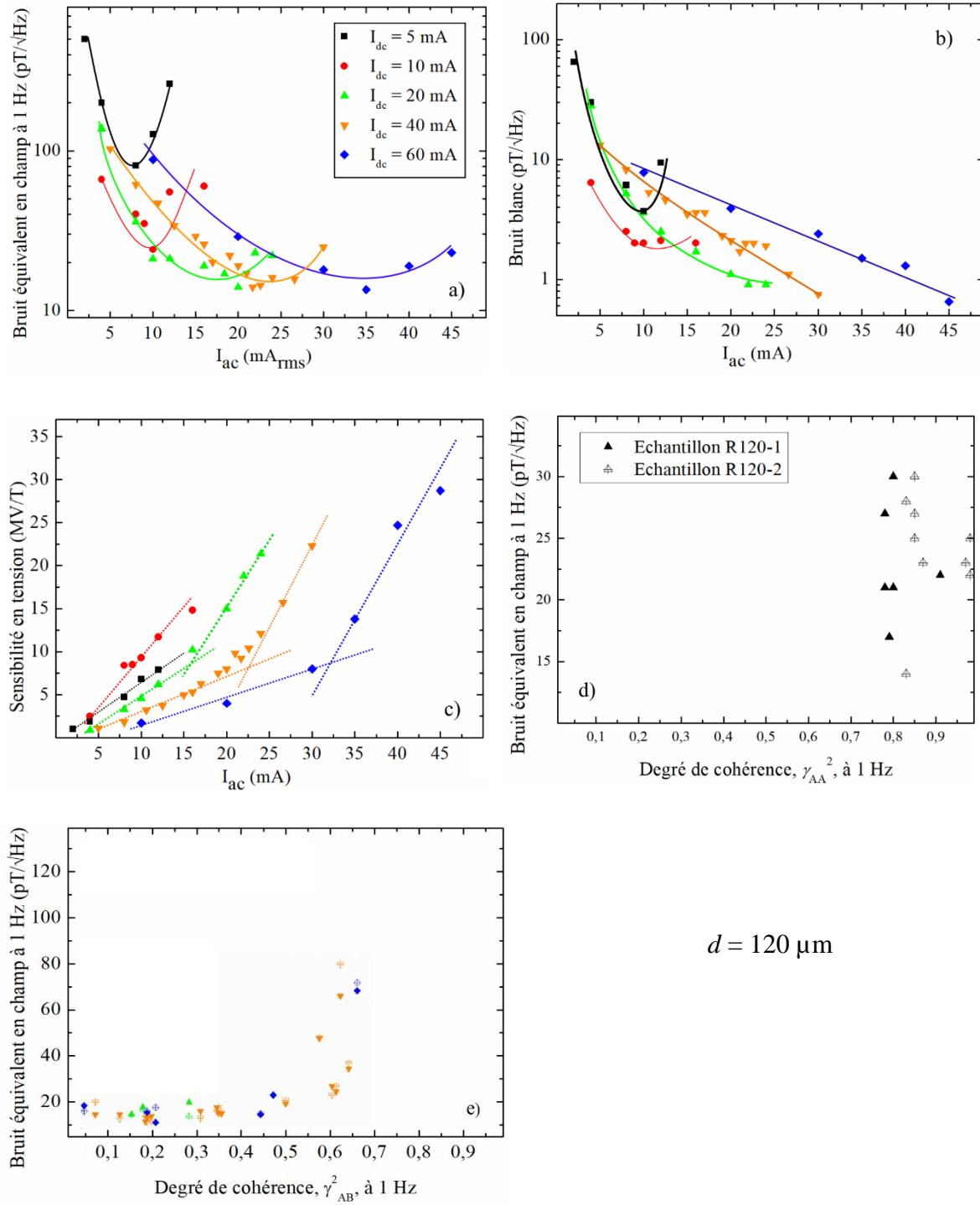


Figure 2.4: Résultats expérimentaux montrant l'évolution du niveau de bruit équivalent en champ a) à 1 Hz et b) en zone de bruit blanc (en  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ), c) la fonction de transfert (en  $\text{MV}/\text{T}$ ) et d)  $b_n$  à 1 Hz en fonction de la fonction de cohérence  $\gamma_{AA}^2$  (en  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) et e)  $\gamma_{AB}^2$  pour deux échantillons (R120-1 et R120-2) de diamètre  $120 \mu\text{m}$ . Les lignes servent uniquement de guides visuels.

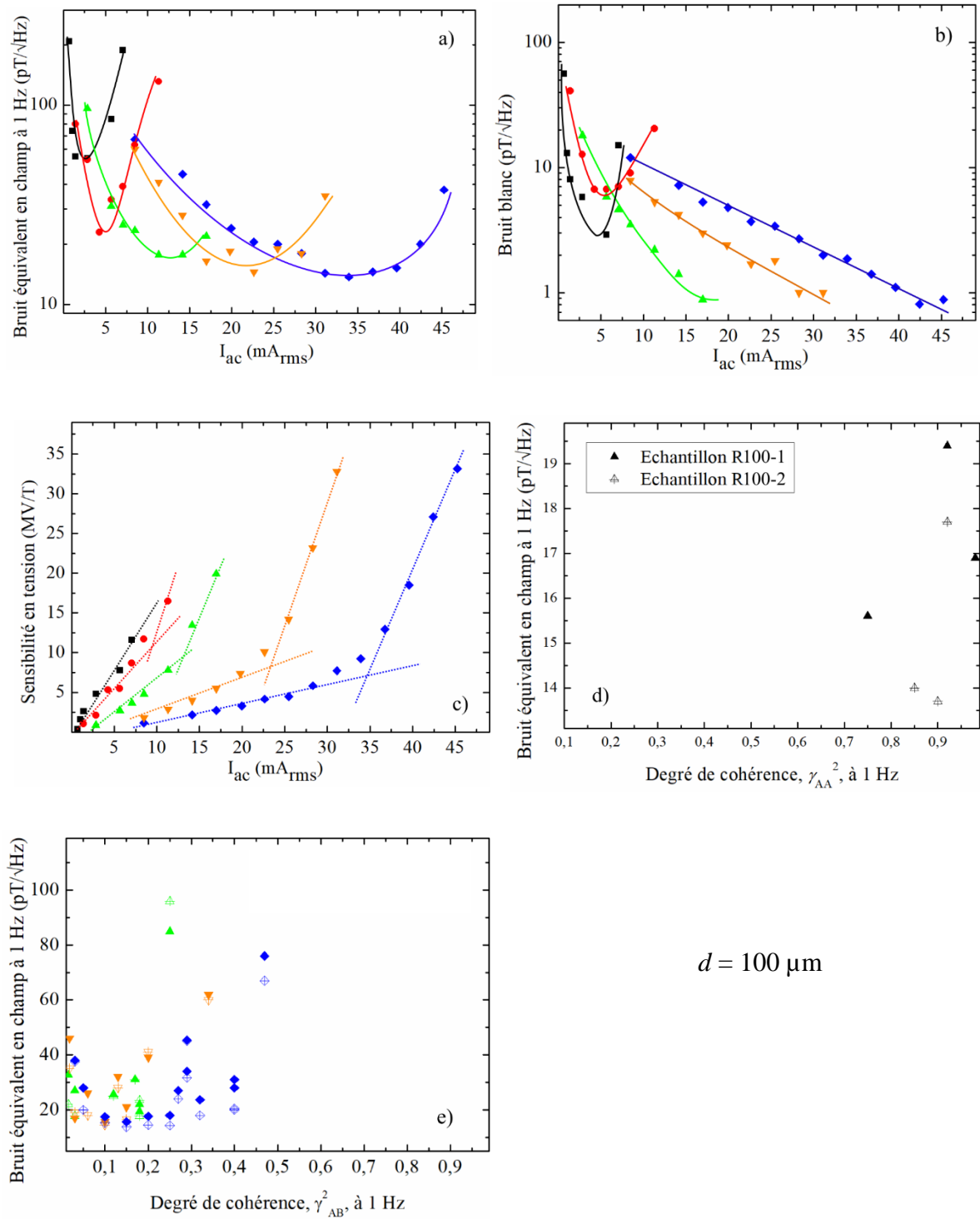


Figure 2.5 : Résultats expérimentaux montrant l'évolution du niveau de bruit équivalent en champ a) à 1 Hz et b) en zone de bruit blanc (en  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ), c) la fonction de transfert (en  $\text{MV/T}$ ) et d)  $b_n$  à 1 Hz en fonction de la fonction de cohérence  $\gamma_{AA}^2$  (en  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) et e)  $\gamma_{AB}^2$  pour deux échantillons (R100-1 et R100-2) de diamètre  $100 \mu\text{m}$ . Les lignent servent uniquement de guides visuels.

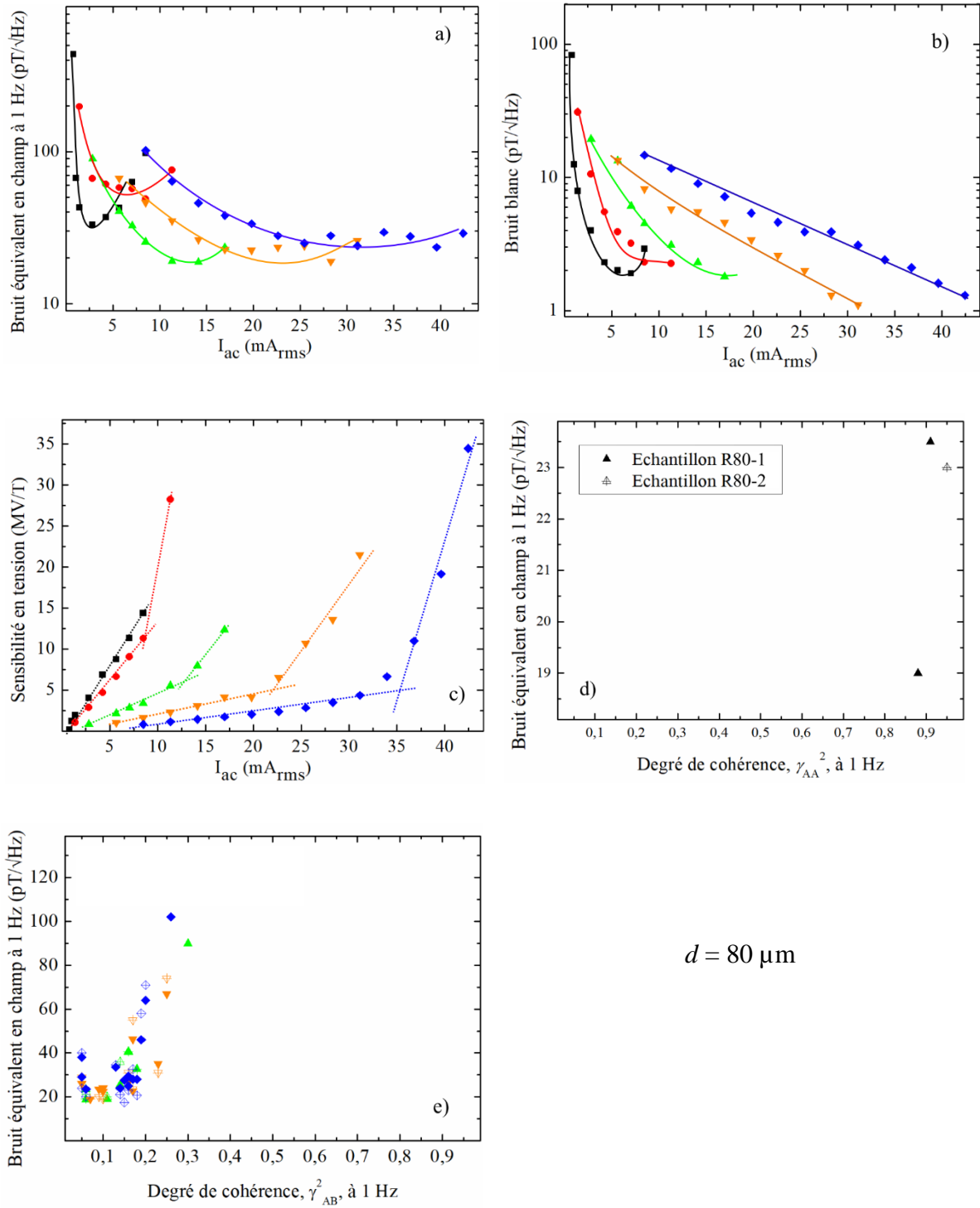


Figure 2.6: Résultats expérimentaux montrant l'évolution du niveau de bruit équivalent en champ a) à 1 Hz et b) en zone de bruit blanc (en  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ), c) la fonction de transfert (en  $\text{MV}/\text{T}$ ) et d)  $b_n$  à 1 Hz en fonction de la fonction de cohérence  $\gamma_{AA}^2$  (en  $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) et e)  $\gamma_{AB}^2$  pour deux échantillons (R80-1 et R80-2) de diamètre  $80 \mu\text{m}$ . Les lignes servent uniquement de guides visuels.

Les courbes des Figures 2.4a, 2.5a et 2.6a2.52.52.5 montrent que pour chacune des valeurs du courant statique,  $I_{dc}$ , le bruit équivalent en champ à 1 Hz,  $b_n$ , décroît progressivement en augmentant l'amplitude du courant alternatif,  $I_{ac}$ , jusqu'à atteindre une valeur minimale. Puis il ré-augmente. Ces mesures montrent que  $b_n$  dépend fortement des conditions d'excitations. Le niveau optimal (donc minimal) de  $b_n$  n'est atteint que pour un couple approprié de valeurs du courant  $I_{dc}$  et  $I_{ac}$ . Ce comportement est semblable en zone de bruit blanc apparaissant à haute fréquence (cf. Figures 2.4b, 2.5b et 2.6b2.52.52.5). Le niveau de bruit équivalent en champ atteint alors 700 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$  dans des conditions optimales d'excitation.

La fonction de transfert augmente en fonction de l'amplitude du courant d'excitation (cf. Figures 2.4c, 2.5c et 2.6c2.52.52.5). Cependant, à un seuil de courant, les effets non-linéaires commencent à apparaître et la courbe augmente plus rapidement. Cette transition est plus visible pour des courants statiques élevés. Ce résultat est semblable à ceux obtenus dans les références [25][22][26] et un changement de la caractéristique de la MIG d'un double pic classique en un seul pic a été obtenu [27][28][29]. L'effet non-linéaire n'est pas adopté dans la modélisation de l'équation de la sensibilité en champ dans les parties suivantes. Nous avons considéré que le courant d'excitation est suffisamment faible et ainsi le système sera toujours linéaire.

Finalement, le tracé du niveau de bruit à 1 Hz,  $b_n$ , en fonction du terme de cohérence  $\gamma_{AB}^2$  montre que le bruit provenant de l'étage d'excitation est faible, surtout pour un niveau de bruit,  $b_n$ , faible, où les conditions d'excitations sont optimales (cf. Figures 2.4e, 2.5e et 2.6e2.52.52.5). Ce comportement montre que le bruit excédentaire ne provient pas de l'étage d'excitation. De plus, pour des conditions d'excitations optimales, la fonction de cohérence  $\gamma_{AA}^2$  présente une valeur qui tend vers 1 (cf. Figures 2.4d, 2.5d et 2.6d2.52.52.5). Ce qui nous permet, ici, de vérifier que le bruit dominant de la chaîne d'acquisition est celui de l'élément sensible.

Pour des amplitudes d'excitation  $I_{ac}$  très élevées,  $\gamma_{AB}^2$  augmente, ce qui nous laisse penser que dans ces conditions, le bruit de l'étage d'excitation est l'origine du bruit dominant.

Le tableau 2.3 présente une comparaison entre des valeurs optimales de  $b_n$  à 1 Hz obtenues expérimentalement et théoriquement (cf. Equation (2.3)). Il est à noter que nos moyens ne nous ont pas permis pas d'évaluer  $\chi''[f]$  pour des courants statiques très élevés, et donc de calculer toutes les valeurs de  $b_n$ .

	R80		R100		R120	
	Modèle	Expérience	Modèle	Expérience	Modèle	Expérience
$I_{dc}$ (mA)	$b_n$	$b_n$	$b_n$	$b_n$	$b_n$	$b_n$
5	33,4	33	42	54	63	81
10	30	49	20,4	23	15,8	24
20	20	18,8	16,1	17,7	-	14
40	23	19	-	14,5	-	14
60	-	18	-	13,7	-	13,5

Tableau 2.3: Comparaison des densités spectrales de bruit équivalent en champ (exprimée en pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ) théorique et mesuré à 1 Hz, pour trois MIG de différents diamètres, pour différentes valeurs du courant statique et un  $i_{ac}$  optimal.

L'analyse des résultats permet de valider dans une certaine mesure le modèle développé. Ces résultats sont également représentés dans les Figures 2.7 et 2.8.



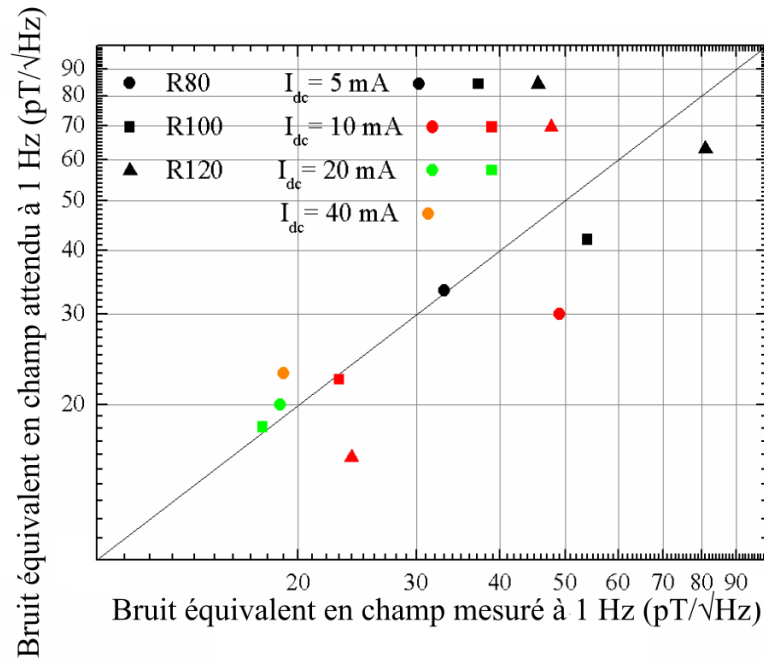


Figure 2.7 : Bruit équivalent en champ mesuré et calculé à partir de l'équation (2.3) pour les trois  $\mu$ filaments MIG étudiés et pour différents courants statiques. La ligne noire représente une correspondance parfaite entre les valeurs calculées et mesurées de  $b_n$ .

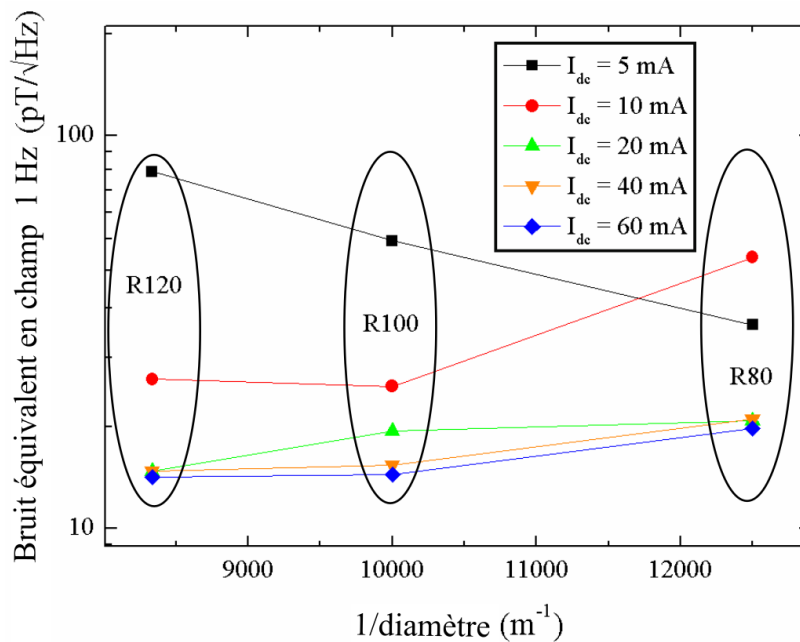


Figure 2.8: Présentation de l'évolution du niveau de bruit équivalent en champ,  $b_n$ , en fonction du diamètre des  $\mu$ filaments MIG et du courant statique.

Les résultats théoriques issus des simulations (*cf.* Equation (2.3)) montrent que  $b_n$  est inversement proportionnel au diamètre de la MIG. Les résultats expérimentaux présentés en Figure 2.8 sont donc en accord avec cette modélisation sauf dans le cas d'un faible courant ( $I_{dc}$  de 5 mA). Nous pouvons émettre l'hypothèse que pour un  $I_{dc}$  de 5 mA, l'inhomogénéité du

matériau n'est pas compensée et requiert un courant plus fort afin d'aligner l'ensemble des moments magnétiques.

A noter que pour l'échantillon R120, correspondant au plus grand diamètre, un niveau de bruit de  $13,5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  est obtenu à 1 Hz et un niveau de  $650 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  est mesuré en zone de bruit blanc. Ce niveau de bruit remarquablement faible ouvre des perspectives intéressantes.

### 3- Origine des fluctuations aux très basses fréquences

Aux très basses fréquences ( $\ll 1 \text{ Hz}$ ), il est difficile d'exprimer les fluctuations observées en termes de densité spectrale de puissance de bruit équivalent en champ ( $T/\sqrt{\text{Hz}}$ ) pour des problèmes de temps d'acquisition. Il est alors plus courant de parler de stabilité ou de dérive à long terme de l'élément sensible. Elle s'exprime en  $T_{pp}/h$  ou  $T_p/h$ . Ces quantités permettent de quantifier, dans une certaine mesure, la variation maximale du signal de sortie en fonction du temps pour de très longues durées d'acquisition et en absence de variations du champ externe.

Lors de l'acquisition des mesures à long terme, nos échantillons sont placés dans la chambre magnétique du GREYC. Nous avons pu constater que le signal issu du dispositif fluctue continuellement en fonction des perturbations de températures (courant d'air) apparaissant dans la chambre [30]. Cette sensibilité en température limite notablement l'utilisation des capteurs MIG dans un milieu ouvert et soumis à de fortes variations en température.

Pour réduire la dépendance de la MIG à ces fluctuations, il est nécessaire d'identifier la prépondérance des sources sensibles à la température. Les fluctuations en températures peuvent être induites par l'élément sensible ou bien par l'étage de conditionnement. Pour cela, deux mesures de long terme sont réalisées au cours desquelles la prépondérance de chaque étage est discriminée en essayant de réduire de façon préférentielle la sensibilité en température. Ceci est procédé en encapsulant dans une boîte remplie de sable (thermiquement plus stable) soit l'élément sensible soit l'étage de conditionnement électronique.

Cette étude a permis de montrer que le décalage du signal de sortie de la chaîne d'acquisition causé par les variations de température provient essentiellement de l'élément sensible. Nous nous intéresserons par la suite à modéliser l'impact de la température sur les propriétés physiques de la MIG. Cette description permettra ainsi d'expliquer le comportement de la variation de la MIG en fonction de la température et d'évaluer la limite théorique de stabilité du magnétomètre.

#### 3.1- Les paramètres dépendant de la température

Les effets de la température sur le matériau peuvent se diviser en trois catégories : perte des propriétés magnétiques d'une manière irréversible et irrécupérable, perte irréversible, mais récupérable, et perte réversible [31]. Travaillant sous de faibles amplitudes de variations de température, nous nous intéressons aux pertes réversibles. Dans ce cas, les pertes sont récupérées lorsque la température du  $\mu$ fil reprend sa valeur initiale.

Le lauréat du prix Nobel de physique (1903), Pierre Curie était l'un des premiers à avoir étudié les propriétés thermiques des matériaux magnétiques. Comme le montre la littérature [31][32][33], les trois principaux paramètres impactant la sensibilité du capteur face aux variations de la température sont la dilatation du volume du matériau, la résistivité du matériau ferromagnétique et la perméabilité magnétique circonférentielle.

### 3.1.1- Le volume

L'augmentation de la température induit une augmentation relative du volume du matériau et donc une variation de son impédance. Pour les matériaux amorphes, elle s'exprime à l'aide de l'équation de la dilatation,  $L = \alpha L_0 \Delta T$ , où  $\alpha$  est le coefficient de dilatation thermique (supérieur à  $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ),  $L_0$  est la longueur initiale du fil en mètre pour une température  $T_0$ .  $\Delta T (= T - T_0)$  présente la variation de température, elle est exprimée en Kelvin.

L'équation (1.50b) montre que la variation de la longueur de l'échantillon par dilatation thermique n'influe pas ou peu sur la valeur de l'impédance du terme off-diagonal  $Z_{21}$ , mais sur celle du terme diagonale de l'impédance,  $Z_{11}$ . En effet, cette dernière est directement proportionnelle à la longueur,  $l$ .

La dilatation thermique peut engendrer, dans le pire des cas, une variation de l'impédance inférieure au sixième chiffre significatif (après la virgule) pour une impédance  $Z_{11}$  de quelques ohms. Rappelons que dans notre cas, l'effet de toute variation de température est considéré réversible. La température critique n'est pas atteinte et le coefficient de dilatation thermique,  $\alpha$ , est bien inférieur à celui des hautes températures [32].

### 3.1.2- La perméabilité magnétique

La perméabilité magnétique traduit les propriétés la capacité d'un matériau ferromagnétique (dur ou doux) à modifier les lignes de flux magnétique (le champ magnétique). Elle est définie par la pente,  $dB/dH$ , de la courbe d'hystérésis (ou *B-H loop* en anglais). La perméabilité magnétique dépend de la géométrie du matériau et de l'orientation de la direction de l'aimantation.

La valeur quantitative de cette grandeur magnétique relative à chaque matériau détermine le cadre des applications possibles. Pour des applications en magnétométrie, une grande perméabilité magnétique,  $\mu_M$ , est nécessaire. Les équations (1.20) et (1.22) montre que l'augmentation de  $\mu_M$  implique une augmentation de l'effet de magnéto-impédance aux moyennes fréquences.

L'élément sensible utilisé dans cette étude présente une magnétostriction très faible et négative [1]. Cette petite valeur garantit une perméabilité magnétique,  $\mu_M$ , la plus grande possible comparant aux matériaux ferromagnétiques amorphes à base de Co-Fe-Si-B [34], [35]. De plus, elle permet l'augmentation de la sensibilité en champ du µfil MIG [12], [37].

Une étude [33] utilisant un µfil semblable à ceux que nous utilisons a permis de comparer la variation de la perméabilité circonférentielle,  $\mu_M$  et la MI vis-à-vis de la température, pour une fréquence d'excitation de quelques dizaines de kHz. Ces résultats montrent que  $\mu_M$  et l'effet

MI augmente en fonction de la température pour atteindre une valeur maximale à 323 K, puis décroît progressivement pour s'annuler à la température de Curie (~673 K).

Dans le cadre de nos expériences, la fréquence d'excitation est de l'ordre du MHz et la variation de la température avoisine les quelques degrés à la dizaine de degrés autour de la température ambiante. Dans ce cas, l'effet de peau est dominant et les approximations faites à basse fréquence d'excitation ne sont plus valables. Les parties résistive et inductive de la MIG varient en fonction du champ magnétique axial. À ces fréquences, la perméabilité magnétique du matériau n'est plus conduite par le mouvement de parois de domaines.

Nous trouvons dans la littérature [36] [32] des études comparatives des variations de la dépendance en température de l'impédance et de la perméabilité relative au sein d'un  $\mu$ film.

Deux exemples sont présentés dans le tableau 2.2.

Références	Phan <i>et al.</i> [36]	Malátek <i>et al.</i> [32]
Composition de la MIG	$\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Si}_{15}\text{Nb}_{2.2}\text{Cu}_{0.8}\text{B}_7$	$\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Cr}_7\text{Si}_8\text{B}_{14}$
$\Delta Z[T]/Z[T]$	22%/Oe	13%
$\sqrt{\Delta\mu_M[T]}/\mu_M$	7,4%/Oe	5,7%
$\Delta T$	10 - 300 K	233 - 353 K

Tableau 2.2 : Variation en température de l'impédance et de la perméabilité magnétique pour des films MIG traités thermiquement et parcourus par un courant d'excitation de (1 MHz).

D'après [36],  $Z[T]$  est proportionnelle à  $\sqrt{\mu_M[T]}$ . Or nous remarquons une différence en pourcentage entre les valeurs relatives de  $Z[T]$  et  $\sqrt{\mu_M[T]}$ . Ce qui indique que l'impédance n'est pas entièrement dominée par la variation de  $\mu_M$ . Ce résultat laisse penser qu'il existe d'autres paramètres que la perméabilité, permettant de compenser cette différence de variation.

La perméabilité magnétique est approximée selon l'équation (1.37) et le champ interne, calculé à partir de l'énergie interne du système MIG, s'exprime par [22]:

$$\begin{aligned}
 H_{int}[B, I_{dc}, \theta_M, \theta_k, T] &= H_{eff_0}[B, T] - H_k \sin^2 \Psi_k[B, I_{dc}, T] \\
 &= H_z[B] \cos \theta_M[B, I_{dc}, T] + H_\varphi[I_{dc}] \sin \theta_M[B, I_{dc}, T] \\
 &\quad + H_k[T] \cos 2\Psi_k[I_{dc}, B, I_{dc}, T]
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

Par ailleurs, la variation du champ d'anisotropie,  $H_k$ , en fonction de la température n'est pas explicitement donnée. Cependant, son expression peut être approchée [20] par :

$$H_k[T] = \frac{2 k_u}{\mu_0 M_s[T]} \tag{2.6}$$

où  $k_u$  est une constante d'anisotropie uniaxiale et exprimée en  $[\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-2}]$ . Dans cette équation, seule l'aimantation  $M_s$  est considérée dépendante de la température. En remplaçant  $H_k$  par son expression dans (2.5), nous obtenons :

$$H_{int}[B, I_{dc}, \theta_M, \theta_k, T] = \frac{1}{\mu_0 M_s[T]} (\alpha_{int}[\theta_M, \theta_k] + \beta_{int}[B, I_{dc}, \theta_M, T]) \quad (2.7)$$

où  $\alpha_{int}[\theta_M, \theta_k] = 2k_u \cos 2\Psi_k$  et  $\beta_{int}[B, I_{dc}, \theta_M, T] = \mu_0 M_s[T] (H_z[B] \cos \theta_M + H_\varphi[I_{dc}] \sin \theta_M)$ .

Finalement, à partir de ces simplifications, l'expression de la perméabilité magnétique peut être exprimée en fonction de l'aimantation à saturation,  $M_s[T]$ .

La Figure 2.9 présente la dépendance en température de l'aimantation à saturation extraite d'un rapport interne du Département de Génie Physique & Regroupement Québécois des Matériaux de Point à l'école polytechnique, Montréal, Québec. Le µfil amorphe employé est semblable à celui que nous utilisons.

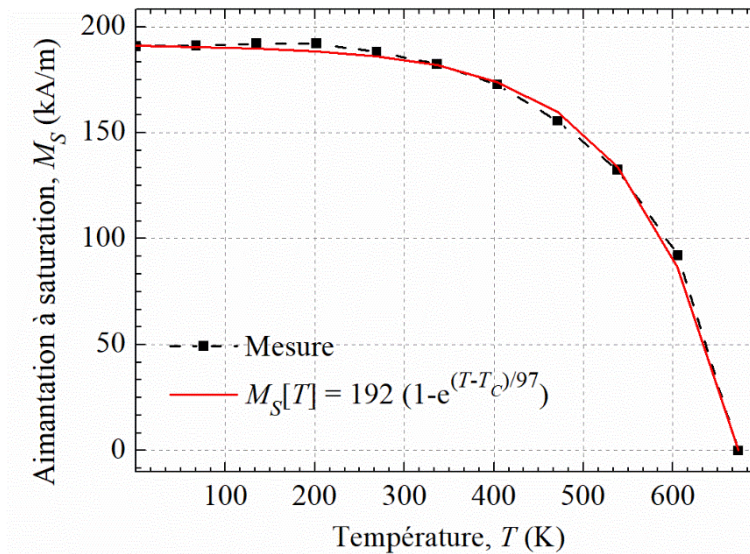


Figure 2.9: Présentation et évaluation de la dépendance en température de l'aimantation à saturation,  $M_s$ .

La Figure 2.9 montre une courbe typique. En effet l'énergie d'échange (ou le couplage) entre les moments magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques augmente relativement avec la diminution de la température. Il en résulte un rapport magnéto-impédance plus faible aux basses températures. Ainsi, le mouvement brownien des moments magnétiques aux basses températures est considéré lent et faible par rapport à ceux apparaissant à de hautes températures. Cela conduit à la réduction de la perméabilité magnétique. Par la suite de notre modélisation, nous utilisons l'aimantation à saturation  $M_s[T] = 192(1 - e^{(T-T_c)/97})$ .

### 3.1.3- La résistivité électrique

Le troisième paramètre à dépendre de la température est la résistivité électrique. L'équipe de Malatek *et al.* [32] a évalué expérimentalement la dépendance en température de la résistivité pour un film MIG obtenant un coefficient de variation de - 0,005 %/K.

Ce taux de variation négatif, qui normalement implique une augmentation de la variation de l'impédance en fonction de la température, est en contradiction avec leurs résultats expérimentaux. En effet, les auteurs prédisent que l'effet de la variation de l'impédance en fonction de la température est dû essentiellement à la perméabilité transverse relative. Cependant, nous avons pu remarquer précédemment que la dépendance en température de perméabilité magnétique ne suffit pas à expliquer, à elle seule, celle de l'impédance. Ce qui nous laisse penser que la variation de la résistivité en fonction de la température ne peut être négligée. Afin de clarifier ce point, nous développerons les équations de l'impédance en tenant compte également de la dépendance en température de la résistivité DC de l'élément MIG. Cette dernière est déduite de mesures de la résistance DC de l'échantillon par une mesure classique en 4 points réalisée dans notre laboratoire (*cf.* Figure 2.10). Les résultats montrent que, dans le domaine d'emploi, la résistivité de la MIG a une dépendance linéaire en fonction de la température. Soit :

$$R_{DC}[T] = a_R T + b_R \quad (2.8)$$

où  $a_R$  et  $b_R$  sont des constantes. La résistivité du fil exprimée en [ $\Omega.m$ ] est alors donnée par :

$$\rho[T] = R_{DC}[T] \frac{\pi a^2}{l} \quad (2.9)$$

où  $a$  est le rayon du  $\mu$ fil.

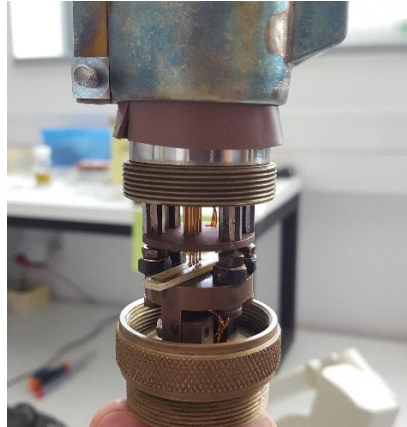


Figure 2.10: Présentation du dispositif expérimental et du schéma présentant la mesure 4 points. La distance deux points contiguës est de 1 mm.

Le résultat des mesures est illustré en figure 2.11 . La résistivité varie linéairement avec la température.

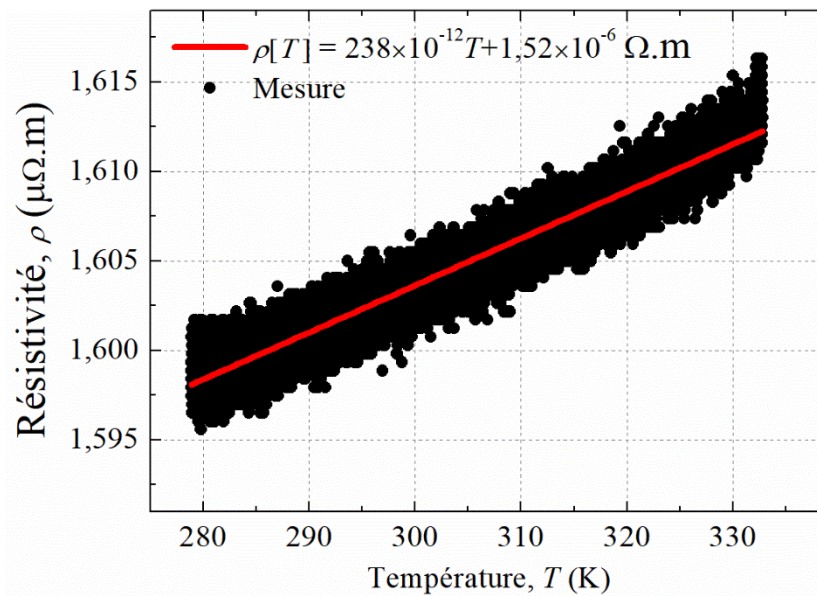


Figure 2.11: Mesure de la résistivité de la MIG étudiée en fonction de la température. La droite rouge correspond à une approximation linéaire de cette variation. L'erreur maximale est de 10% sur la répétabilité de la mesure.

Ces résultats sont en accord avec l'état de l'art [38][32]. D'après (2.8) et (2.9), la résistivité peut alors s'exprimer par :

$$\rho[T] = a_{\rho}T + b_{\rho} \quad (2.10)$$

où  $a_p$  (0,238 ((nΩ/m)/K)) et  $b_p$  (1,52 μΩ/m) sont des constantes.

#### 4- Développement des équations théoriques

L'originalité de ces travaux est d'inclure les effets de la température sur l'impédance du μfil à effet MIG dans le modèle classique [22] qui ne le prenait pas en compte jusqu'ici. Le développement de ce modèle permet d'une part, de le comparer aux résultats expérimentaux et d'affiner la compréhension du comportement en température de la MIG, et d'autre part, de développer une technique de conditionnement permettant de réduire l'effet des fluctuations de température sur les performances du magnétomètre.

Sur la base des précédentes descriptions et analyses, nous avons supposé que la variation de la température influait sur l'aimantation à saturation,  $M_s[T]$ , le champ d'anisotropie,  $H_k[T]$  (dépendant directement de  $M_s$  [10]) et la résistivité,  $\rho[T]$ . Nous avons donc intégré ces paramètres dans l'équation de base de l'effet MIG, c'est-à-dire celle décrivant l'énergie libre du système (1.30). Par la suite, le modèle théorique de l'impédance de la MIG a été développé afin de prendre en compte la sensibilité en champ, précédemment décrite [22], et la sensibilité en température présentée dans ce mémoire.

À l'aide du théorème de Taylor-Young, la formule de l'impédance pour un point de fonctionnement en champ statique,  $B_p$ , peut être approchée par [39][40] :

$$Z_{ij}[B, I_{dc}, \theta_M, \theta_k, f_p] = Z_{ij_0}[I_{dc}, \theta_M, \theta_k, f_p] + \left. \frac{dZ_{ij}[B, I_{dc}, \theta_M, \theta_k, f_p]}{dB} \right|_{B=B_p} \cdot b_z[t] + z_{nij}[t] \quad (2.11)$$

où  $\left. \frac{dZ_{ij}[\dots]}{dB} \right|_{B=B_p}$  est la sensibilité en champ (exprimée en Ω/T) de la MIG en configuration  $ij$ , au point de fonctionnement en champ  $B_p$ ,  $b_z(t)$  est le champ petit signal à basse fréquence à détecter en Tesla,  $Z_{ij_0}[\dots]$  est le terme d'impédance statique,  $z_{nij}[t]$  est les fluctuations temporelles de l'impédance reliées aux phénomènes de relaxation (Théorème Fluctuation-Dissipation), et  $Z_{ij}[\dots]$  est le terme d'impédance qui dépend, notamment, du champ magnétique statique axial  $B$ , de l'angle de la direction de l'aimantation,  $\theta_M$ , et l'angle de la direction du champ d'anisotropie,  $\theta_k$  (cf. Figure 1.5), de la fréquence du courant d'excitation,  $f_p$  et du courant de polarisation statique,  $I_{dc}$ . Ce dernier permet de contrôler la valeur du champ circonférentielle. Soit  $H_\varphi = \frac{I_{dc}}{2\pi a}$ . Il est à noter que  $\theta_M$  dépend lui-même du champ magnétique axial  $B$ , de la température  $T$ , et du courant de polarisation  $I_{dc}$ . Soit  $\theta_M[B, I_{dc}, T]$ .

Ainsi, l'équation (2.11) doit être complétée afin d'inclure un terme de dépendance aux variations de température. En tenant compte des fluctuations dues aux variations du champ magnétique et de la température, nous obtenons :



$$\begin{aligned}
 Z_{ij}[B, I_{dc}, \theta_M, \theta_k, f_p, T] \\
 = Z_{ij_0}[\dots] + \left. \frac{dZ_{ij}[\dots]}{dB} \right|_{B=B_p} b_z + \left. \frac{dZ_{ij}[\dots]}{dT} \right|_{T=T_0} \Delta T + z_{nij}[\dots]
 \end{aligned} \quad (2.12)$$

où  $\left. \frac{dZ_{ij}[\dots]}{dT} \right|_{T=T_0}$  représente la sensibilité de la MIG (exprimée en  $\Omega/K$ ) aux variations en température  $\Delta T$  pour un point de fonctionnement  $T_0$ .

Afin d'obtenir l'expression analytique de l'impédance, il est alors nécessaire de développer les termes ci-dessus. Notons que lors des mesures. L'équation (2.12) sera donnée alors par :

$$\begin{aligned}
 Z_{ij}[B, I_{dc}, \theta_M, \theta_k, f_p, T] = Z_{ij_0} + \left( \frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M} \left( \frac{\partial \theta_M}{\partial B} + \frac{\partial \theta_M}{\partial T} \frac{dT}{dB} \right) + \frac{\partial Z_{ij}}{\partial B} \right) b_z + \\
 \left( \frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M} \left( \frac{\partial \theta_M}{\partial T} + \frac{\partial \theta_M}{\partial T} \frac{dB}{dT} \right) + \frac{\partial Z_{ij}}{\partial T} \right) \Delta T + z_{nij}.
 \end{aligned} \quad (2.13)$$

Le champ magnétique et la température étant totalement décorrélés, les termes  $\frac{dT}{dB}$  et  $\frac{dB}{dT}$  sont nuls et l'équation (2.13) se simplifie par :

$$Z_{ij}(B, I_{dc}, \theta_M, \theta_k, f_p, T) = Z_{ij_0} + \left( \frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M} \frac{\partial \theta_M}{\partial B} + \frac{\partial Z_{ij}}{\partial B} \right) b_z + \left( \frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M} \frac{\partial \theta_M}{\partial T} + \frac{\partial Z_{ij}}{\partial T} \right) \Delta T + z_{nij}. \quad (2.14)$$

Il est possible d'évaluer l'expression analytique de chacun des termes apparaissant dans cette équation comme nous allons le montrer par la suite.

À l'aide de quelques approximations [41], les équations (1.42a) et (1.42b) se simplifient en supposant que  $k_N a \ll 1$  et que  $k_M a \gg 1$ . Soit :

$$\zeta_N = \frac{J_0(k_N a)}{J_1(k_N a)} = \frac{2}{k_N a} \left( 1 - \frac{(k_N a)^2}{8} \right) \text{ et } \zeta_M = \frac{J_0(k_M a)}{J_1(k_M a)} = j. \quad (2.15)$$

Le terme  $\xi \equiv \frac{\zeta_M}{\zeta_N}$  décrit dans les équations (1.45a), (1.45b) et (1.45c) sera approchée par  $\xi \approx \frac{j^4 k_N a}{8 - (k_N a)^2}$ .

D'après les équations (2.7), (2.9), et les approximations précédentes, les équations d'impédance diagonale (1.50a) et off-diagonal (1.50b) décrites précédemment dans le chapitre 1 seront données par :

$$Z_{11}[\dots] = \left( \frac{l}{\pi a^2} \rho[T] + j \frac{\mu_0 l}{4} f_p \right) \sin^2 \theta_M + (1 + j) \frac{\mu_0 l}{2a} M_s[T] \sqrt{\frac{f_p \rho[T]}{\pi(\alpha_{int}[\theta_M, \theta_k] + \beta_{int}[B, I_{dc}, \theta_M, T])}} \cos^2 \theta_M \quad (2.16a)$$

$$Z_{21}[\dots] = \frac{N}{2} \sin(2 \theta_M) \left[ \left( \frac{2}{a} \rho[T] + \frac{j}{2} \mu_0 a \pi f_p - (1 + j) \mu_0 M_s[T] \sqrt{\frac{\pi f_p \rho[T]}{\alpha_{int}[\theta_M, \theta_k] + \beta_{int}[B, I_{dc}, \theta_M, T]}} \right) \right] \quad (2.16b)$$

traduisant explicitement une dépendance à la température.

## 5- Sensibilité en champ de la MIG

La sensibilité en champ de notre capteur,  $\frac{dZ}{dB}$ , repose sur la variation des termes  $Z_{ij}$  de la matrice d'impédance par rapport au champ appliqué. Afin d'exprimer la valeur théorique de la sensibilité intrinsèque de la MIG en  $\Omega/T$ , il est nécessaire de développer les équations (1.46). Soit :

$$S_{\Omega_{ij}} = \frac{dZ_{ij}}{dB} = \frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M} \times \frac{\partial \theta_M}{\partial B} + \frac{\partial Z_{ij}}{\partial B}. \quad (2.17)$$

Car  $Z_{ij}$  est une fonction de  $B$  et de  $\theta_M[B]$ .

Afin de donner une expression analytique complète de la sensibilité en champ du capteur pour les configurations diagonale et off-diagonal, il est nécessaire de développer les termes de cette équation en fonction de la température. Soit :

1. Exprimer la variation de l'impédance en fonction de l'angle de l'aimantation,  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M}$ .
2. Evaluer la variation de l'angle de la direction de l'aimantation en fonction du champ magnétique,  $\frac{\partial \theta_M}{\partial B} |_{B=B_p}$ .
3. Calculer la dérivée partielle de l'impédance en fonction du champ,  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial B}$ .

### 5.1- Dérivé de l'impédance en fonction de l'angle de l'aimantation

Nous supposons que la perméabilité transverse équivalente en champ,  $\mu_t$ , dans l'équation (1.37) est conduite implicitement par des grandeurs physiques dépendant de l'aimantation du matériau ferromagnétique. Pour cette raison une approximation de l'expression de la perméabilité transverse,  $\mu_t$ , est adoptée en considérant que les phénomènes d'amortissement de Gilbert,  $\gamma$ , décrits dans [15] sont négligeables devant les phénomènes d'échanges-conductivités à une fréquence d'excitation plus petite que  $\mu_0 \gamma M_s$ . Soit une fréquence de quelques dizaines de GHz. La perméabilité transverse peut alors être approchée par [15] :

$$\mu_t \approx \frac{M_S}{H_{int}}. \quad (2.18)$$

Afin d'avoir un modèle plus précis, il est préférable de déduire les propriétés magnétiques à partir des valeurs obtenues par l'expérience. Pour cela, nous utiliserons les mêmes approximations faites par Mélo *et al.* [21]. Il apparait que le champ effectif interne est proportionnel au champ d'anisotropie. Soit :

$$H_{int} = \frac{3}{2} H_k. \quad (2.19)$$

Les dérivées partielles  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M}$  des impédances en fonction de l'angle de l'aimantation équation sont alors données par :

$$\frac{\partial Z_{11}}{\partial \theta_M} [\theta_M, f_p, T] = \frac{l \cos \theta_M \sin \theta_M}{6a^2 \pi} \left\{ 12 \rho[T] + ja \mu_0 f_p \left( 3a\pi - 2(1-j)M_S[T] \sqrt{\frac{3\pi\rho[T]}{f_p k_u}} \right) \right\} \quad (2.20a)$$

$$\frac{\partial Z_{21}}{\partial \theta_M} [\theta_M, f_p, T] = \frac{N}{6a} \cos 2\theta_M \left\{ 12\rho[T] + ja \mu_0 f_p \left( 3a\pi - 2(1-j)M_S[T] \sqrt{\frac{3\pi\rho[T]}{f_p k_u}} \right) \right\}. \quad (2.20b)$$

## 5.2- Dérivé de l'angle de la direction de l'aimantation en fonction du champ magnétique

Comme expliqué dans le chapitre I, en considérant que le matériau est mono domaine, le mouvement des parois de domaine n'est plus significatif, et sa contribution à la perméabilité magnétique devient négligeable. Alors, le mécanisme d'aimantation est régi par la rotation des moments magnétiques.

D'après Mélo *et al.* [22], il est possible de déduire l'expression de  $\frac{\partial \theta_M}{\partial B}$  en remplaçant  $H_k[T]$  par son expression (*cf.* Equation (2.6)), dans l'expression (1.30) de l'énergie interne. Soit :

$$U_0[B, I_{dc}, T, \theta_M[B, I_{dc}, T]] = -\mu_0 \left( \begin{array}{c} H_z[B] M_S[T] \cos(\theta_M[B, I_{dc}, T]) + \\ H_\varphi[I_{dc}] M_S[T] \sin(\theta_M[B, I_{dc}, T]) + \frac{ku}{\mu_0} \cos^2(\theta_k[I_{dc}] - \theta_M[B, I_{dc}, T]) \end{array} \right) \quad (2.21)$$

D'après les lois de la thermodynamique, la structure magnétique de l'échantillon se place à un niveau d'énergie  $U_0$  minimale en fonction de l'angle de l'aimantation,  $\theta_M$ . L'angle  $\theta_M$  est évalué par une simulation de l'équation (2.21). L'angle  $\theta_M$ , dépend de trois facteurs : le champ circonférentiel,  $H_\varphi$ , qui est relié directement au courant statique  $I_{dc}$  ( $H_\varphi = \frac{I_{dc}}{2\pi a}$ ), le champ magnétique axial,  $B_p = \mu_0 H_p$  et la température,  $T$ . Ainsi, la position d'équilibre statique du système s'évalue par la dérivée de l'énergie interne en fonction de l'angle  $\theta_M$ . Soit :

$$\frac{\partial U_0[B, I_{dc}, \theta_M[B, I_{dc}, T], f_p, T]}{\partial \theta_M[B, T]} = 0 \quad (2.22)$$

D'après les principes de la géométrie différentielle, en appliquant le théorème de la fonction implicite [42] et en considérant que  $f[B, I_{dc}, T, \theta_M[B, I_{dc}, T]] = \frac{\partial U_0[B, I_{dc}, \theta_M[B, I_{dc}, T], T]}{\partial \theta_M[B, T]}$  est une fonction réelle, il existe une zone locale où la courbe de  $f$  est nulle,  $f[B, I_{dc}, \theta_M[B, I_{dc}, T], T] = 0$ . Cette hypothèse est toujours vérifiée d'après l'équation (2.22).

De plus, la dérivée partielle de  $f[B, I_{dc}, \theta_M[B, I_{dc}, T], T]$  par rapport aux variables  $B, I_{dc}, T$  et  $\theta_M$  n'est pas nulle. Il est important de noter que la valeur  $\theta_M[B, I_{dc}, T]$  est obtenue par calcul à l'aide de cette fonction  $f[\dots]$  et pour des valeurs de  $B, I_{dc}$  et  $T$  déterminées. La dérivée totale de  $f$  est nulle et donnée par :

$$df[B, I_{dc}, \theta_M[B, I_{dc}, T], T] = \frac{\partial f[\dots]}{\partial B} \Delta B + \frac{\partial f[\dots]}{\partial I_{dc}} \Delta I_{dc} + \frac{\partial f[\dots]}{\partial \theta_M[B, I_{dc}, T]} \Delta \theta_M[B, I_{dc}, T] + \frac{\partial f[\dots]}{\partial T} \Delta T \quad (2.23)$$

Pour une température constante,  $T_0$ , et un courant de polarisation statique,  $I_{dc}$ , la dérivée de la fonction implicite  $f$  dépend alors que de  $B$  et  $\theta_M$ . Soit :

$$\frac{\partial f[B, \theta_M[B]]}{\partial B} \Delta B = \frac{\partial f[B, \theta_M[B]]}{\partial \theta_M[B]} \Delta \theta_M[B] \quad (2.24)$$

et

$$\frac{\Delta \theta_M[B]}{\Delta B} = - \frac{\frac{\partial f[B, \theta_M[B]]}{\partial \theta_M[B]}}{\frac{\partial f[B, \theta_M[B]]}{\partial B}} \quad (2.25)$$

Remplaçons  $f[B, \theta_M[B]]$  par sa valeur afin d'obtenir l'équation (2.25) en fonction de l'énergie et du champ axial, il vient :

$$\frac{\Delta \theta_M[B]}{\Delta B} = - \frac{\frac{\partial^2 U_0[B, \theta_M[B]]}{\partial B \partial \theta_M[B]}}{\frac{\partial^2 U_0[B, \theta_M[B]]}{\partial \theta_M^2[B]}} = - \frac{U_{0T, \theta_M}''[B, \theta_M[B]]}{U_{0\theta_M^2}''[B, \theta_M[B]]} \approx \frac{\partial \theta_M}{\partial B} \quad (2.26)$$

D'après le théorème de Schwartz [43],  $U_{0B, \theta_M}'' [B, \theta_M [B]] = U_{0\theta_M, B}'' [B, \theta_M [B]]$ , si ces deux fonctions sont continues au voisinage du point de fonctionnement  $U_0 [B_p, \theta_{M_0}]$  pour  $B_p$  et  $\theta_{M_0}$  constants, nous pouvons alors écrire que :

$$\frac{\partial \theta_M}{\partial B} [B, I_{dc}, T] = \frac{-\sin \theta_M [B, I_{dc}, T]}{\mu_0 H_{int} [B, I_{dc}, T]} = -\frac{M_s [T] \sin \theta_M [B, I_{dc}, T]}{\alpha_{int} [\theta_M, \theta_k] + \beta_{int} [B, I_{dc}, \theta_M, T]}. \quad (2.27)$$

### 5.3- Dérivé de l'impédance en fonction du champ magnétique

Les dérivées partielles des impédances en fonction du champ magnétique  $\left. \frac{\partial Z_{ij} [B, I_{dc}, \theta_M, \theta_k, T, f_p]}{\partial B} \right|_{B_p, T_0}$  pour les points de fonctionnement en champ,  $B_p$ , et en température,  $T_0$ , peuvent être exprimé par :

$$\left. \frac{\partial Z_{11}}{\partial B} \right|_{B_p, T_0} = -\frac{l}{4a} (1+j) \cos^3 \theta_M \sqrt{\frac{f_p \rho [T]}{\pi}} \frac{\mu_0 M_s^2 [T]}{(\alpha_{int} [\theta_M, \theta_k] + \beta_{int} [B, I_{dc}, \theta_M, T])^{3/2}} \quad (2.28a)$$

$$\left. \frac{\partial Z_{21}}{\partial B} \right|_{B_p, T_0} = \frac{N}{4} (1+j) \cos^2 \theta_M \sin \theta_M \sqrt{\pi f_p \rho [T]} \frac{\mu_0 M_s^2 [T]}{(\alpha_{int} [\theta_M, \theta_k] + \beta_{int} [B, I_{dc}, \theta_M, T])^{3/2}}. \quad (2.28b)$$

La différence entre  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial B}$  (cf. Equation 2.28a) et de la sensibilité en champ  $\frac{dZ_{ij}}{dB}$  est que le terme  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial B}$  ne tient pas en compte la variation de l'angle de la direction de l'aimantation en fonction du champ magnétique.

En combinant les équations (2.20a-b), (2.27) et (2.28a-b) dans l'expression (2.17). Les sensibilités de la MIG en champ  $\left. \frac{dZ_{ij} [B, I_{dc}, \theta_M, \theta_k, T, f_p]}{dB} \right|_{B_p, T_0}$  sont alors données par :

$$\frac{dZ_{11}}{dB} = \frac{l \cos \theta_M \sin \theta_M}{6a^2 \pi} \left\{ 12 \rho [T] + ja \mu_0 f_p \left( 3a\pi - 2(1-j)M_s [T] \sqrt{\frac{3\pi \rho [T]}{f_p k_u}} \right) \right\} \left( \frac{-M_s [T] \sin \theta_M}{\alpha_{int} + \beta_{int}} \right) - \frac{l}{4a} (1+j) \sqrt{\frac{f_p \rho [T]}{\pi}} \cos^3 \theta_M \frac{\mu_0 M_s^2 [T]}{(\alpha_{int} + \beta_{int})^{3/2}} \quad (2.29a)$$

$$\frac{dZ_{21}}{dB} = \frac{N}{6a} \cos 2\theta_M \left[ 12\rho [T] + ja \mu_0 f_p \left( 3a\pi - 2(1-j)M_s [T] \sqrt{\frac{3\pi \rho [T]}{f_p k_u}} \right) \right] \left( \frac{-M_s [T] \sin \theta_M}{\alpha_{int} + \beta_{int}} \right) + \frac{N}{4} (1+j) \cos^2 \theta_M \sin \theta_M \sqrt{\pi f_p \rho [T]} \frac{\mu_0 M_s^2 [T]}{(\alpha_{int} + \beta_{int})^{3/2}}. \quad (2.29b)$$

Pour un courant de polarisation statique  $I_{dc}$  de 20 mA, une fréquence du courant d'excitation,  $f_p$ , de 1 MHz, un point de fonctionnement en champ  $B_p = 0$  et une température  $T_0$  de 300 K, il

est important de noter que  $\frac{\partial Z_{21}}{\partial B}$  ne contribue qu'à une hauteur maximale de 0,2% par rapport à la valeur de  $\frac{dZ_{21}}{dB}$ .

Cependant, pour la configuration diagonale  $\frac{\partial Z_{11}}{\partial B}$  présente une valeur de 25% de celle de  $\frac{dZ_{11}}{dB}$ . Par conséquent, seule la sensibilité en champ de la configuration off-diagonal exprimée par l'équation (2.29a) se réduit alors à :

$$S_{\Omega_{21}} \equiv \frac{dZ_{21}}{dB} \approx \frac{N}{6a} \cos 2\theta_M [B, I_{dc}, T] \left[ 12\rho[T] + ja\mu_0 f_p \left( 3a\pi - 2(1-j)M_S[T] \sqrt{\frac{3\pi\rho[T]}{f_p k_u}} \right) \right] \left( \frac{-M_S[T] \sin \theta_M}{\alpha_{int} + \beta_{int}[T]} \right). \quad (2.30)$$

## 6- Sensibilité en température de la MIG

La sensibilité en température d'un µfil MIG,  $\frac{dZ}{dT}$ , exprimée en  $\Omega/K$ , est donnée par la variation de l'impédance en fonction de la température. Cette dernière influe également sur l'angle de la direction de l'aimantation. Comme précédemment, il est nécessaire de développer l'équation (2.12). Soit :

$$S_{Tij} = \frac{dZ_{ij}}{dT} = \frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M} \times \frac{\partial \theta_M}{\partial T} + \frac{\partial Z_{ij}}{\partial T} \quad (2.31)$$

Soit :

1. Exprimer la variation de l'impédance en fonction de l'angle de l'aimantation,  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M}$ .
2. Evaluer la variation de l'angle de l'aimantation en fonction de la température,  $\frac{\partial \theta_M}{\partial T} |_{B=B_p}$ .
3. Calculer la dérivée partielle de l'impédance en fonction de la température,  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial T}$ .

Afin de donner une expression analytique complète de la sensibilité en température du capteur, il est nécessaire de développer les deux derniers termes de l'équation (2.31) en fonction de la température, car le terme  $\frac{\partial Z_{21}}{\partial \theta_M}$  est identique à la section précédente.

## 6.1- Dérivé de l'angle de la direction de l'aimantation en fonction de la température

Comme cela a été rappelé dans le § 5.2, le théorème de la fonction implicite peut être appliqué en considérant qu'il existe une fonction réelle  $f$  où sa valeur, dans une zone géométrique, reste nulle. De façon analogue au précédent calcul, pour un champ axial constant, tendant vers  $B_p$ , et un courant continu,  $I_{dc}$ , la dérivée de la fonction implicite  $f$  dépend alors de  $T$  et  $\theta_M$ . Soit :

$$\frac{\partial f[T, \theta_M[B, T]]}{\partial T} \Delta T = \frac{\partial f[T, \theta_M[T]]}{\partial \theta_M[T]} \Delta \theta_M[T] \quad (2.32)$$

et

$$\frac{\Delta \theta_M[T]}{\Delta T} = - \frac{\frac{\partial f[T, \theta_M[T]]}{\partial \theta_M[T]}}{\frac{\partial f[T, \theta_M[T]]}{\partial T}}. \quad (2.33)$$

Remplaçons  $f[T, \theta_M[T]]$  par sa valeur afin d'obtenir l'équation en fonction de l'énergie, il vient :

$$\frac{\Delta \theta_M[T]}{\Delta T} = - \frac{\frac{\partial^2 U_0[T, \theta_M[T]]}{\partial T \partial \theta_M[T]}}{\frac{\partial^2 U_0[T, \theta_M[T]]}{\partial \theta_M^2[T]}} = - \frac{U_{0T, \theta_M}''[T, \theta_M[T]]}{U_{0\theta_M^2}''[T, \theta_M[T]]} \approx \frac{\partial \theta_M}{\partial T}. \quad (2.34)$$

D'après le théorème de Schwartz [43],  $U_{0T, \theta_M}''[T, \theta_M[T]] = U_{0\theta_M, T}''[T, \theta_M[T]]$ , si ces deux fonctions sont continues au voisinage du point de fonctionnement  $U_0[T_0, \theta_{M0}]$  pour  $T_0$  et  $\theta_{M0}$  constants, nous pouvons alors écrire que :

$$\frac{\partial \theta_M}{\partial T} = \mu_0 M'_s[T] \frac{H_\varphi[I_{dc}] \cos \theta_M[B, I_{dc}, T] - H_z[B] \sin \theta_M[B, I_{dc}, T]}{(\alpha_{int} + \beta_{int}[T])}. \quad (2.35)$$

## 6.2- Dérivé de l'impédance en fonction de la température

En prenant en compte, l'approximation faite précédemment (cf. équation (2.15)), les dérivées partielles des impédances en fonction de la température sont alors données par :

$$\frac{\partial Z_{11}}{\partial T} = \left\{ \sqrt{\frac{\pi f_p \rho[T]}{\alpha_{int} + \beta_{int}}} \mu_0 M'_s[T] + (1-j) \frac{2\rho'[T]}{a} \tan^2 \theta_M + \sqrt{\frac{\pi f_p}{\rho[T}}} \mu_0 M_s[T] \left( \frac{(\alpha_{int} + \beta_{int}) \rho'[T] - \rho[T] \frac{\partial \beta_{int}}{\partial T}}{(\alpha_{int} + \beta_{int})^{\frac{3}{2}}} \right) \right\} \times (1+j) \frac{l}{4a\pi} \cos^2 \theta_M \quad (2.36a)$$

$$\frac{\partial Z_{21}}{\partial T} = - \left\{ \sqrt{\frac{\pi f_p \rho[T]}{\alpha_{int} + \beta_{int}}} \mu_0 M'_s[T] - (1-j) \frac{\rho'[T]}{a} + \sqrt{\frac{\pi f_p}{\rho[T}}} \mu_0 M_s[T] \left( \frac{(\alpha_{int} + \beta_{int}) \rho'[T] - \rho[T] \frac{\partial \beta_{int}}{\partial T}}{(\alpha_{int} + \beta_{int})^{\frac{3}{2}}} \right) \right\} \times (1+j) \frac{N}{2} \sin 2\theta_M \quad (2.36b)$$

Les expressions (2.31) complètes des sensibilités en température des impédances seront données par :

$$S_{T_{11}} = \frac{l \sin 2\theta_M}{12 a^2 \pi} \left( 12 \rho[T] + ja\mu_0 \left( 3af_p\pi - 2(1-j)M_s[T] \sqrt{\frac{3\pi f_p \rho[T]}{ku}} \right) \right) \times \mu_0 M'_s[T] \frac{H_\varphi[I_{dc}] \cos \theta_M[B, I_{dc}, T] - H_z[B] \sin \theta_M[B, I_{dc}, T]}{(\alpha_{int} + \beta_{int}[T])} + (1+j) \frac{l}{4a\pi} \cos^2 \theta_M \times \left\{ \sqrt{\frac{\pi f_p \rho[T]}{\alpha_{int} + \beta_{int}}} \mu_0 M'_s[T] + (1-j) \frac{2\rho'[T]}{a} \tan^2 \theta_M + \sqrt{\frac{\pi f_p}{\rho[T}}} \mu_0 M_s[T] \left( \frac{(\alpha_{int} + \beta_{int}) \rho'[T] - \rho[T] \frac{\partial \beta_{int}}{\partial T}}{(\alpha_{int} + \beta_{int})^{3/2}} \right) \right\} \quad (2.37a)$$

$$S_{T_{21}} = \frac{N}{6 a} \cos 2\theta_M[B, T] \left[ 12\rho[T] + ja\mu_0 f_p \left( 3a\pi - 2(1-j)M_s[T] \sqrt{\frac{3\pi\rho[T]}{fk_u}} \right) \right] \times \mu_0 M'_s[T] \frac{H_\varphi[I_{dc}] \cos \theta_M[B, I_{dc}, T] - H_z[B] \sin \theta_M[B, I_{dc}, T]}{(\alpha_{int} + \beta_{int})} - (1+j) \frac{N}{2} \sin 2\theta_M \times \left\{ \sqrt{\frac{\pi f_p \rho[T]}{\alpha_{int} + \beta_{int}}} \mu_0 M'_s[T] - (1-j) \frac{\rho'[T]}{a} + \sqrt{\frac{\pi f_p}{\rho[T}}} \mu_0 M_s[T] \left( \frac{(\alpha_{int} + \beta_{int}) \rho'[T] - \rho[T] \frac{\partial \beta_{int}}{\partial T}}{(\alpha_{int} + \beta_{int})^{3/2}} \right) \right\}. \quad (2.37b)$$

Pour les mêmes conditions expérimentales citées précédemment (*cf.* page 23), il est à noter que le terme de dérivée partielle  $\frac{\partial Z_{11}}{\partial T}$  contribue à une hauteur de 40% à celui de la dérivée totale,  $\frac{dZ_{11}}{dT}$  qui représente la sensibilité en température. Tandis que, le terme  $\frac{\partial Z_{21}}{\partial T}$  contribue à une hauteur de 80% de  $\frac{dZ_{21}}{dT}$ .



## 7- Evaluation des fluctuations en température de la MIG équivalent en champ

Après avoir calculé les sensibilités en champ et les sensibilités en température du µfil MIG, il est possible d'en déduire les fluctuations d'offset en température de la MIG,  $FOT$ , exprimée en [T/K]. Elle s'exprime par le rapport entre la dérivée de l'impédance en fonction de la température,  $S_T$ , et la sensibilité en champ,  $S_\Omega$ , de la configuration utilisée.

$$FOT_{ij} [T/K] = \frac{S_{T_{ij}}}{S_{\Omega_{ij}}} = \frac{dZ_{ij}/dT [\Omega/K]}{dZ_{ij}/dB [\Omega/T]} \quad (2.38)$$

Pour la configuration diagonale, l'expression (2.38) est donnée d'après (2.37a) et (2.29a) par :

$$\frac{S_{T_{11}}}{S_{\Omega_{11}}} \approx \frac{\left\{ \begin{array}{l} \frac{l \sin 2\theta_M}{12 a^2 \pi} \left( 12 \rho[T] + ja \mu_0 \left( 3 a f_p \pi - 2(1-j) M_s[T] \sqrt{\frac{3\pi f_p \rho[T]}{k_u}} \right) \right) \mu_0 M'_s[T] \frac{H_\varphi [I_{dc}] \cos \theta_M - H_z \sin \theta_M}{(\alpha_{int} + \beta_{int})} + \\ (1+j) \frac{l}{4a\pi} \cos^2 \theta_M \left\{ \sqrt{\frac{\pi f_p \rho[T]}{\alpha_{int} + \beta_{int}}} \mu_0 M'_s[T] + (1-j) \frac{2\rho'[T]}{a} \tan^2 \theta_M + \sqrt{\frac{\pi f_p}{\rho[T]}} \mu_0 M_s[T] \left( \frac{(\alpha_{int} + \beta_{int}) \rho'[T] - \rho[T] \frac{\partial \beta_{int}}{\partial T}}{(\alpha_{int} + \beta_{int})^{3/2}} \right) \right\} \end{array} \right\}}{\left\{ \begin{array}{l} \frac{l \sin 2\theta_M}{12 a^2 \pi} \left( 12 \rho[T] + ja \mu_0 \left( 3 a f_p \pi - 2(1-j) M_s[T] \sqrt{\frac{3\pi f_p \rho[T]}{k_u}} \right) \right) \left( \frac{-M_s[T] \sin \theta_M}{\alpha_{int} + \beta_{int}} \right) - \\ \frac{l}{4a} (1+j) \sqrt{\frac{f_p \rho[T]}{\pi}} \cos^3 \theta_M \frac{\mu_0 M_s^2[T]}{(\alpha_{int} + \beta_{int})^{3/2}} \end{array} \right\}} \quad (2.39)$$

En outre, pour la configuration off-diagonal, après quelques simplifications, nous obtenons

$$\frac{S_{T_{21}}}{S_{\Omega_{21}}} \approx \frac{\frac{\partial Z_{21}}{\partial \theta_M} \times \frac{\partial \theta_M}{\partial T} + \frac{\partial Z_{21}}{\partial T} \frac{\partial \theta_M}{\partial T}}{\frac{\partial Z_{21}}{\partial \theta_M} \times \frac{\partial \theta_M}{\partial B} + \frac{\partial Z_{21}}{\partial T} \frac{\partial \theta_M}{\partial B}} + \frac{\frac{\partial Z_{21}}{\partial T}}{\frac{\partial Z_{21}}{\partial \theta_M} \times \frac{\partial \theta_M}{\partial B}} \quad (2.40)$$

Le premier terme de l'expression (2.40) est donné d'après (2.37b) et (2.30) par :

$$\frac{\frac{\partial \theta_M}{\partial T}}{\frac{\partial \theta_M}{\partial B}} \approx - \frac{\mu_0 M'_s [T]}{M_s [T]} \left( H_\varphi [I_{dc}] \cot \theta_M [B, I_{dc}, T] - H_z [B] \right) \quad (2.41)$$

Le deuxième terme de l'expression (2.40) peut s'exprimer par :

$$\frac{\frac{\partial Z_{21}}{\partial T}}{\frac{\partial Z_{21}}{\partial \theta_M} \times \frac{\partial \theta_M}{\partial B}} = (1+j)3a \tan 2\theta_M \times \left\{ \frac{\sqrt{\pi f_p \rho[T](\alpha_{int} + \beta_{int})\mu_0 M_s'[T] - (1-j)\frac{\rho'[T]}{a}(\alpha_{int} + \beta_{int}) + \frac{\pi f_p}{\rho[T]}\mu_0 M_s[T] \left( \frac{(\alpha_{int} + \beta_{int})\rho'[T] - \rho[T]\frac{\partial \beta_{int}}{\partial T}}{(\alpha_{int} + \beta_{int})^{1/2}} \right)}}{M_s[T] \sin \theta_M \left[ 12\rho[T] + ja\mu_0 f_p \left( 3a\pi - 2(1-j)M_s[T] \sqrt{\frac{3\pi\rho[T]}{fk_u}} \right) \right]} \right\} \quad (2.42)$$

En combinant les expressions (2.41) et (2.42) dans (2.40), l'expression de la fluctuation en température de la MIG, exprimée en [T/K], sera donc :

$$\frac{S_{T_{21}}}{S_{\Omega_{21}}} \approx \frac{\mu_0 M_s'}{M_s} (H_z - H_\varphi \cot \theta_M) + (1+j)3a \tan 2\theta_M \times \left\{ \frac{\sqrt{\pi f_p \rho[T](\alpha_{int} + \beta_{int})\mu_0 M_s'[T] - (1-j)\frac{\rho'[T]}{a}(\alpha_{int} + \beta_{int}) + \frac{\pi f_p}{\rho[T]}\mu_0 M_s[T] \left( \frac{(\alpha_{int} + \beta_{int})\rho'[T] - \rho[T]\frac{\partial \beta_{int}}{\partial T}}{(\alpha_{int} + \beta_{int})^{1/2}} \right)}}{M_s[T] \sin \theta_M \left[ 12\rho[T] + ja\mu_0 f_p \left( 3a\pi - 2(1-j)M_s[T] \sqrt{\frac{3\pi\rho[T]}{fk_u}} \right) \right]} \right\} \quad (2.43)$$

Notons que les équations (2.39) et (2.43) mettent en évidence la dépendance en température de la résistivité et la perméabilité magnétique qui entraînent une variation sur l'impédance de la MIG et donc sur la représentation de l'image du champ magnétique détecté.

Pour la configuration off-diagonal,  $\rho[T]$  apparaît uniquement dans le terme  $\frac{\partial Z_{21}}{\partial T}$ . Cependant,

le terme  $M_s[T]$  se retrouve dans les rapports  $\frac{\frac{\partial \theta_M}{\partial T}}{\frac{\partial \theta_M}{\partial B}}$  et  $\frac{\frac{\partial Z_{21}}{\partial T}}{\frac{\partial Z_{21}}{\partial \theta_M} \times \frac{\partial \theta_M}{\partial B}}$ .

En outre, le rapport  $\frac{S_T}{S_\Omega}$  est calculé par rapport aux valeurs des caractéristiques présentées dans le tableau 2.3. Ces caractéristiques sont déduites par des mesures et des simulations.

Composition	$\text{Co}_{68.15}\text{Fe}_{4.35}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$
Diamètre, $d = 2a$	120 $\mu\text{m}$
Longueur, $l$	24 mm
Bobine de capture, $N$	Monocouche 450 tours
Angle d'anisotropie, $\theta_k^a$	85°
Champ circonférentiel, $H\phi$ (= $I_{dc}/(\pi d)$ )	$= 20 \times 10^{-3} / (\pi 120 \times 10^{-6})$ $= 53 \text{ A/m}$
Température de Curie, $T_C^b$	673 K
Aimantation à saturation, $M_s[T]^c$	$= 192 (1 - e^{(T-T_C)/97}) \text{ kA/m}$ pour une température $< T_C = 673 \text{ K}$
Résistivité électrique, $\rho[T]^d$	$= 238 \times 10^{-12} T + 1,5 \times 10^{-6} \Omega/\text{m}$ entre [280 K, 420 K]

Tableau 2.3: Caractéristique du  $\mu$ fil amorphe MIG utilisé dans notre étude.

<sup>a</sup> L'angle d'anisotropie est déduit d'après une comparaison entre la sensibilité mesurée et celle estimée. Le choix de la valeur adoptée sera expliqué en détail dans le chapitre 3.

<sup>b</sup> La température de Curie est déduite de la référence [33] par une mesure du rapport magnéto-impédance, car l'échantillon utilisé dans l'étude est semblable à celui que nous utilisons (même type de fabrication, technologie et diamètre).

<sup>c</sup> La dépendance en température de  $M_s$  est déduite de résultats présentés dans un rapport interne du Département de Génie Physique de l'école polytechnique Montréal, Québec.

<sup>d</sup> La dépendance en température de  $\rho$  est évaluée par une mesure 4 points dans notre laboratoire.

Considérant que le capteur MIG est polarisé par un courant statique  $I_{dc}$  de 20 mA, et un courant alternatif de 10 mA d'amplitude et de fréquence d'excitation  $f_p$  de 1 MHz à une température ambiante  $T_0$  de 300 K, les fluctuations  $\frac{S_{T_{ij}}}{S_{\Omega_{ij}}}$  estimées sont de  $-1,2 \text{ nT/K}$  pour la configuration diagonale pour  $B_p = 72 \mu\text{T}$  et de  $-0,55 \text{ nT/K}$  pour la configuration off-diagonal pour  $B_p = 0 \mu\text{T}$ .

Le point de fonctionnement en champ  $B_p$  est choisi, judicieusement, afin d'augmenter la sensibilité en champ. En pratique, une valeur de  $B_p$  permettant également une diminution de la valeur statique,  $Z_{21,0}$ , du terme  $Z_{21}$ , implique une réduction de la contribution du bruit lié au générateur. Or, ce dernier est une source de bruit dominante à fort courant d'excitation comme cela a été montré dans la section 2. Dans le cas idéal, nous souhaitons donc fixer le champ magnétique statique à un point de fonctionnement en champ tel que  $|Z_{21}(B_p)| = 0$ , afin de négliger la contribution du bruit provenant de l'étage d'excitation, sans réduire la sensibilité en champ. Ce choix est renforcé par d'autres justifications qui seront exposées dans le chapitre 3. Cependant, il faut noter qu'à ce point de fonctionnement, le phénomène de résonance lié à l'ajout de la bobine de détection fait apparaître une capacité parasite qui induit une faible diminution de la sensibilité [44] mais acceptable dans notre cas.

Par la suite, nous évaluons la prépondérance des  $FOT_{ij}$  de la MIG par rapport à  $\rho[T]$  et à  $M_s[T] = (\mu_t \times H_{int})$ . Cela est réalisé en doublant et puis en triplant chacun de ces deux paramètres. Le tableau 2.4 récapitule les résultats obtenus par application numérique.

$M_s[T]$	× 1	× 2	× 1	× 3	× 1
$\rho[T]$	× 1	× 1	× 2	× 1	× 3
$FOT_{11}$ [nT/K]	2,8	-2,43	14,44	-4,14	40,9
$FOT_{21}$ [nT/K]	-0,55	-0,23	-1,3	-0,12	-2,5

Tableau 2.4: Evaluation de l'influence des paramètres  $M_s[T]$  et  $\rho[T]$  des fluctuations d'offset en température en changeant

Nous remarquons explicitement que le terme de résistivité prédomine dans l'expression du  $FOT_{ij}$ , surtout dans le cas de la configuration diagonale.

En comparant nos résultats expérimentaux (mesure de  $Z_{21}$ ) exposés dans le chapitre 3 aux simulations, nous remarquons la présence d'un champ statique résiduel ayant une valeur maximale de  $26 \mu T$ . Afin de présenter cette erreur de mesure, nous évaluons théoriquement les  $FOT_{ij}$  en considérant des points de fonctionnement  $B_p = 72 \pm 26 \mu T$  pour la configuration diagonale et  $B_p = 0 \pm 26 \mu T$ , pour la configuration off-diagonal. Dans ces conditions,  $FOT_{ij}$  maximales sont  $10,3 \text{ nT/K}$  et  $-10,4 \text{ nT/K}$  pour la configuration diagonale et off-diagonal, respectivement.

Les équations (2.39) et (2.43) montrent que la fluctuation en température de la MIG dépend également de plusieurs paramètres dont le champ circonférentiel,  $H_\varphi$ , régit par  $I_{dc}$ .

L'augmentation du courant  $I_{dc}$  induit une augmentation du champ  $H_\varphi$  et du coefficient  $\beta_{int}$  saturant le  $\mu$ fil cylindrique. Ainsi, les moments magnétiques tendent à s'orienter dans la direction circonférentielle.

Ce constat ouvre une nouvelle perspective de recherche centrée sur l'étude du lien entre  $I_{dc}$  et  $FOT_{ij}$ . Cette étude sera montrée en détail dans le chapitre 3 avec une comparaison aux mesures expérimentales pour le cas de la configuration off-diagonal.

## 8- Conclusion

La première partie de ces travaux a permis de confirmer la dépendance du niveau de bruit équivalent en champ en fonction des diamètres des µfils. Ces résultats nous permettent de déterminer les conditions de mise en œuvre optimales pour chacun de nos échantillons.

Dans une seconde partie, nous avons réalisé une étude de la stabilité de la réponse MIG lors des acquisitions dites à long terme. Cette dernière a pour but de détecter un champ magnétique aux très basses fréquences. L'étude de la stabilité à long terme est un problème d'importance dans un bon nombre d'applications mettant en œuvre des capteurs magnétiques à haute sensibilité.

Nous avons alors développé le modèle de l'impédance en mode diagonale et off-diagonale en incluant les principaux termes dépendant de la température. Cette modélisation a permis de déduire d'après le rapport des sensibilités en température et en champ, les fluctuations d'offset en température.

Le modèle proposé montre que la résistivité électrique et la perméabilité magnétique du µfil amorphe ferromagnétique contribuent, dans une certaine mesure, à la variation de l'impédance de la MIG.

L'établissement de ces équations a été une étape indispensable à la bonne compréhension des principes physiques conduisant aux fluctuations de la réponse de notre capteur en fonction de la température. Cela nous a permis de proposer des stratégies innovantes permettant de compenser ses fluctuations. Cette étude sera l'objectif du chapitre 3.

Le modèle théorique présenté a permis d'évaluer des fluctuations d'offset en température de la MIG off-diagonale présentant une valeur de  $-0,55$  nT/K pour un point de fonctionnement optimal  $B_p = 0$  µT et  $-10,4$  nT/K pour un champ statique résiduel de  $B_p = \pm 26$  µT. Expérimentalement, nous avons obtenu des fluctuations de  $-9,5$  nT/K [14]. Cette valeur est cohérente avec les attentes.

En outre, cette valeur expérimentale est environ 20 fois plus faible que les valeurs obtenues par Malátek *et al.* [45], [32] pour un film à base de Cobalt et Fer traité thermiquement et 60 fois plus faible que les résultats obtenus dans la référence [46], pour le µfil amorphe MIG. Cependant, ces résultats sont loin d'être exhaustifs et cette fluctuation reste importante limitant ainsi l'utilisation de la MIG dans des applications soumises à des variations de température.

Pour cela, l'objectif du troisième chapitre est de présenter des méthodes permettant d'améliorer cette stabilité à long terme, afin de notablement réduire la dépendance en température du capteur MIG, voir, en théorie, de l'éliminer.

Enfin, une comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales sera présentée. Cette dernière permettra d'identifier l'origine des fluctuations de la réponse de la MIG en température, et ainsi de valider nos modèles et hypothèses.

## 9- Bibliographie du chapitre

- [1] A. Esper, E. Portalier, B. Dufay, C. Dolabdjian, S. Corodeanu, and H. Chiriac, “GMI low frequency noise characterization versus wire diameters,” in *2017 IEEE SENSORS, Glasgow, 2017*, pp. 1–3.
- [2] B. Dufay, S. Saez, C. P. Dolabdjian, A. Yelon, and D. Menard, “Characterization of an optimized off-diagonal GMI-based magnetometer,” *IEEE Sens. J.*, vol. 13, no. 1, pp. 379–388, 2013.
- [3] B. Dufay *et al.*, “Development of a High Sensitivity Giant Magneto-Impedance Magnetometer : Comparison With a Commercial Flux-Gate enard To cite this version :,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 49, no. 1, pp. 85–88, 2013.
- [4] M. H. Phan and H. X. Peng, “Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications,” *Prog. Mater. Sci.*, vol. 53, no. 2, pp. 323–420, 2007.
- [5] C. Tannous and J. Gieraltowski, “Giant magneto-impedance and its applications,” *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, vol. 15, no. 3, pp. 125–133, 2004.
- [6] B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, D. Seddaoui, A. Yelon, and D. Menard, “Improved GMI Sensors Using Strongly-Coupled Thin Pick-Up Coils,” *Sens. Lett.*, vol. 7, no. 3, pp. 334–338, 2009.
- [7] V. Zhukova, M. Ipatov, and A. Zhukov, “Thin magnetically soft wires for magnetic microsensors,” *Sensors*, vol. 9, no. 11, pp. 9216–9240, 2009.
- [8] D. He and M. Shiwa, “A magnetic sensor with amorphous wire,” *Sensors (Switzerland)*, vol. 14, no. 6, pp. 10644–10649, 2014.
- [9] J. Nabias, A. Asfour, and J. P. Yonnet, “Temperature Dependence of Giant Magnetoimpedance in Amorphous Microwires for Sensor Application,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, no. 4, 2017.
- [10] Y. K. Kim, W. S. Cho, T. K. Kim, C. O. Kim, and H. Lee, “Temperature dependence of magnetoimpedance effect in amorphous Co<sub>66</sub>Fe<sub>4</sub>NiB<sub>14</sub>Si<sub>15</sub> ribbon,” *J. Appl. Phys.*, vol. 83, no. 11, pp. 6575–6577, 1998.
- [11] G. Chen *et al.*, “High-temperature giant magnetoimpedance in Fe-based nanocrystalline alloy,” *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 9, p. 5263, 2000.
- [12] A. V. Semirov, M. S. Derevyanko, D. A. Bukreev, A. A. Moiseev, V. O. Kudryavtsev, and A. P. Safronov, “Magnetoimpedance of cobalt-based amorphous ribbons/polymer composites,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 415, pp. 97–101, 2016.
- [13] M. Kurniawan, R. K. Roy, A. K. Panda, D. W. Greve, P. Ohodnicki, and M. E. McHenry, “Temperature-Dependent Giant Magnetoimpedance Effect in Amorphous Soft Magnets,” *J. Electron. Mater.*, vol. 43, no. 12, pp. 4576–4581, 2014.
- [14] A. Esper, B. Dufay, and C. Dolabdjian, “Réduction des fluctuations d’offset en température de magnétomètre MIG,” in *GDR onde*, 2018, pp. 8–9.
- [15] Y. Revi, “Irreversibility and Generalized Noise\*,” vol. 83, 1951.
- [16] C. Dolabdjian, B. Dufay, S. Saez, A. Yelon, and D. Ménard, “Is Low Frequency Excess Noise of GMI Induced by Magnetization Fluctuations?,” *Key Eng. Mater.*, vol. 605, pp. 437–440, 2014.

- [17] B. Dufay, S. Saez, C. P. Dolabdjian, A. Yelon, and D. Ménard, “Impact of electronic conditioning on the noise performance of a two-port network giant magnetoImpedance magnetometer,” *IEEE Sens. J.*, vol. 11, no. 6, pp. 1317–1324, 2011.
- [18] E. Portalier, B. Dufay, C. Dolabdjian, D. Seddaoui, A. Yelon, and D. Ménard, “Study of the Low-Frequency Excess Equivalent Magnetic Noise in GMI-Based Devices,” *IEEE Sens. J.*, vol. 17, no. 21, pp. 6888–6894, 2017.
- [19] D. Ménard *et al.*, “Progress towards the optimization of the signal-to-noise ratio in giant magnetoimpedance sensors,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 129, no. 1-2 SPEC. ISS., pp. 6–9, 2006.
- [20] D. Ménard and A. Yelon, “Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires,” *J. Appl. Phys.*, vol. 88, no. 1, pp. 379–393, 2000.
- [21] L. Ding, S. Saez, C. Dolabdjian, L. G. C. Melo, A. Yelon, and D. Ménard, “Equivalent magnetic noise limit of low-cost GMI magnetometer,” *IEEE Sens. J.*, vol. 9, no. 2, pp. 159–168, 2009.
- [22] L. G. C. Melo, D. Ménard, A. Yelon, L. Ding, S. Saez, and C. Dolabdjian, “Optimization of the magnetic noise and sensitivity of giant magnetoimpedance sensors,” *J. Appl. Phys.*, vol. 103, no. 3, 2008.
- [23] E. Portalier, B. Dufay, C. Dolabdjian, D. Seddaoui, D. Menard, and A. Yelon, “Evaluation of the Imaginary Part of the Magnetic Susceptibility,  $\chi''$ , and Application to the Estimation of the Low Frequency,  $1/f$ , Excess Noise in GMI Sensors,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, no. 8, pp. 1–5, 2017.
- [24] G. Bertotti, “General properties of power losses in soft ferromagnetic materials,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 24, no. 1, pp. 621–631, 1988.
- [25] L. Ding *et al.*, “Intrinsic Giant Magnetoimpedance Noise Reduction by DC Bias,” *Sens. Lett.*, 2007.
- [26] E. Portalier, B. Dufay, S. Saez, and C. Dolabdjian, “Noise behavior of high sensitive GMI-based magnetometer relative to conditioning parameters,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 51, no. 1, 2015.
- [27] L. Kraus, “Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 195, no. 3, pp. 764–778, 1999.
- [28] S. K. Pal, N. B. Manik, and A. Mitra, “Dependence of frequency and amplitude of the ac current on the GMI properties of Co based amorphous wires,” *Mater. Sci. Eng. A*, vol. 415, no. 1–2, pp. 195–201, 2006.
- [29] M. Vázquez, “Giant magneto-impedance in soft magnetic Wires,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 226–230, no. PART I, pp. 693–699, 2001.
- [30] B. Dufay, A. Esper, E. Portalier, C. Dolabdjian, and J. Gieraltowski, “Long-time fluctuations of off-diagonal GMI-based magnetometers,” in *2017 IEEE SENSORS, Glasgow*, 2017, pp. 1–3.
- [31] G. Couderchon, “Alliages magnétiques doux,” vol. 33, no. 0, 2019.
- [32] M. Malátek, P. Ripka, and L. Kraus, “Temperature offset drift of GMI sensors,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 147, no. 2, pp. 415–418, 2008.

- [33] H. Chiriac, C. S. Marinescu, and T. Ovfiri, “Temperature dependence of the magneto-impedance effect,” vol. 3, pp. 7–8, 1999.
- [34] H. Chiriac and T. A. Óvári, *Amorphous glass-covered magnetic wires for sensing applications*, vol. 40. 1996.
- [35] M. Vázquez and A. Hernando, “A soft magnetic wire for sensor M V azquez,” *J. Phys. D Appl. Phys. Rev.*, vol. 29, pp. 939–949, 1996.
- [36] M. H. Phan, H. X. Peng, M. R. Wisnom, S. C. Yu, and N. Chau, “Enhanced GMI effect in a Co<sub>70</sub>Fe<sub>5</sub>Si<sub>15</sub>B<sub>10</sub>ribbon due to Cu and Nb substitution for B,” *Phys. Status Solidi Appl. Res.*, vol. 201, no. 7, pp. 1558–1562, 2004.
- [37] H. Lee, K. Lee, Y. Kim, T. Kim, and C. Kim, “Magnetoimpedance effect in the nanocrystalline Fe – Zr – Cu – B – Al alloy system,” *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 9, pp. 5269–5271, 2000.
- [38] J. Nabias, A. Asfour, and J.-P. Yonnet, “Temperature effect on GMI sensor: comparison between diagonal and off-diagonal response,” *Sensors Actuators A Phys.*, 2019.
- [39] E. Portalier, “Etude du bruit excédentaire, en 1/f, aux basses fréquences dans les dispositifs basés sur l’effet Magnéto-Impédant Géant,” Thèse de Doctorat, Université de Caen Normandie, 2016.
- [40] B. Dufay, “Optimisation d’un magnétomètre à haute sensibilité à base de Magnédance Géante (MIG),” Thèse de Doctorat, Université de Caen Normandie, 2012.
- [41] L. G. C. Melo, D. Ménard, A. Yelon, L. Ding, S. Saez, and C. Dolabdjian, “Formalism to optimize magnetic noise in giant magnetoimpedance-based devices,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 43, no. 6, pp. 2992–2994, 2007.
- [42] S. G. Krantz and H. R. Parks, *The implicit function theorem: history, theory, and applications*. 2013.
- [43] S. Ghorpade and B. V. Limaye, *Undergraduate Texts in Mathematics*. 2006.
- [44] M. Knobel, M. Vázquez, and L. Kraus, “Giant Magnetoimpedance,” *Handb. Magn. Mater.*, vol. 15, no. 03, pp. 497–563, 2003.
- [45] M. Malátek and P. Ripka, “Offset stability of GMI field sensors,” *Proc. Eurosensors XIX, Barcelona, Spain, Eurosensors XIX Conf.*, 2005.
- [46] Y. Honkura, “Development of amorphous wire type MI sensors for automobile use,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 249, no. 1–2, pp. 375–381, 2002.



## Chapitre 3 : Modélisation et expérience

“Tout savoir scientifique doit être à tout moment reconstruit.”—Gaston BACHELARD

### Table des matières

Chapitre 3 : Modélisation et expérience.....	86
1- Introduction .....	88
2- Mesure de longue durée de la réponse de la MIG off-diagonal.....	89
3- Amélioration de la stabilité à long terme. Technique de modulation à l'aide d'un courant DC de bias .....	91
4- Impédance de la MIG .....	92
4.1- Evaluation des impédances, $Z_{11}$ et $Z_{21}$ , en fonction du champ .....	92
4.2- Effet de la température sur les termes de l'impédance .....	97
5- Expression générale de la tension de la MIG .....	99
6- Sensibilité en champ de la MIG.....	100
6.1- Evaluation du terme $\partial Z_{ij}/\partial \theta_M$ .....	100
6.2- Evaluation du terme $\partial \theta_M/\partial B$ .....	101
6.3- Evaluation du terme $\partial Z_{ij}/\partial B$ .....	102
6.4- Evaluation de la sensibilité en champ de la MIG, $S_{\Omega ij}$ .....	103
7- Evaluation des angles $\theta_M$ et $\theta_k$ pour un point de fonctionnement optimal en champ, $B_p$ .....	107
7.1- Angle de la direction de l'aimantation, $\theta_M$ .....	107
7.2- Angle d'anisotropie, $\theta_k$ .....	107
8- Sensibilité en température de la MIG .....	108
8.1- Evaluation du terme $\partial \theta_M/\partial T$ .....	108
8.2- Evaluation du terme $\partial Z_{ij}/\partial T$ .....	110
8.3- Evaluation de la sensibilité en température de la MIG, $S_{Tij}$ .....	111
9- Fluctuation d'offset en température de la MIG $FOT_{ij} \equiv S_{Tij}/S_{\Omega ij}$ .....	115
10- Mise en œuvre d'une double modulation .....	117
11- Résultats expérimentaux .....	120
11.1- Stabilité à long terme et en température .....	120
11.2- Densité spectral de bruit équivalent en champ aux extrêmement basses fréquences .....	122
11.3- Fonction de transfert et bande passante des magnétomètres .....	124

<b>11.4- Dynamique du magnétomètre.....</b>	<b>125</b>
<b>11.5- Amélioration des <math>FOT_{21}</math> de la MIG classique.....</b>	<b>125</b>
<b>12- Conclusion .....</b>	<b>127</b>
<b>13- Bibliographie du chapitre .....</b>	<b>128</b>

## 1- Introduction

Dans le chapitre 2, nous avons évalué les fluctuations équivalentes en champ de la MIG en fonction de celles de la température à partir des équations physiques décrivant la réponse MIG. Elles s'expriment en (T/K). Ces fluctuations sont parmi les paramètres non maîtrisés lors d'une mesure magnétique classique.

Nous allons présenter ici d'une part des résultats de mesures de longue durée afin de qualifier la dérive à long terme de la MIG et d'autre part, trois méthodes de compensation permettant d'améliorer significativement la stabilité du magnétomètre, notamment, en fonction des variations de température.

Dans le cadre de notre étude, des méthodes de réduction de ces fluctuations sont mises en œuvre afin d'améliorer la stabilité à long terme et de compenser la dérive de l'offset en température. Elles sont basées sur :

- 1- Un post-traitement numérique du signal tenant en compte de la température de fonctionnement. Cependant, l'utilisation de cette méthode requiert la calibration préalable de chaque élément sensible utilisé.
- 2- Une inversion périodique du sens du courant statique dans le  $\mu$ fil.
- 3- Une augmentation de l'amplitude du courant statique.

Le raisonnement des deux dernières méthodes est appuyé sur une étude théorique de l'impact des fluctuations de la température sur les termes de la matrice impédance des modes diagonale et off-diagonal. Nous évaluerons, notamment, l'évolution des termes  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M}$ ,  $\frac{\partial \theta_M}{\partial B}$  et  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial B}$  dans le cas de l'utilisation de la MIG diagonale et off-diagonal et pour deux courants statiques opposés. De la même façon, les termes décrivant la sensibilité en température,  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M}$ ,  $\frac{\partial \theta_M}{\partial T}$  et  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial T}$ , de la MIG, seront étudiées. Cette analyse permettra d'expliquer le principe de fonctionnement de la technique mise en œuvre qui permet de s'affranchir dans une certaine mesure de ces fluctuations en température.

La dernière partie de ce chapitre présentera, à partir des équations décrivant le fonctionnement de la MIG, les avantages liés à l'utilisation de la configuration off-diagonal. Une autre technique de mise en œuvre en configuration diagonale sera proposée. L'expression du signal de sortie en tension de la nouvelle chaîne d'acquisition sera évaluée en termes de sensibilité et niveau de bruit équivalent en champ, afin de quantifier le taux de réjection des fluctuations en température. Enfin, nous nous intéresserons à l'impact de l'amplitude du courant DC sur la stabilité. Une comparaison entre les mesures et les résultats de simulation seront présentés.

## 2- Mesure de longue durée de la réponse de la MIG off-diagonal

Au chapitre 2 (§ 5), nous avons rappelé les aspects théoriques de la sensibilité en température de la MIG. Dans ce paragraphe, nous allons présenter des résultats expérimentaux portant sur la dérive à long terme afin d'observer et quantifier sa dépendance en fonction de la température. Lors de nos mesures, le capteur MIG est placé dans une chambre amagnétique au GREYC afin de s'affranchir au mieux des fluctuations du champ magnétique induit par l'environnement. Parallèlement, un Fluxgate commercial (de marque Bartington et de type MAG-03) est mis en œuvre afin de vérifier qu'il n'y a pas de contribution du champ magnétique externe à ces mesures. Préalablement à la mesure, le point de fonctionnement optimal en champ de la MIG est fixé et vérifié en boucle ouverte grâce à l'application d'un champ statique. Puis, le système est bouclé en champ (configuration magnétomètre) [9][10] afin de garantir une réponse linéaire en champ. Une sonde de température (LM35) est placée à côté des deux magnétomètres afin de mesurer les variations de la température.

Les signaux issus des trois capteurs (les deux magnétomètres et la sonde de température) sont acquis en temps réel à l'aide d'une chaîne d'acquisition 24 bits qui a été développée au laboratoire. Les données collectées et moyennées sont traitées ultérieurement à l'aide du logiciel MATLAB. La fréquence d'échantillonnage est de 735 kHz. Il est à noter que nous effectuons une moyenne des données sur 1024 échantillons. La fréquence d'échantillonnage est alors réduite à 718 Hz. Le débit des données est de 11 kOctet/s.

La Figure 3.1 présente l'architecture de la centrale d'acquisition [3] utilisée.

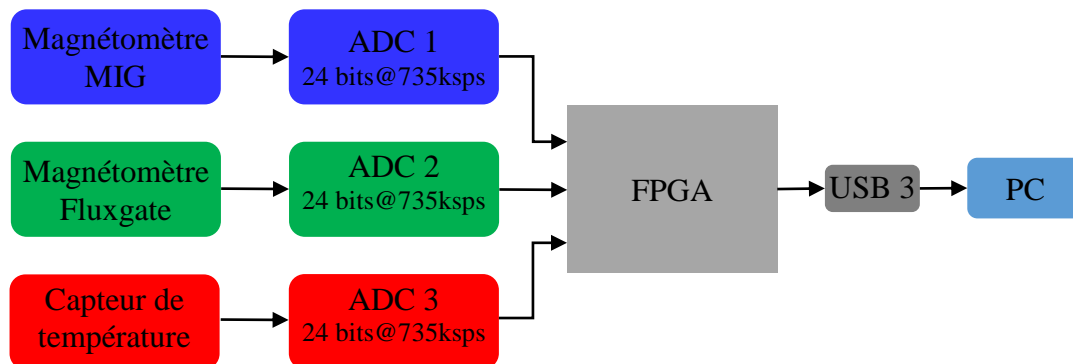


Figure 3.1 : Architecture de la centrale d'acquisition utilisée.

Par la suite, un filtrage numérique passe-bas de 200 mHz est appliqué à ces données afin de les observer en temporelle dans une bande passante raisonnable au regard des temps d'acquisition. Les données sont exprimées en Tesla pour les deux magnétomètres et en Kelvin pour la sonde en température. La Figure 3.2 présente le résultat d'une acquisition s'étalant sur 3 jours. Pour cette expérience, le capteur est placé en mode off-diagonal et aucun champ magnétique quasi-statique n'est appliqué. La mesure est effectuée à température ambiante.

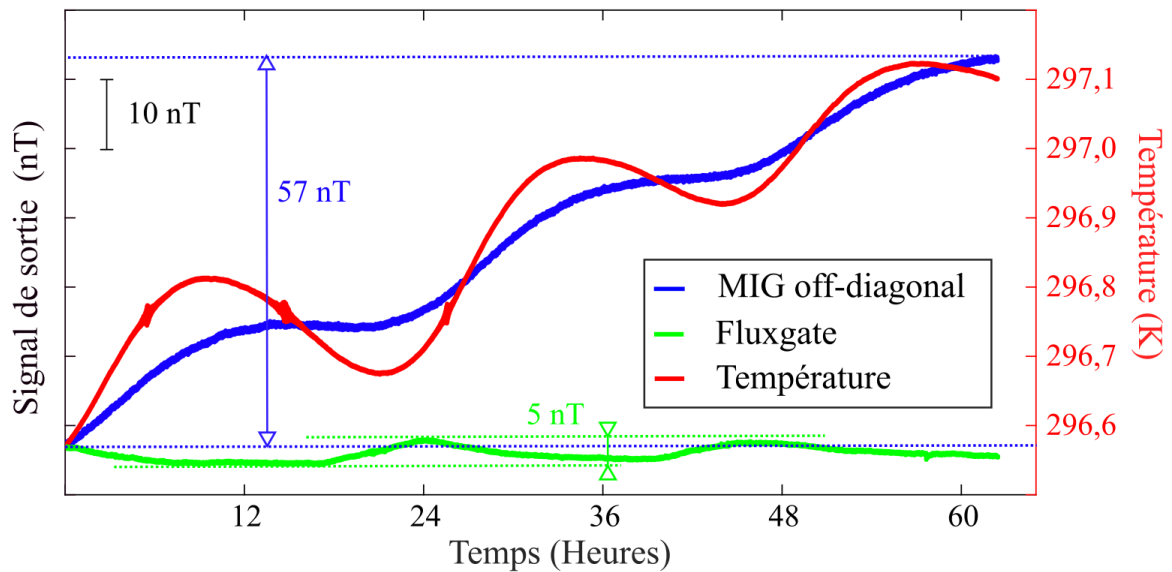


Figure 3.2 : Mesure à long terme de la stabilité des magnétomètres MIG off-diagonal (courbe bleue) et Fluxgate (courbe verte) et d'un capteur de température (courbe rouge).

Comme nous pouvons l'observer, la dérive lente du magnétomètre MIG off-diagonal (courbe bleue) suit de façon quasi linéaire celle de la température (courbe rouge). Il est à noter que des oscillations journalières de température de l'ordre du dixième de Kelvin sont observables tant en température qu'en terme équivalent en champ. Le Fluxgate (courbe verte), quant à lui, semble être plus stable. Nous noterons que ce dernier possède une compensation interne en température et qu'il est, de plus, encapsulé. Ce qui amorti l'effet de la température. Des variations équivalentes en champ pour le Fluxgate et la MIG, respectivement, de  $5 \text{ nT}_{pp}$  et  $57 \text{ nT}_{pp}$  sont observées (*cf.* Figure 3.2).

Comme le montrent les résultats présentés en Figure 3.3, il est possible de réduire les fluctuations en température de la MIG () à l'aide d'un post-traitement.

À titre d'exemple, la courbe MIG (*cf.* Figure 3.2) est ici multipliée par un coefficient de  $9,5 \times 10^6 \text{ K/T}$  afin de la rendre comparable à celle de la température. A cette courbe est alors soustrait, la courbe de température et une dérive linéaire de  $28 \times 10^{-3} \text{ K/h}$ . Finalement ce traitement montre qu'il est possible de réduire dans une certaine mesure ces fluctuations (*cf.* courbe noire de la Figure 3.3). Soit une réduction de la dérive de  $57 \text{ nT}_{pp}$  à  $0,5 \text{ nT}_{pp}$  (ou d'un facteur 114). Il est à noter qu'au regard de la réponse du Fluxgate, le résiduel de variation ( $0,5 \text{ nT}_{pp}$ ) pourrait correspondre aux fluctuations du champ magnétique statique apparaissant au sein de la chambre amagnétique.

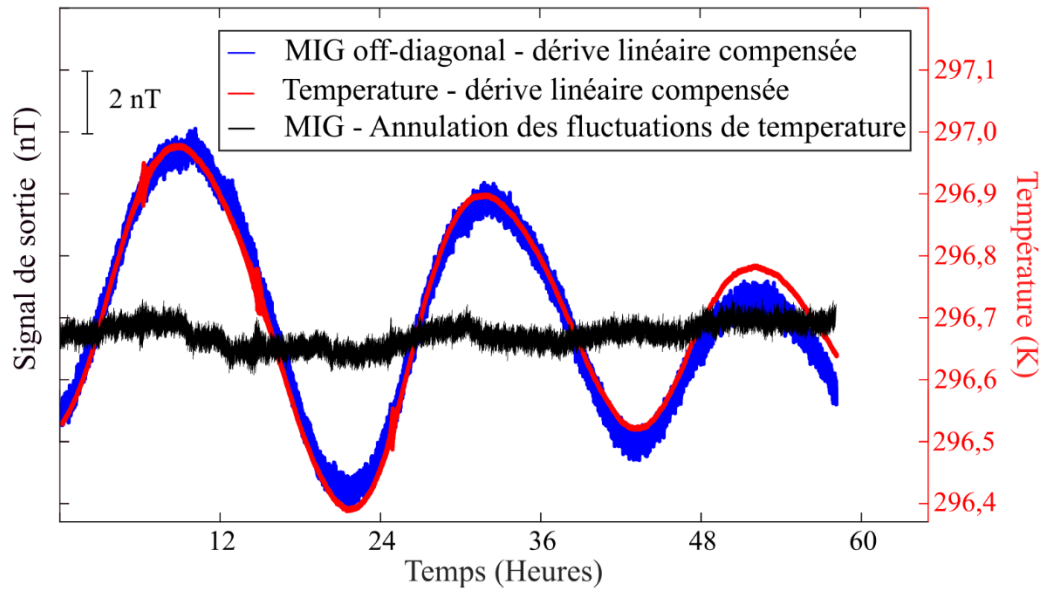


Figure 3.3 : La courbe noire présente une compensation numérique de la réponse de la MIG (courbe bleue) par la mesure de la température (courbe rouge).

La courbe rouge de la Figure 3.3, montre que les fluctuations de la MIG sont principalement générées par les fluctuations de la température.

Il est à noter qu'à l'aide de ce traitement numérique simple, la dérive en température de la MIG atteint, semble-t-il, une meilleure stabilité que celle du magnétomètre de référence utilisé (FG). Néanmoins, cette solution, basée sur une simple compensation, n'est pas satisfaisante. En effet, le coefficient d'ajustement sus-cité dépend de l'échantillon, du point de fonctionnement en température et du champ statique,  $B_p$ . Par conséquent, cette compensation n'est pas reproductible. Nous avons alors cherché et étudié des méthodes plus robustes.

### 3- Amélioration de la stabilité à long terme. Technique de modulation à l'aide d'un courant DC de bias

Comme nous avons pu le voir dans le paragraphe 2.1, la MIG classique à base de Cobalt Fer est intrinsèquement sensible à la température. Cette dépendance affecte notablement la stabilité à long terme de la MIG et constitue un obstacle majeur à son utilisation comme magnétomètre de référence.

Dans le cadre de nos travaux, nous avons étudié plusieurs méthodes permettant de rejeter ces fluctuations. Cependant, nous nous sommes principalement intéressés à la technique qui paraît la plus prometteuse : la modulation du courant de polarisation statique,  $I_{dc}$ , induisant une double modulation du signal induit. Cette technique originale d'excitation associée à une démodulation appropriée a permis d'améliorer, comme nous allons le montrer, la stabilité et la dérive à long terme de la MIG.

Cette méthode reprend une technique préalablement proposée dans le cadre des FGO-FM. En effet, en 2002, Sasada *et al.* [4][5] ont montré qu'il était possible d'améliorer la stabilité à long terme des Fluxgates orthogonaux en mode fondamental (nommé FGO-FM) en adoptant une nouvelle chaîne d'acquisition exploitant cette technique de double modulation. Ensuite, en 2012, Butta *et al.*, [6] ont exposé l'efficacité de cette technique pour également compenser les fluctuations thermiques de ces capteurs. Plus récemment, en 2018, Murata *et al.*, [7] ont évalué les performances de la même technique dédiées aux FGO-FM dans le cadre de travaux portés par l'agence d'exploration aérospatiale japonaise (JAXA). Les résultats ont montré une grande stabilité, de l'ordre de 0,3 nT/K, du démonstrateur présenté.

Cette méthode de compensation met en œuvre une inversion de la polarité du courant DC de bias impliquant une inversion du signe de la sensibilité en champ. Comme nous avons évoqué au chapitre 1, le principe de fonctionnement des FGO-FM et de la MIG off-diagonal est très proche [5][8][9] car seules, la fréquence d'excitation et la forme de l'échantillon différent [6] (*cf.* Figure 1.9). Il est intéressant alors d'évaluer les performances atteintes avec des FGO-FM. Des travaux précédents [5][8] ont présagé que dans ce mode de fonctionnement, l'offset était lié à l'anisotropie magnétique du conducteur. Cependant, à ce jour, aucune étude n'a permis d'expliquer théoriquement l'efficacité de cette technique vis-à-vis de la température dans les configurations présentées. Malatek *et al.* [10] ont montré que l'application d'un courant de bias alternatif de très basse fréquence réduisait d'un facteur 20 la sensibilité en température de la MIG. Cependant, cette étude était purement expérimentale et ne proposait pas d'analyse de la sensibilité de la MIG en fonction de la température. Ici, nous présentons une modélisation explicite de cette technique de la double modulation et de la chaîne d'acquisition associée.

## 4- Impédance de la MIG

### 4.1- Evaluation des impédances, $Z_{11}$ et $Z_{21}$ , en fonction du champ

Cette section présente l'étude théorique de la méthode de compensation proposée. Nous allons tout d'abord évaluer la sensibilité en champ pour deux valeurs de courant DC de bias opposées à l'aide des équations présentées dans le chapitre 2. Les expressions analytiques des impédances dans les modes diagonale et off-diagonal sont données, respectivement, par les équations (2.16a) et (2.16b).

La Figure 3.4 présente, à partir des équations sus-citées, une évaluation de la partie réelle,  $Re(Z_{ij})$ , et imaginaire,  $Im(Z_{ij})$ , des impédances en mode diagonale et off-diagonal à une fréquence d'excitation,  $f_p$ , de 1 MHz en fonction du champ magnétique statique appliqué, pour deux valeurs opposées du courant DC de bias ( $\pm 20$  mA), une température  $T_0 = 300$  K et un angle d'anisotropie  $\theta_k = 85^\circ$ .

Ces courbes  $Re(Z_{ij})$  (ou  $Im(Z_{ij})$ ), pour des courants de valeurs opposées, se croisent au champ nul. Les impédances de la MIG diagonale,  $Z_{11}$ , se croisent, de plus, à un champ de  $\pm 72$   $\mu$ T.

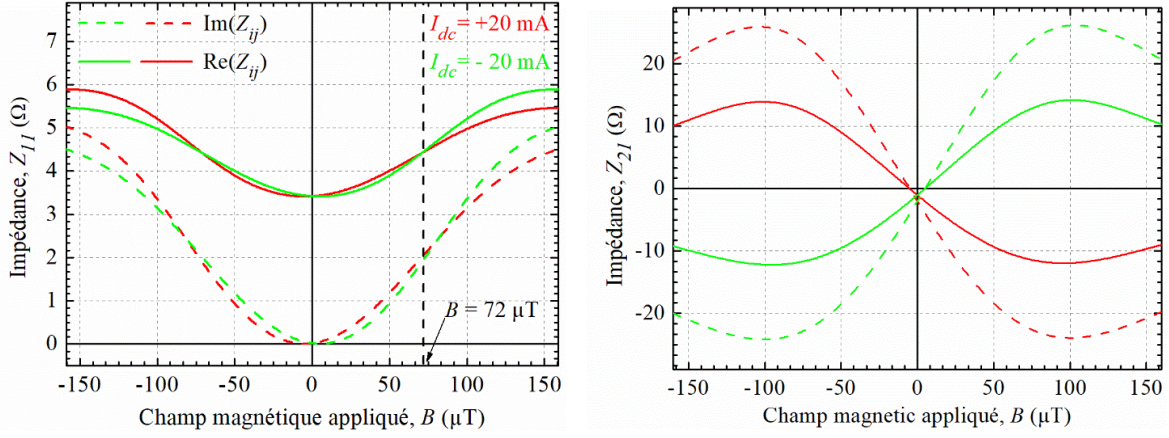


Figure 3.4 : Variations des parties réelles (courbes pleines) et imaginaires (courbes pointillées) de l'impédance diagonale,  $Z_{11}$ , (à gauche) et off-diagonale,  $Z_{21}$ , (à droite), obtenues d'après le modèle. Les mesures ont été réalisées pour un courant statique de 20 mA (courbes rouges) et -20 mA (courbes vertes).

Nous pouvons remarquer que dans le cas de la MIG off-diagonale, l'impédance change de signe par l'application d'un courant statique de polarisation opposé, ce qui implique une inversion de la sensibilité en champ. Ce qui n'est pas le cas de la MIG diagonale.

Afin de mieux comprendre le principe de la technique de double modulation, nous simplifions l'analyse. Pour un courant statique positif, l'expression des impédances est décrite en fonction de l'induction magnétique,  $B$ . Ainsi, les expressions de l'impédance (2.16a) et (2.16b) pour un courant statique positif se réduisent d'après la Figure 3.4 à :

$$Z_{110} \Big|_{B, T_0} [B] \Big|_{I_{dc} > 0} \quad (3.1a)$$

$$Z_{210} \Big|_{B, T_0} [B] \Big|_{I_{dc} > 0} \quad (3.1b)$$

où  $Z_{0_{11}}$  et  $Z_{0_{21}}$  sont les impédances de la MIG en mode diagonale et off-diagonale, respectivement.

Pour un courant statique négatif, nous remarquons que la courbe de  $Z_{110} \Big|_{B, T_0} [B] \Big|_{I_{dc} < 0}$  (cf. courbe verte à gauche de la Figure 3.4) est quasiment identique. Seul, un petit écart par rapport à celle obtenue par un courant statique positif (cf. courbe rouge à gauche de la Figure 3.4) est observable. Pour la configuration off-diagonale,  $Z_{210} \Big|_{B, T_0} [B] \Big|_{I_{dc} < 0}$  s'inverse (cf. graph droite de la Figure 3.4). Les expressions (3.1a) et (3.1b) peuvent alors s'écrire :

$$Z_{110} \Big|_{B, T_0} [B] \Big|_{I_{dc} < 0} = Z_{110} \Big|_{B, T_0} [B] \Big|_{I_{dc} > 0} + d_{11} [B] \quad (3.2a)$$



$$Z_{210} \Big|_{I_{dc} < 0}^{B, T_0} [B] = -Z_{210} \Big|_{I_{dc} > 0}^{B, T_0} [B] + d_{21}[B] \quad (3.b)$$

où  $d_{11}$  et  $d_{21}$  sont les différences entre les valeurs de  $Z_{ij_0}$  pour deux valeurs opposées du courant DC de bias.

En utilisant une méthode de mise en œuvre permettant de passer périodiquement d'un courant DC positif pour la première demi-période à un courant de DC négatif de même amplitude pour la seconde demi-période, nous aurons une combinaison des expressions (3.1) et (3.).

Ainsi, nous calculons la moyenne des expressions (3.1) et (3.) pour la configuration diagonal et off-diagonal. Soient :

$$Z_{110} \Big|_{I_{dc}}^{B, T_0} [B] \times U[t] = Z_{110} \Big|_{I_{dc} > 0}^{B, T_0} [B] + \frac{1}{2}d_{11}[B] \quad (3.3a)$$

$$Z_{210} \Big|_{I_{dc}}^{B, T_0} [B] \times U[t] = \left( Z_{210} \Big|_{I_{dc} > 0}^{B, T_0} [B] + \frac{1}{2}d_{21}[B] \right) U[t] \quad (3.3b)$$

où  $U[t]$  est un signal carré d'amplitude 1 et de valeur moyenne nulle.

En démodulant d'une manière synchrone à l'aide du signal  $U[t]$ , les expressions (3.3a) et (3.3b) sont données par :

$$\left( Z_{110} \Big|_{I_{dc}}^{B, T_0} [B] \times U[t] \right) \times U[t] = 0 \quad (3.4a)$$

et

$$\left( Z_{110} \Big|_{I_{dc}}^{B, T_0} [B] \times U[t] \right) \times U[t] = Z_{210} \Big|_{I_{dc} > 0}^{B, T_0} [B] + \frac{1}{2}d_{21}[B]. \quad (3.4b)$$

La Figure 3.5 présente la caractérisation d'une impédance d'un µfil MIG en mode off-diagonal. Ces mesures montrent que les résultats expérimentaux sont proches des valeurs attendues pour les hypothèses énoncées dans le chapitre 2.

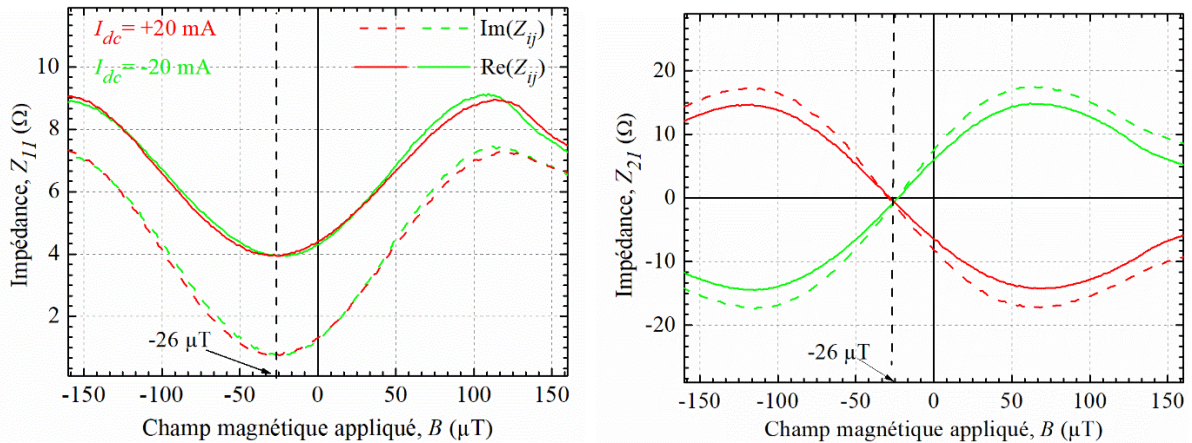


Figure 3.5 : Variations des parties réelles (courbes pleines) et imaginaires (courbes pointillées) de l'impédance diagonale,  $Z_{11}$ , (à gauche) et off-diagonal,  $Z_{21}$ , (à droite), obtenues à l'aide des paramètres  $S$ . Les courbes rouges présentent les impédances pour un courant  $I_{dc} = 20 \text{ mA}$  et les courbes vertes présentent les impédances pour un courant  $I_{dc} = -20 \text{ mA}$ . Les mesures sont réalisées sur l'échantillon R120 pour une fréquence d'excitation,  $f_p$ , de 1 MHz

Nous pouvons remarquer que pour deux valeurs de courants DC de bias opposés les impédances obtenues expérimentalement se croisent à un champ négatif de  $-26 \mu\text{T}$ , au lieu de  $0 \mu\text{T}$ , en théorie. Cet aléa indique vraisemblablement la présence d'un champ statique résiduel lors de la mesure. Ce dernier sera pris en compte dans une certaine mesure par la suite.

Les courbes d'impédance mesurées présentent les mêmes tendances que celles prédites par le modèle (cf. Figure 3.4), ces résultats nous permettent donc d'anticiper la sensibilité en champ de la MIG au point de fonctionnement en champ.

Il est alors possible d'évaluer la sensibilité en tension de la MIG par trois méthodes différentes. Notons que la sensibilité en tension, exprimée en  $\text{V/T}$ , est égale au produit de la sensibilité intrinsèque en champ ( $\Omega/\text{T}$ ), de l'amplitude du courant alternatif d'excitation (A) et du gain de la chaîne d'acquisition ( $\text{V/V}$ ).

Les méthodes d'évaluation de la sensibilité en champ sont respectivement basées sur :

- 1- la dérivée de l'impédance en fonction du champ (cf. Equation (2.16)),
- 2- l'évaluation de l'impédance de l'échantillon en fonction du champ est déduite de la mesure des paramètres  $S$  (cf. Figure 3.5),
- 3- la fonction de transfert de la chaîne d'acquisition représentée en Figure 3.6. Les mesures expérimentales sont réalisées seulement dans le cas de la MIG off-diagonal (cf. page 113).

Le Tableau 3.1 présente la bonne adéquation entre les sensibilités en champs attendues et mesurées pour deux courants continus de valeurs opposés et de 20 mA d'amplitude et un courant d'excitation de 10 mA à une fréquence de 1 MHz.

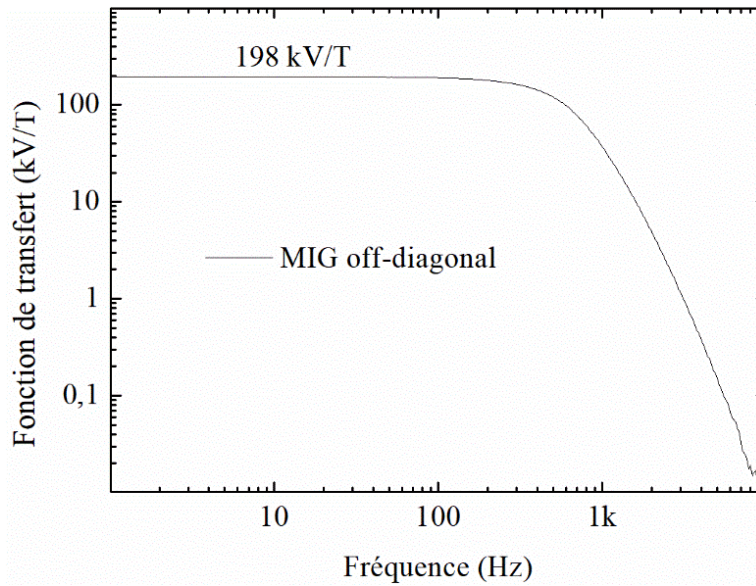


Figure 3.6 : Exemple d'une fonction de transfert en fréquence d'un magnétomètre de type MIG off-diagonal. La mesure a été effectuée pour un courant statique de 20 mA d'amplitude et un courant d'excitation de 10 mA d'amplitude à une fréquence de 1 MHz.

Configuration :	Diagonale		Off-diagonal	
	$I_{dc} = 20 \text{ mA}$	$I_{dc} = -20 \text{ mA}$	$I_{dc} = 20 \text{ mA}$	$I_{dc} = -20 \text{ mA}$
<b>Sensibilité</b>				
<b>Théorique à partir de l'équation (2.16)</b>	28 [kV/T]	32 [kV/T]	-157 [kV/T]	157 [kV/T]
<b>Évaluée à partir la courbe <math>Z(H)</math> Figure 3.5</b>	23 [kV/T]	26 [kV/T]	-150 [kV/T]	150 [kV/T]
<b>Déduite de la fonction de transfert Figure 3.6</b>	-	-	-198 [kV/T]	198 [kV/T]

Tableau 3.1 : Evaluation de la sensibilité en tension de l'élément MIG par différentes méthodes et pour deux valeurs de courants DC de bias opposées. La première méthode consiste à calculer la sensibilité à partir du modèle quadripolaire. La deuxième méthode consiste à déduire la sensibilité à partir des caractéristiques de la MIG. Et la dernière consiste à évaluer expérimentalement la fonction de transfert du capteur.

Les différentes méthodes donnent approximativement des valeurs de sensibilité de 27 kV/T pour la MIG diagonale à 200 kV/T pour la MIG off-diagonal. Expérimentalement et comme attendu, l'inversion du courant statique  $I_{dc}$  entraîne une inversion de la sensibilité en champ de la MIG off-diagonal (cf. Tableau 3.1). Par contre, celle de la MIG diagonale reste inchangée.

#### 4.2- Effet de la température sur les termes de l'impédance

Cette section présente l'étude théorique de l'effet de la température sur l'impédance de la MIG en mode diagonal et off-diagonal à partir des équations (2.16a) et (2.16b). La Figure 3.7 donne un exemple de la variation des termes  $\text{Re}(Z_{ij})$  et  $\text{Im}(Z_{ij})$  de l'impédance de la MIG diagonale et off-diagonal pour 3 températures de fonctionnement (200 K, 300 K et 400 K).

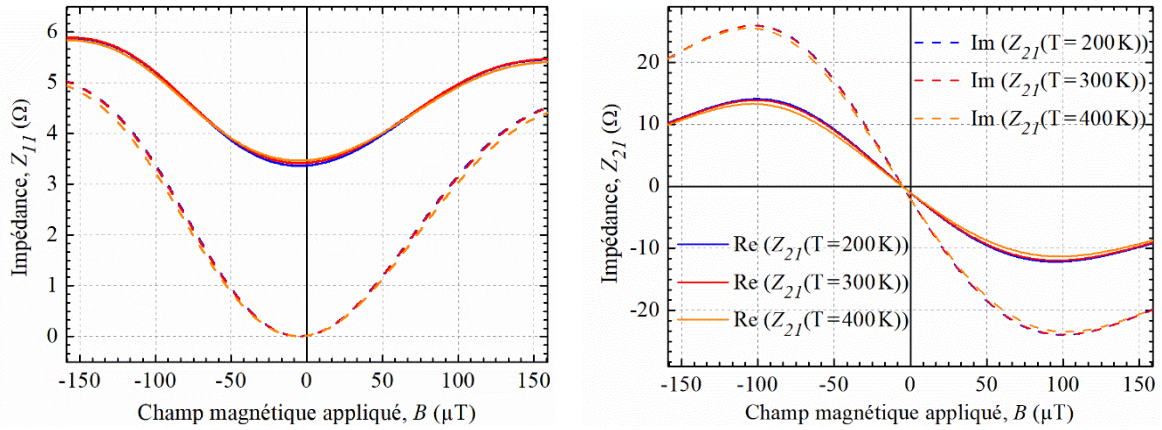


Figure 3.7 : Variations des parties réelles (courbes pleines) et imaginaires (courbes pointillées) de la GMI en configuration diagonale (à droite) et off-diagonal (à gauche). Les simulations sont réalisées pour une température de 200 K (courbes bleues), 300 K (courbes rouges) et 400 K (courbes oranges).

La Figure 3.8 présente un tracé des parties  $\text{Re}(Z_{ij})$  et  $\text{Im}(Z_{ij})$ , des impédances en fonction de la température pour deux points de fonctionnement en champ ( $B_p = 0$  μT et  $B_p = B_k$ ).

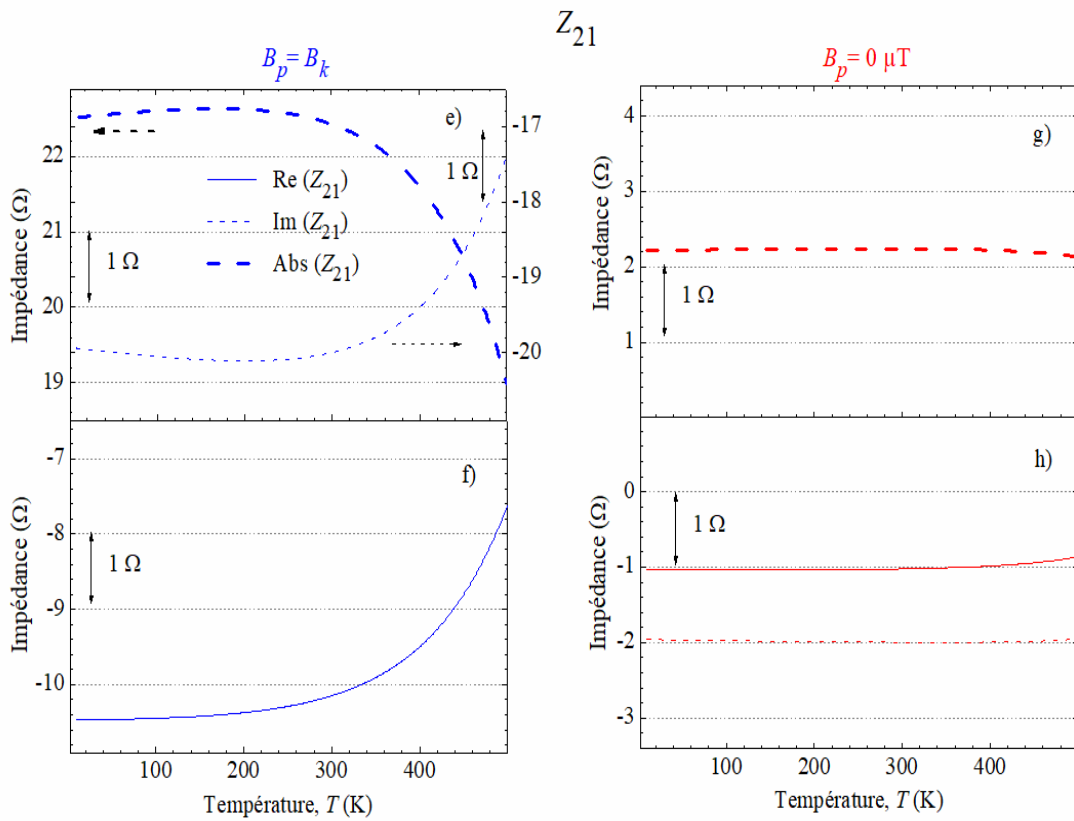
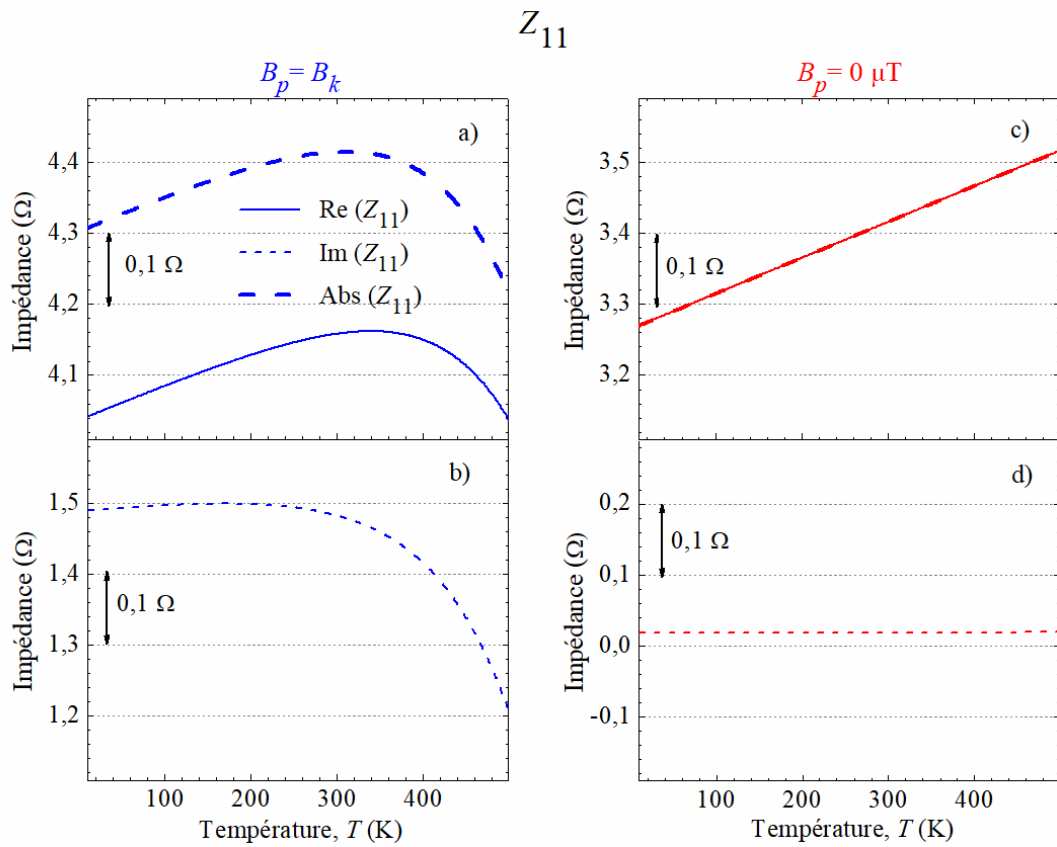


Figure 3.8 : Variations des parties réelles (courbes pleines), imaginaires (courbes pointillées) et absolues (courbes pointillées en gras) de l'impédance diagonale (graphes a), b), c) et d)) et off-diagonal (e), f), g) et h)) en fonction de la température. Les courbes bleues correspondent à  $B_p = B_k$  et les courbes rouges correspondent à  $B_p = 0 \mu\text{T}$ .

Ces simulations sont en accord avec un certain nombre de résultats présentant dans l'état de l'art. Pour un champ nul, il est observé qu'une augmentation de la température induit un accroissement de l'impédance diagonale,  $Z_{11}$ , [11][12][13] (cf. Figure 3.8 c)), et une stabilité de la valeur d'impédance off-diagonal,  $Z_{21}$  [14][15] (cf. Figure 3.8 g)).

En outre, pour un champ  $B_p = B_k$ ,  $Z_{11}$  croît avec la température pour atteindre une valeur maximale à 300 K puis décroît progressivement [1][13][14] (cf. courbes bleues en gras de la Figure 3.8 a)). Dans le mode off-diagonal,  $Z_{21}$  décroît progressivement [15] (cf. Figure 3.8 e)). Seuls les travaux précédemment cités sont comparables à notre étude. En effet, la plupart des autres travaux utilisent l'expression de la variation relative de l'impédance sous la forme :  $\frac{|Z_{B_z}| - |Z_{B_{ref}}|}{|Z_{B_{ref}}|}$  où  $Z_{B_z}$  est l'impédance au champ axial appliqué  $B_z$  et  $Z_{B_{ref}}$  est l'impédance de référence à un champ  $B_{ref}$ . Ce dernier peut être un champ nul, le champ  $B_k$  ou le champ à saturation [16][17][18][19][20][21][22]. Cette approche est incompatible avec nos travaux.

Une étude récente [11] présente l'évolution de la sensibilité en champ en fonction de la température pour une même configuration de la MIG off-diagonal (échantillon filaire de 5 cm de long et de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre). La MIG est couplée à une bobine de capture de 800 tours. Le courant sinusoïdal d'excitation de fréquence 1 MHz a une amplitude de 5 mA. Le courant DC de bias est de 10 mA. Les résultats théoriques (cf. courbe rouge pleine de la Figure 3.8 h)) sont très semblables aux résultats expérimentaux de cette étude. Ils montrent que pour un champ quasi nul, la variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la température paraît négligeable. Ceci confirme que la sensibilité en température de la MIG off-diagonal est très faible (voir nulle) à ce point de fonctionnement, contrairement à la sensibilité en champ, qui elle, est maximale comme nous allons voir par la suite (cf. courbe rouge pleine à droite de la Figure 3.12).

## 5- Expression générale de la tension de la MIG

La tension apparaissant aux bornes de la MIG est, de façon générale, donnée par :

$$V_1 = Z_{ij} i_{ac}[t] = Z_{ij} I_{ac} \cos(\omega_p t + \varphi) \quad (3.5)$$

où  $\varphi$  est la phase à l'origine du courant d'excitation. En tenant compte des variations de l'impédance en fonction de la température,  $\frac{dZ}{dT}$ , et des fluctuations d'impédance intrinsèques au capteur de nature magnétique,  $z_{ij_n}[t]$  [23] [24], l'équation (3.5) se développe autour des points de fonctionnement en champ,  $B_p$ , et en température,  $T_0$ , en utilisant la série de Taylor à :

$$Z_{ij} = Z_{ij_0} + \left. \frac{dZ_{ij}}{dB} \right|_{B=B_p} b[t] + \left. \frac{dZ_{ij}}{dT} \right|_{T=T_0} \Delta T[t] + z_{ij_n}[t] \quad (3.6)$$

où  $Z_{ij_0}$  est le module de l'impédance de  $Z_{ij}$  aux points de fonctionnement,  $b[t]$ ,  $\Delta T[t]$  et  $z_{ij_n}[t]$  représentent, respectivement, le champ magnétique quasi-statique à détecter autour du point de fonctionnement en champ, les fluctuations de température autour du point de fonctionnement en température et les fluctuations d'impédance générées par les fluctuations de l'angle de l'aimantation. Les termes  $\frac{dZ_{ij}}{dB}$ ,  $\frac{dZ_{ij}}{dT}$  et  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M}$  représentent, respectivement, la sensibilité en champ, la sensibilité en température et la sensibilité de l'impédance à l'angle  $\theta_M$ . La densité spectrale de  $z_{ij_n}[t]$  correspond à  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M} \sqrt{S_{\theta_M \theta_M}[t]}$ , où le terme  $S_{\theta_M \theta_M}[t]$  correspond aux fluctuations de la direction de l'aimantation [2].

Le développement de cette équation conduit à :

$$V_1 = \Re \left( Z_{ij_0} + \left( \frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M} \frac{\partial \theta_M}{\partial B} + \frac{\partial Z_{ij}}{\partial B} \right) b[t] + \left( \frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M} \frac{\partial \theta_M}{\partial T} + \frac{\partial Z_{ij}}{\partial T} \right) \Delta T[t] + z_{ij_n}[t] \right) i_{ac}[t] \quad (3.7)$$

Cette dernière expression permet de clarifier l'apport de la méthode de modulation proposée comme nous allons le voir par la suite.

## 6- Sensibilité en champ de la MIG

En s'appuyant sur les précédents résultats et conclusions, nous allons évaluer la sensibilité en champ de la MIG diagonale et off-diagonal.

### 6.1- Evaluation du terme $\partial Z_{ij} / \partial \theta_M$

Les deux graphes ci-dessous montrent la dépendance en champ des parties réelles et imaginaires de la dérivée de l'impédance,  $Z_{11}$  et  $Z_{21}$ , en fonction de l'angle de l'aimantation,  $\theta_M$ . Les courbes de la Figure 3.9 sont calculées à partir des équations (2.20a) et (2.20b) (cf. sous-section 5.1 dans le chapitre 2).

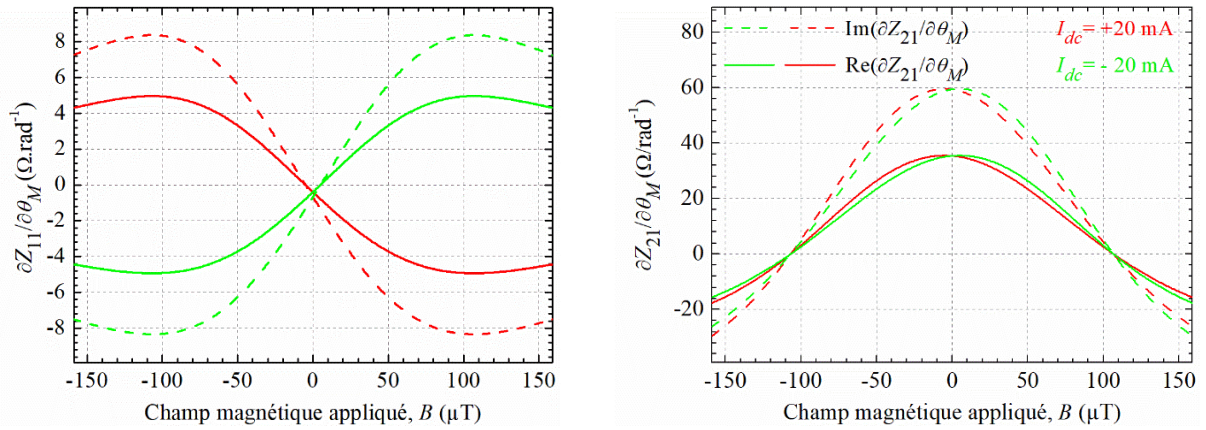


Figure 3.9 : Variations des parties réelles (courbes pleines) et imaginaires (courbes pointillées) de la dérivée de l'impédance diagonale (à gauche) et off-diagonale (à droite) par rapport à l'angle d'aimantation pour un courant de polarisation de 20 mA (courbes rouges) et -20 mA (courbes vertes).

Pour les deux configurations étudiées, l'analyse des courbes de la Figure 3.9 montre que l'inversion du courant statique implique une transformation par symétrie des courbes portée à l'axe des ordonnées. Nous pouvons noter, que pour la configuration diagonale, la valeur de  $\left. \frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M} \right|_{B_p=0}$  est très faible, contrairement à la configuration off-diagonale où elle est maximale.

## 6.2- Evaluation du terme $\frac{\partial \theta_M}{\partial B}$

La Figure 3.10 présente la sensibilité en champ de l'angle de la direction de l'aimantation,  $\frac{\partial \theta_M}{\partial B}$ . Elle est calculée à partir de l'équation (2.27) (cf. partie 5.2 dans le chapitre 2).

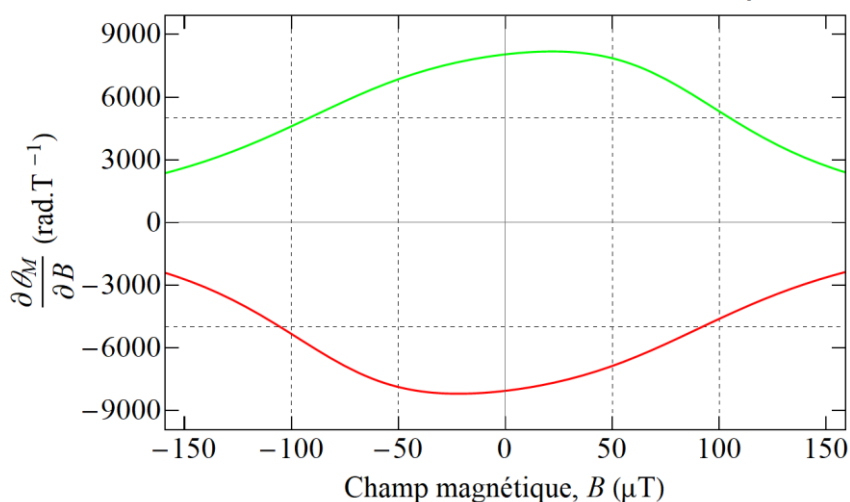


Figure 3.10 : Evolution de la dérivée de l'angle d'aimantation en fonction du champ magnétique pour un courant de polarisation  $I_{dc} = 20 \text{ mA}$  (courbe rouge) et  $I_{dc} = -20 \text{ mA}$  (courbe verte). Ce terme est semblable pour les deux configurations.



Il est à noter que la courbe  $\frac{\partial \theta_M}{\partial B}$  pour un courant DC de bias positif (courbe rouge de la Figure 3.10) est l'image de la courbe  $\frac{\partial \theta_M}{\partial B}$  pour un courant DC de bias opposé (courbe verte de la Figure 3.10) par symétrie centrale (par rapport à l'origine).

### 6.3- Evaluation du terme $\partial Z_{ij}/\partial B$

La dérivée partielle de l'impédance diagonale en fonction du champ,  $\frac{\partial Z_{11}}{\partial B}$ , représente 25% du terme  $\frac{dZ_{11}}{dB}$  (cf. Partie 5.3 dans le chapitre 2), elle ne peut donc pas être négligée. La Figure 3.11 présente l'évaluation du terme  $\frac{\partial Z_{11}}{\partial B}$  calculé à partir de l'équation (2.28a).

Quant à lui, le terme  $\frac{\partial Z_{21}}{\partial B}$ , est négligeable par rapport à  $\frac{dZ_{21}}{dB}$ , (cf. Chapitre 2, page 24). La sensibilité en champ est alors donnée par :

$$S_{\Omega_{21}} = \frac{dZ_{21}}{dB} = \frac{\partial Z_{21}}{\partial \theta_M} \times \frac{\partial \theta_M}{\partial B} + \frac{\partial Z_{21}}{\partial B} \approx \frac{\partial Z_{21}}{\partial \theta_M} \times \frac{\partial \theta_M}{\partial B} \quad (3.8)$$

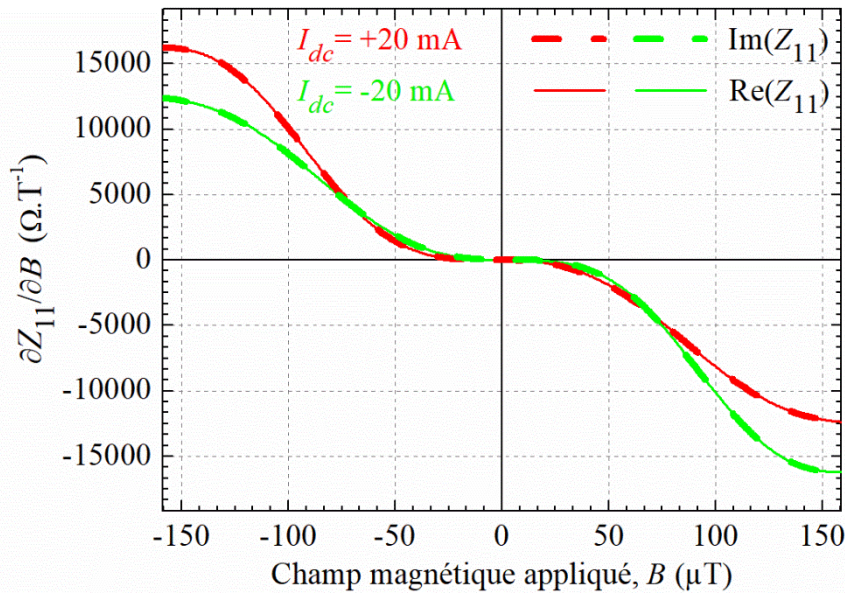


Figure 3.11 : Parties réelles (courbes pleines) et imaginaires (courbes en pointillées et en gras) de la variation de la dérivée partielle de l'impédance diagonale en fonction du champ magnétique. La simulation est réalisée pour un courant statique de 20 mA (courbes rouges) et -20 mA (courbes vertes).

L'analyse de ces courbes montre qu'elles sont à symétrie centrale lors de l'inversion du courant statique. Il est à noter que la partie réelle coïncide avec la partie imaginaire, pour chacun des deux courants statiques.

Par la suite, nous calculerons la sensibilité en champ pour les configurations diagonale et off-diagonal.

#### 6.4- Evaluation de la sensibilité en champ de la MIG, $S_{\Omega ij}$

La sensibilité en champ,  $S_{\Omega ij} \equiv \frac{dZ_{ij}}{dB}$ , (exprimée en  $\Omega/T$ ) en configuration diagonale et off-diagonal sont données par les équations (2.29a) et (2.30). La Figure 3.12 montre le comportement des parties réelles et imaginaires des sensibilités en champ calculées en fonction du point de fonctionnement en champ pour deux courants statiques opposés.

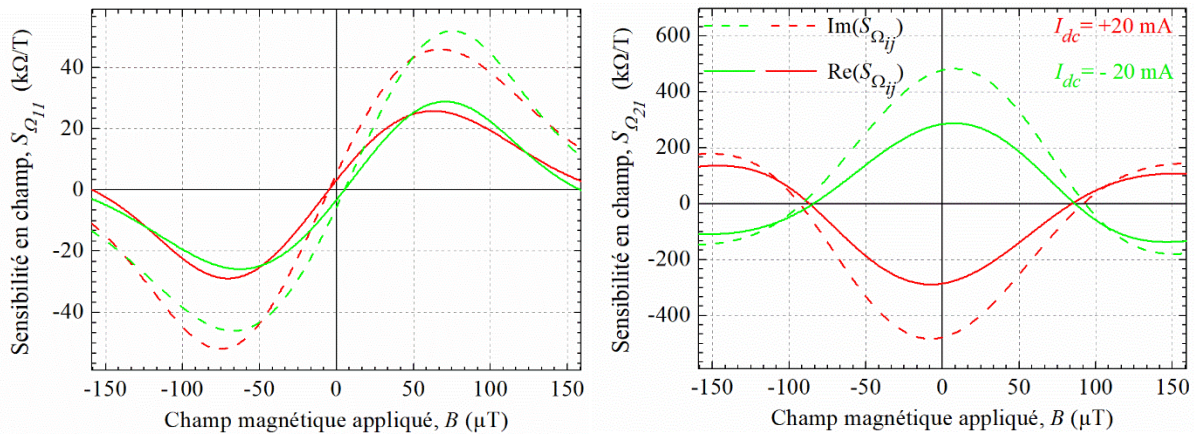


Figure 3.12 : Variations des parties réelles (courbes pleines) et imaginaires (courbes pointillées) de la sensibilité en champ de la MIG diagonale (à gauche) et off-diagonal (à droite) pour deux valeurs opposées du courant statique.

D'après la Figure 3.12, le point de fonctionnement optimal en champ,  $B_p$ , choisi afin de maximiser  $S_{\Omega}$  est autour de  $\pm 72 \mu T$  pour la configuration diagonale et autour de  $0 \mu T$  pour la configuration off-diagonal.

En outre, il convient de rappeler que dans les expériences (*cf.* Figure 3.5), la valeur de l'impédance se trouve légèrement décalée par rapport à la valeur théorique au regard du champ magnétique résiduel mentionné précédemment. Afin de recentrer ces courbes, il est nécessaire d'appliquer un champ statique d'environ  $26 \mu T$ .

En comparant la sensibilité en champ dans les deux configurations étudiées, nous remarquons que la valeur de  $S_{\Omega_{21}}$  est 10 fois plus importante que celle de  $S_{\Omega_{11}}$ . Ces résultats montrent explicitement que la configuration MIG-bobine est effectivement plus pertinente dans le cadre de l'augmentation de la sensibilité en champ du magnétomètre. Le nombre de tours de la bobine de capture est ici de 450.

Ces résultats montrent que les sensibilités en champ subissent une symétrie centrale lors de l'inversion du courant statique.

Pour un courant DC positif, nous pouvons considérer que les courbes de sensibilité,  $S_{\Omega ij}$ , dans les deux configurations sont :

$$S_{\Omega_{11}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} \quad (3.9a)$$

et

$$S_{\Omega_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} \quad (3.9b)$$

Les expressions de  $S_{\Omega_{ij}}$  pour une un courant DC négatif peuvent être données par :

$$S_{\Omega_{11}} \Big|_{I_{dc}<0}^{B, T_0} = S_{\Omega_{11}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} + f_{11}[B] \quad (3.10a)$$

et

$$S_{\Omega_{21}} \Big|_{I_{dc}<0}^{B, T_0} = -S_{\Omega_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} + f_{21}[B] \quad (3.10b)$$

où  $f_{ij}[B]$  présentent les différences entre les valeurs de  $S_{\Omega_{ij}}$  pour deux valeurs opposées du courant DC de bias.

En inversant périodiquement le courant statique de sorte à générer un courant DC positif pour une première demi-période et un courant de DC négatif pour une seconde demi-période, nous obtenons la moyenne des expressions (3.10) et (3.9). Par conséquent, les sensibilités en champ des deux configurations s'expriment par :

$$S_{\Omega_{11}} \Big|_{I_{dc}}^{B, T} \times U[t] = S_{\Omega_{11}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} + \frac{f_{11}[B]}{2} U[t] \quad (3.11a)$$

et

$$S_{\Omega_{21}} \Big|_{I_{dc}}^{B, T} \times U[t] = \left( S_{\Omega_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} + \frac{f_{21}[B]}{2} \right) U[t]. \quad (3.11b)$$

En démodulant de manière synchrone à l'aide du signal  $U[t]$ , et après filtrage, les expressions (3.11a) et (3.11b) deviennent :

$$\left( S_{\Omega_{11}} \Big|_{I_{dc}}^{B, T} \times U[t] \right) \times U[t] = \frac{f_{11}[B]}{2} \quad (3.12a)$$

et

$$\left( S_{\Omega_{21}} \Big|_{I_{dc}}^{B, T} \times U[t] \right) \times U[t] = S_{\Omega_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} + \frac{f_{21}[B]}{2}. \quad (3.12b)$$

Le Tableau 3.2 résume, au regard de la méthode de double modulation proposée, les performances attendues en termes de sensibilité intrinsèque en champ pour les configurations diagonale et off-diagonal et la réalisation de la démodulation par  $U[t]$ . Il résume, d'une façon simple, l'effet de l'inversion du courant DC de bias sur la sensibilité en champ dans les deux modes, diagonale et off-diagonal. L'utilisation d'une simple démodulation par  $U[t]$  permet de recouvrer le signal en champ à détecter. Cependant, cette technique détériore la sensibilité en champ de la MIG diagonale. Dans le cas MIG off-diagonal, la sensibilité  $S_{\Omega_{21}}$  reste quasiment inchangée.

Mode	$B_p$	$I_{dc}$ (mA)	$S_{\Omega} _{B, T, I_{dc}}$	$S_{\Omega} _{B, T, I_{dc}} \times U[t]$	$S_{\Omega} _{B, T, I_{dc}} \times U[t] \times U[t]$
Diagonale (11)	$\forall B$	20	$S_{\Omega_{11}} _{B, T_0 [B]} _{I_{dc}>0}$	$S_{\Omega_{11}} _{B, T_0 [B]} _{I_{dc}>0} + \frac{1}{2}f_{11}[B]U[t]$	$\frac{1}{2}f_{11}[B] \rightarrow 0$
		-20	$S_{\Omega_{11}} _{B, T_0 [B]} _{I_{dc}>0} + f_{11}[B_p]$		
	$B_p = 72 \mu\text{T}$	20	$S_{\Omega_{max11}} _{B_p, T_0} _{I_{dc}>0}$	$S_{\Omega_{max11}} _{B_p, T_0} _{I_{dc}>0} + \frac{1}{2}f_{11}[B_p]U[t]$	$\frac{1}{2}f_{11}[B_p] \rightarrow 0$
		-20	$S_{\Omega_{max11}} _{B_p, T_0} _{I_{dc}>0} + f_{11}[B_p]$		
Off-diagonal (21)	$\forall B$	20	$S_{\Omega_{21}} _{B, T_0 [B]} _{I_{dc}>0}$	$\left( S_{\Omega_{21}} _{B, T_0 [B]} _{I_{dc}>0} + \frac{1}{2}f_{21}[B] \right) U[t]$	$S_{\Omega_{21}} _{B, T_0 [B]} _{I_{dc}>0} + \frac{1}{2}f_{21}[B] \rightarrow S_{\Omega_{21}} _{B, T_0 [B]} _{I_{dc}>0}$
		-20	$-S_{\Omega_{21}} _{B, T_0 [B]} _{I_{dc}>0} + f_{21}[B_p]$		
	$B_p = 0 \mu\text{T}$	20	$S_{\Omega_{max21}} _{B_p, T_0} _{I_{dc}>0}$	$\left( S_{\Omega_{max21}} _{B_p, T_0} _{I_{dc}>0} \right) U[t]$	$S_{\Omega_{max21}} _{B_p, T_0} _{I_{dc}>0}$
		-20	$-S_{\Omega_{max21}} _{B_p, T_0} _{I_{dc}>0}$		

Tableau 3.2 : Présentation simplifiée des sensibilités en champ ( $S_{\Omega_{ij}}$ ) (cf. Figure 3.12), le signal modulé par le courant  $I_{dc}$  de bias à la fréquence de  $U[t]$ , ( $S_{\Omega_{ij}} U[t]$ ), et le signal démodulé par  $U[t]$ , ( $S_{\Omega_{ij}} U[t] \times U[t]$ ) pour les deux configurations de la MIG.

## 7- Evaluation des angles $\theta_M$ et $\theta_k$ pour un point de fonctionnement optimal en champ, $B_p$

### 7.1- Angle de la direction de l'aimantation, $\theta_M$

Comme précisé précédemment, le point de fonctionnement en champ  $B_p$  est choisi afin d'augmenter la sensibilité intrinsèque en champ,  $S_\Omega$ . La variation de l'angle de la direction de l'aimantation,  $\theta_M$ , en fonction du champ magnétique est évaluée d'après l'expression (1.30) par simulation (cf. Figure 3.13). Cette dernière montre que  $\theta_M$  tend vers  $57^\circ$  et  $86^\circ$  pour des champs magnétiques de polarisation, respectivement, de  $72 \mu\text{T}$  et  $0 \mu\text{T}$ . Ces derniers présentent les points de fonctionnements optimaux de la configuration diagonale et off-diagonal.

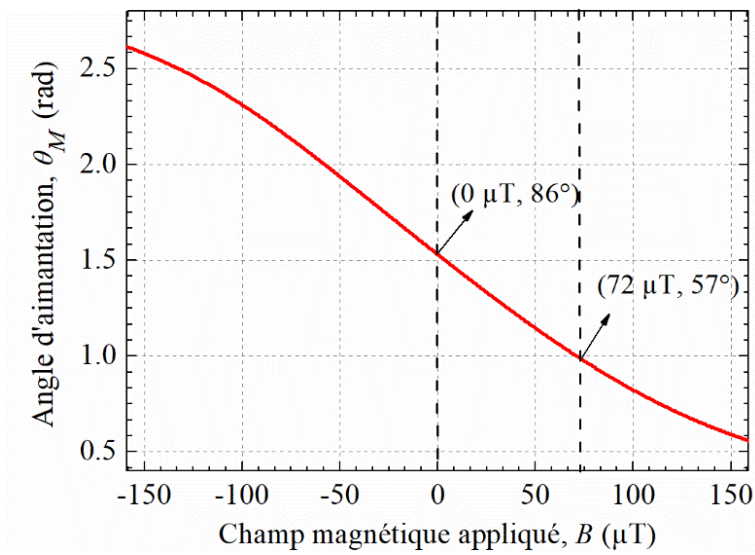


Figure 3.13 : Variation de l'angle de la direction de l'aimantation,  $\theta_M$ , en fonction du champ magnétique appliqué pour un courant statique  $I_{dc} = 20 \text{ mA}$ .

### 7.2- Angle d'anisotropie, $\theta_k$

Après avoir évalué  $B_p$  et  $\theta_M$  pour un  $I_{dc}$  de 20 mA pour chacune des deux configurations, il nous reste à déduire la valeur de l'angle d'anisotropie,  $\theta_k$ , intrinsèque à l'échantillon.

À partir de l'équation (2.30), une simulation de  $S_{\Omega_{21}}$  en mode off-diagonal en fonction de  $\theta_k$  est présentée en Figure 3.14. Une comparaison de cette courbe à celle obtenue par mesure permet d'approximer la valeur de  $\theta_k$ .

Dans cette sous-section, seule la variation de la sensibilité  $S_{\Omega_{21}}$  de la configuration off-diagonal en fonction de l'angle  $\theta_k$  a été examinée et comparée à la simulation, puisque cette configuration a été mise en œuvre par la suite. Néanmoins, la valeur déduite de l'angle  $\theta_k$  peut être utilisée dans les deux configurations puisque nous utilisons les mêmes conditions d'excitation.

Les mesures expérimentales pour cet échantillon donnent des valeurs de  $S_{\Omega_{21}}$  de  $-550 \text{ k}\Omega/\text{T}$ . Une comparaison avec la courbe théorique représentée dans la Figure 3.15 permet de déduire un angle  $\theta_k$  de  $85^\circ$  (1,48 rad) pour un point de fonctionnement optimal  $B_p$  de  $0 \mu\text{T}$ .

Cependant, les mesures réalisées ne sont pas parfaitement reproductibles, même pour une même composition de  $\mu$ fil et mêmes propriétés physiques du matériau MIG. Il est à noter qu'une variation de - 20% de  $S_{\Omega_{21}}$  engendre une variation de l'angle de  $\theta_k$  de  $85^\circ$  (1,48 rad) à  $52^\circ$  (0,9 rad).

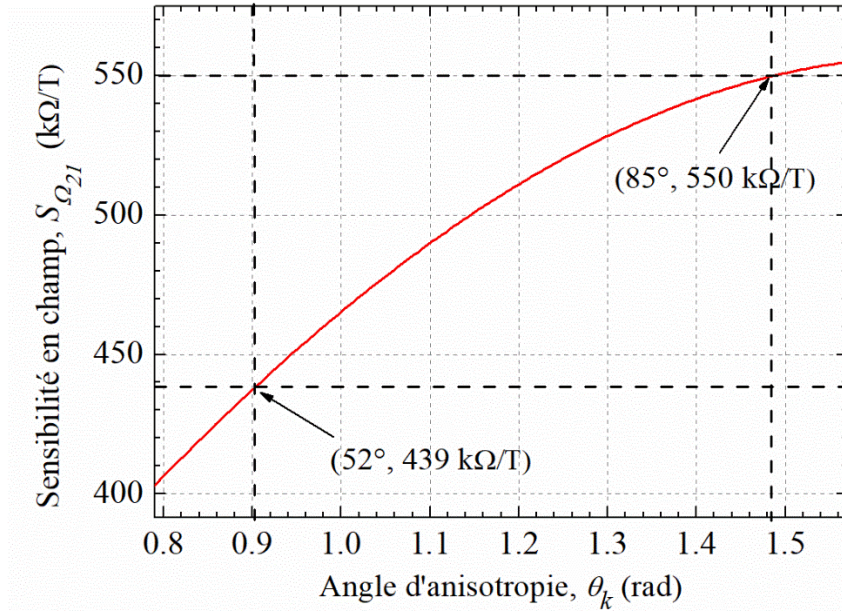


Figure 3.14 : La variation de la sensibilité en champ de la MIG off-diagonal en fonction de l'angle d'anisotropie,  $\theta_k$ .

## 8- Sensibilité en température de la MIG

En s'appuyant sur les précédents résultats et conclusions, nous allons évaluer, pour deux valeurs opposées du courant DC de bias, la sensibilité en température de la MIG,  $S_{T_{ij}}$ . Cette dernière dépend de la variation de l'angle d'aimantation et de l'impédance en fonction de la température (cf. Equation (2.31)). Soit des termes  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M} \frac{\partial \theta_M}{\partial T}$  et  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial T}$ . Notons que le terme  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial \theta_M}$  a été préalablement évalué pour les configurations diagonale et off-diagonal dans la partie 6.2.

### 8.1- Evaluation du terme $\partial \theta_M / \partial T$

La Figure 3.15 présente la sensibilité en température,  $\frac{\partial \theta_M}{\partial T}$ , de l'angle d'aimantation en fonction du champ pour deux valeurs opposées du courant DC de bias et de 20 mA d'amplitude. Ces deux courbes montrent que  $\frac{\partial \theta_M}{\partial T}$  subit par rapport à l'axe des ordonnées lors de l'inversion du courant statique. Pour un point de fonctionnement en champ de  $72 \mu T$ , tel que celui utilisé en configuration diagonale, les deux courbes de polarité opposées n'ont pas la même valeur à une température de 300 K. Pour la configuration off-diagonal, le point de fonctionnement retenu est  $B_p$  de  $0 \mu T$ , dans ce cas les deux courbes se superposent sur une même valeur.

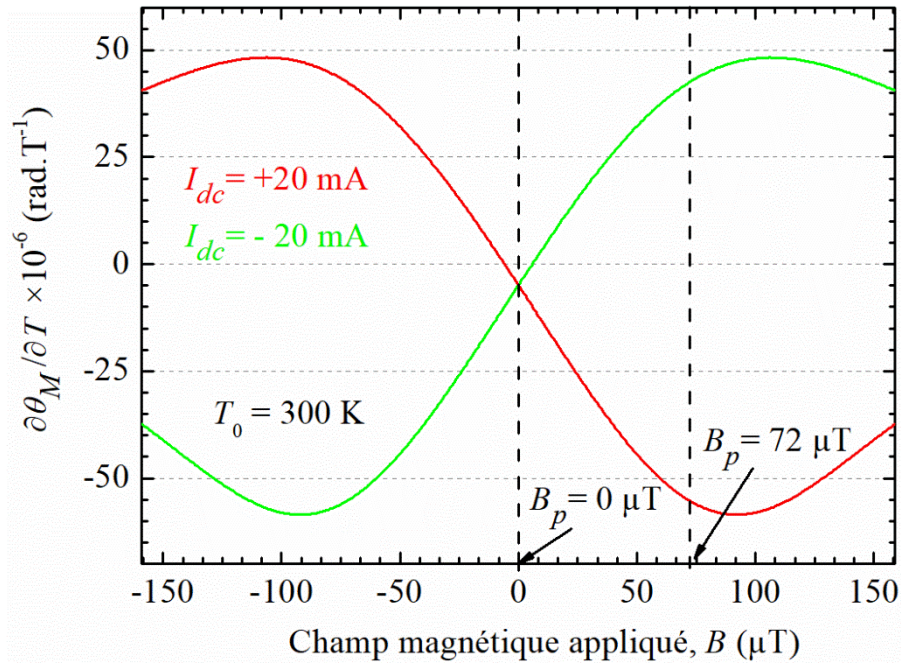


Figure 3.15 : Variation de la sensibilité en température de l'angle de l'aimantation,  $\frac{\partial \theta_M}{\partial T}$ , en fonction du champ pour deux valeurs opposées du courant statique.

La Figure 3.16 présente la variation du terme  $\frac{\partial \theta_M}{\partial T}$  en fonction de la température pour deux valeurs de courant de biais opposés. Le terme  $\frac{\partial \theta_M}{\partial T}$  est tracé aux points de fonctionnement en champ de 72 μT et 0 μT.

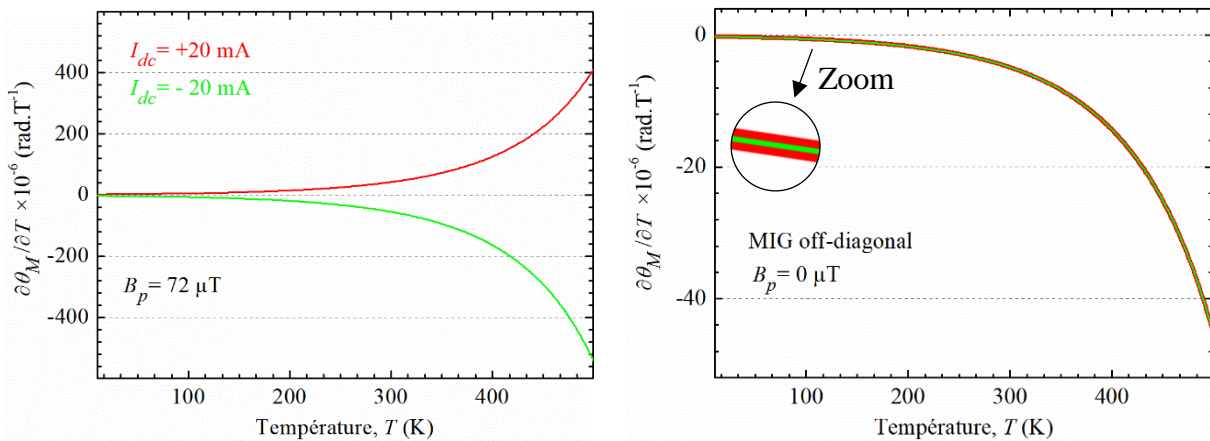


Figure 3.16 : Evaluation de  $\frac{\partial \theta_M}{\partial T}$  pour un point fixe en champ de 72 μT (à gauche), et 0 μT (à droite) correspondent, respectivement, aux points de fonctionnement optimaux pour la configuration diagonale et off-diagonal. Les courbes rouges et vertes correspondent, respectivement, à une valeur positive et négative du courant continu d'amplitude de 20 mA. Dans la figure droite, un zoom (présent dans l'insert) montre que ces deux courbes se superposent parfaitement.



Nous remarquons que pour un  $B_p$  de  $72 \mu\text{T}$  (correspondant à la configuration diagonale), les deux courbes de polarité opposées divergent vis-à-vis de la température. Pour  $B_p$  de  $0 \mu\text{T}$  (correspondant à la configuration off-diagonal), les deux courbes se superposent parfaitement sur la plage de température (cf. Figure 3.16).

Il reste maintenant à étudier la contribution du terme  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial T}$  vis-à-vis du champ et de la température afin de déduire la sensibilité en température de la MIG.

### 8.2- Evaluation du terme $\partial Z_{ij}/\partial T$

La Figure 3.17 présente les parties réelles et imaginaires de la dérivée partielle de l'impédance en fonction de la température,  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial T}$ , en fonction du champ magnétique et pour deux valeurs opposées du courant DC de bias de 20 mA d'amplitude. Les courbes sont évaluées à partir des équations (2.36a) et (2.36b) pour la configuration diagonale et off-diagonal, respectivement. Tout comme la variation de  $\frac{\partial \theta_M}{\partial T} \Big|_{I_{dc}} \Big|_{B_p}$  présenté en Figure 3.15, les courbes du terme  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial T} \Big|_{I_{dc}} \Big|_{B_p}$  pour deux valeurs opposées du courant statique de polarisation sont symétriques par rapport à l'axe des ordonnées.

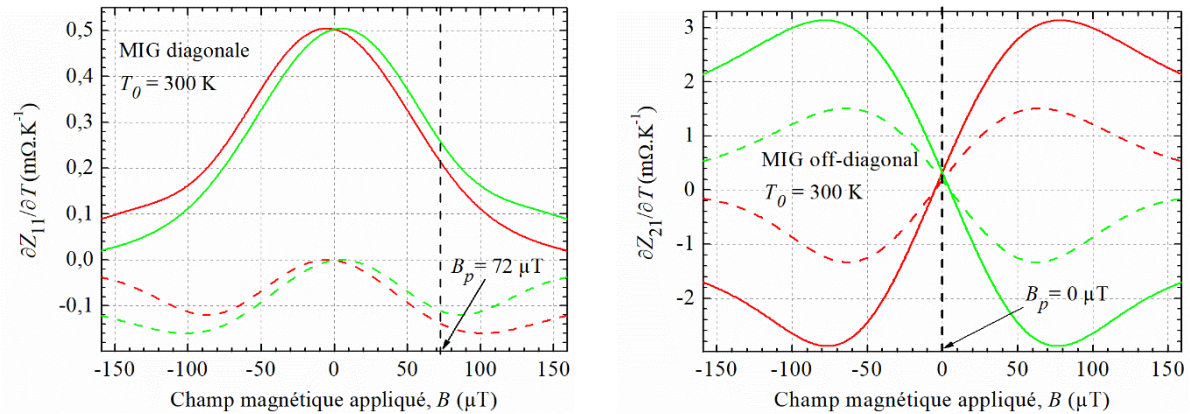


Figure 3.17 : Variations des parties réelles (courbes pleines) et imaginaires (courbes pointillées) de  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial T}$  en fonction du champ magnétique pour la MIG diagonale (à gauche) et off-diagonal (à droite). Les courbes sont évaluées pour une température de 300 K pour un courant bias de 20 mA (en couleur rouge) et -20 mA (en vert). Le terme  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial T}$  est tracé pour la configuration diagonale (figure gauche) et off-diagonal (figure droite). Une ligne verticale en pointillé est ajoutée pour chaque graphe indiquant le point de fonctionnement optimal de chaque configuration.

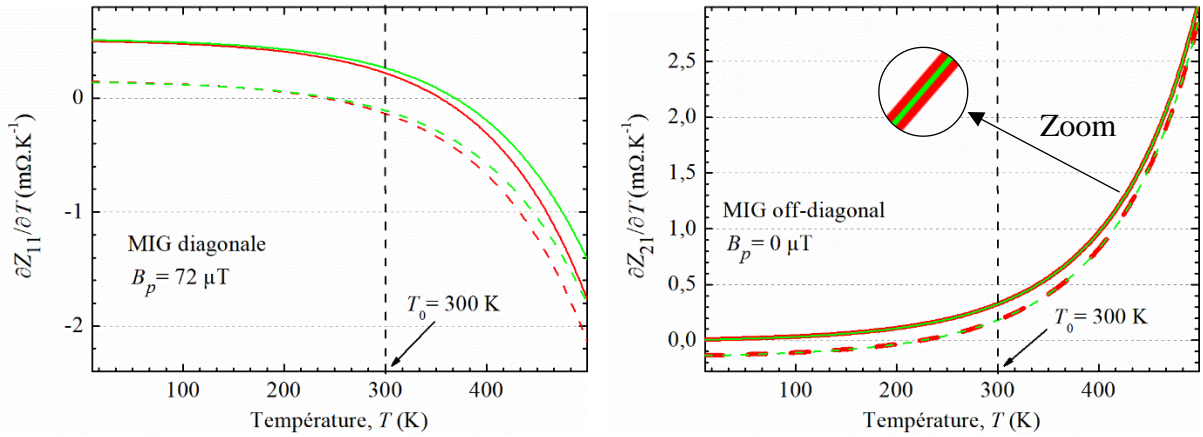


Figure 3.18 : Variations des parties réelles (courbes pleines) et imaginaires (courbes pointillées) du terme  $\frac{\partial Z_{ij}}{\partial T}$  en fonction de la température pour deux courants DC de bias opposés et un point de fonctionnement autour de  $72 \mu\text{T}$  pour la MIG diagonale (à gauche) et  $0 \mu\text{T}$  pour la MIG off-diagonale (à droite).

Nous remarquons que pour un champ statique nul,  $\frac{\partial Z_{21}}{\partial T}$  est identique pour les valeurs opposées du courant statique, quelle que soit la température (cf. Figure 3.18). Par contre, pour la MIG diagonale, il existe un écart entre ces courbes de polarité opposée représentant l'évolution de  $\frac{\partial Z_{11}}{\partial T}$ . Cet écart augmente avec l'augmentation de la température.

### 8.3- Evaluation de la sensibilité en température de la MIG, $S_{Tij}$

Les sensibilités en température,  $S_{Tij} \equiv \frac{dZ_{ij}}{dT}$ , (exprimée en  $\Omega/\text{K}$ ) en configuration diagonale et off-diagonale sont données par les équations (2.37a) et (2.37b). La Figure 3.19 montre le comportement des parties réelles et imaginaires des sensibilités en température en fonction du champ pour deux valeurs opposées du courant statique.

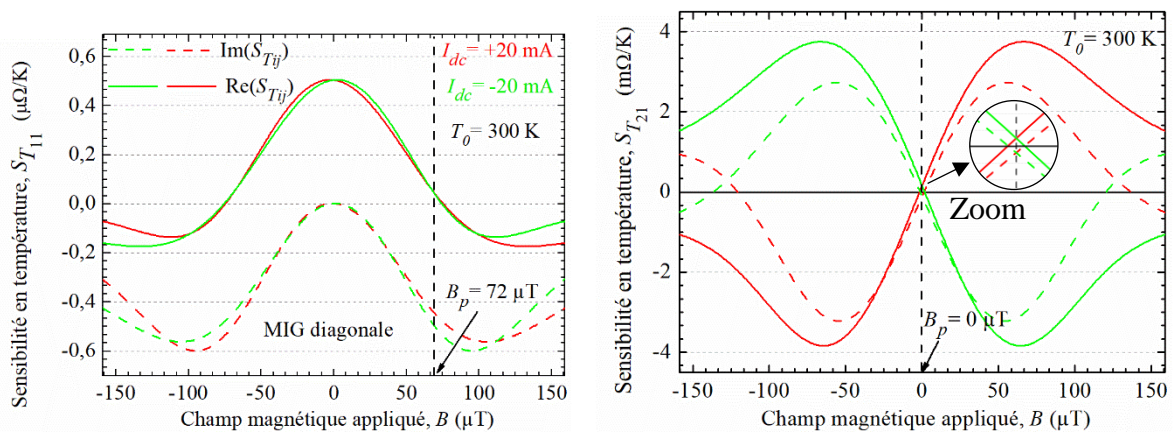


Figure 3.19 : Variations des parties réelles (courbes pleines) et imaginaires (courbes pointillées) de la sensibilité en température de la MIG diagonale (à gauche) et off-diagonale (à droite) pour deux courants statiques opposés. Dans la figure droite, l'insert présente l'évolution du terme  $S_{T_{21}}$ . Il est faible pour un champ nul mais ne s'annule pas.

Nous remarquons d'après les courbes de  $S_{T_{ij}}$  de la Figure 3.19, qu'il existe des écarts entre les valeurs de  $S_{T_{ij}}$  pour deux valeurs opposées du courant DC de bias. Cette différence varie vis-à-vis du champ magnétique, soit  $Q_{ij}$  [B].

Sachant que la variation maximale en champ de  $S_{T_{11}}$  est quasiment 7 fois plus petit que celui de  $S_{T_{21}}$ , la valeur de  $S_{T_{21}}$  est relativement petite ( $<0,2$  mΩ/K) pour un champ nul, par rapport au reste de la courbe à  $T_0 = 300$  K.

Comme le montre les courbes de la Figure 3.20 représentant la variation de l'impédance,  $S_{T_{ij}}$ , en fonction de la température pour un point de fonctionnement en champ fixe.

Dans la référence [25], Moiseev *et al.*, ont obtenu  $S_T = 0,41$  mΩ/K pour un champ nul. La mesure était réalisée à une fréquence d'excitation de 1 MHz, pour un film amorphe de composition  $Fe_5Co_{75}Si_{14}B_{16}$  implémenté en mode diagonale. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la valeur obtenue par simulation pour un champ nul ( $S_{T_{11}} = 0,5$  mΩ/K).

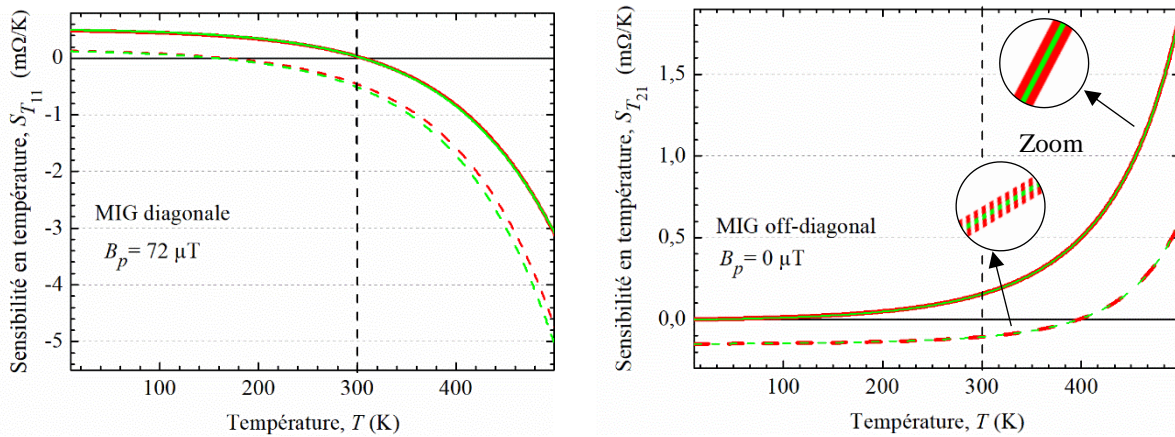


Figure 3.20 : Variations des parties réelles (courbes pleines) et imaginaires (courbes pointillées) de la sensibilité en température de la MIG,  $S_{T_{ij}}$ , en fonction de la température pour deux courants DC de bias opposés. La figure gauche présente la configuration MIG diagonale à un point de fonctionnement en champ  $B_p$  de  $72 \mu\text{T}$  et la droite présente la configuration MIG off-diagonal à un point de fonctionnement optimal en champ  $B_p$  de  $0 \mu\text{T}$ .

Nous remarquons d'après les inserts du graphe à droite de la Figure 3.20, que pour un champ statique nul,  $S_{T_{21}}$  est identique pour les valeurs opposées du courant statique, quelle que soit la température. Par contre, pour la MIG diagonale, il existe un petit écart entre ces courbes au point de fonctionnement optimal pour cette configuration ( $B_p$  de  $72 \mu\text{T}$ ). Cet écart augmente vis-à-vis de la température (*cf.* graphe à gauche de la Figure 3.20), soit  $w_{11}$  [T].

Quel que soit la valeur du champ magnétique, pour un courant DC positif, les variations en température des courbes  $S_{T_{ij}}$ , dans les deux configurations sont :

$$S_{T_{11}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T} [B, T] = S_{T_{11}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} [B] + S_{T_{11}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B_p, T} [T] \quad (3.13a)$$

et

$$S_{T_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T} [B, T] = S_{T_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} [B] + S_{T_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B_p, T} [T]. \quad (3.13b)$$

Les expressions de  $S_{T_{ij}}$  pour une un courant DC négatif deviennent :

$$S_{T_{11}} \Big|_{I_{dc}<0}^{B, T} [B, T] = S_{T_{11}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} [B] + S_{T_{11}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B_p, T} [T] + Q_{11}[B] + w_{11}[T] \quad (3.14a)$$

et

$$S_{T_{21}} \Big|_{I_{dc}<0}^{B, T} [B, T] = -S_{T_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} [B] + S_{T_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B_p, T} [T] + Q_{21}[B] + w_{21}[T]. \quad (3.14b)$$

En inversant périodiquement le courant DC de bias, les sensibilités en température de la configuration diagonale et off-diagonal s'expriment alors par :

$$S_{T_{11}} \Big|_{I_{dc}}^{B, T} [B, T] \times U[t] = S_{T_{11}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} [B] + S_{T_{11}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B_p, T} [T] + \frac{Q_{11}[B]}{2} U[t] + \frac{w_{11}[T]}{2} U[t] \quad (3.15a)$$

et

$$S_{T_{21}} \Big|_{I_{dc}}^{B, T} [B, T] \times U[t] = S_{T_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B_p, T} [T] + \left( S_{T_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} [B] + \frac{Q_{21}[B]}{2} + \frac{w_{21}[B]}{2} \right) U[t]. \quad (3.15b)$$

En démodulant à l'aide du signal  $U[t]$ , les expressions (3.15a) et (3.15b) se réduisent à :

$$\left( S_{T_{11}} \Big|_{I_{dc}}^{B, T} [B, T] \times U[t] \right) \times U[t] = \frac{Q_{11}[B]}{2} + \frac{w_{11}[T]}{2} \quad (3.16a)$$

et

$$\left( S_{T_{21}} \Big|_{I_{dc}}^{B, T_0} \times U[t] \right) \times U[t] = S_{T_{21}} \Big|_{I_{dc}>0}^{B, T_0} + \frac{Q_{21}[B]}{2} + \frac{w_{21}[B]}{2}. \quad (3.16b)$$

Le Tableau 3.3 résume, au regard de la méthode de double modulation proposée, les performances attendues en termes de sensibilité intrinsèque en champ pour les configuration diagonale et off-diagonal.

Mode	$B_p$	$I_{dc}$ (mA)	$S_{T T,B}$ $I_{dc}$	$S_{T T,B} \times U[t]$ $I_{dc}$	$\left( S_{T T,B} \times U[t] \right) \times U[t]$ $I_{dc}$
Diagonale (11)	$\forall B$	20	$S_{T_{11}} _{B, T_0} [B] + S_{T_{11}} _{B_p, T} [T]$ $I_{dc>0}$	$S_{T_{11}} _{B, T_0} [B] + S_{T_{11}} _{B_p, T} [T] +$ $\frac{1}{2}Q_{11}[B]U[t] + \frac{1}{2}w_{11}[T]U[t]$	$\frac{1}{2}Q_{11}[B] + \frac{1}{2}w_{11}[T] \rightarrow 0$
		-20	$S_{T_{11}} _{B, T_0} [B] + S_{T_{11}} _{B_p, T} [T] +$ $Q_{11}[B] + w_{11}[T]$		
	$B_p = 72 \mu T$	20	$S_{T_{11}} _{B_p, T_0} + S_{T_{11}} _{B_p, T} [T]$ $I_{dc>0}$	$S_{T_{11}} _{B_p, T_0} + S_{T_{11}} _{B_p, T} [T] +$ $\frac{1}{2}Q_{11}[B_p]U[t] + \frac{1}{2}w_{11}[T]U[t]$	$\frac{1}{2}Q_{11}[B_p] + \frac{1}{2}w_{11}[T] \rightarrow 0$
		-20	$S_{T_{11}} _{B_p, T_0} + S_{T_{11}} _{B_p, T} [T] +$ $Q_{11}[B_p] + w_{11}[T]$		
Off- diagonal (21)	$\forall B$	20	$S_{T_{21}} _{B, T_0} [B] + S_{T_{21}} _{B_p, T} [T]$ $I_{dc>0}$	$\left( S_{T_{21}} _{B, T_0} [B] + \frac{1}{2}Q_{21}[B] + \right.$ $\left. \frac{1}{2}w_{21}[T] \right) U[t] + S_{T_{21}} _{B_p, T} [T]$ $I_{dc>0}$	$S_{T_{21}} _{B, T_0} [B] +$ $\frac{1}{2}Q_{21}[B] + \frac{1}{2}w_{21}[T]$ $\rightarrow S_{T_{21}} _{B, T_0} [B]$ $I_{dc>0}$
		-20	$-S_{T_{21}} _{B, T_0} [B] + S_{T_{21}} _{B_p, T} [T] +$ $Q_{21}[B] + w_{21}[T]$		
	$B_p = 0 \mu T$	20	$S_{T_{21}} _{B_p, T_0} + S_{T_{21}} _{B_p, T} [T]$ $I_{dc>0}$	$S_{T_{21}} _{B_p, T_0} + S_{T_{21}} _{B_p, T} [T]$ $I_{dc>0}$	$\approx 0$
		-20	$S_{T_{21}} _{B_p, T_0} + S_{T_{21}} _{B_p, T} [T]$ $I_{dc>0}$		

Tableau 3.3 : Présentation simplifiée des sensibilités en température ( $S_{T_{ij}}$ ) (cf. Figure 3.19), le signal modulé par le courant  $I_{dc}$  de bias à la fréquence de  $U[t]$ , ( $S_{T_{ij}} U[t]$ ), et le signal démodulé par  $U[t]$ , ( $S_{T_{ij}} U[t] \times U[t]$ ) pour les deux modes de fonctionnement (MIG diagonale et off-diagonal).

Cette analyse montre donc l'importance de travailler à un champ nul pour la MIG off-diagonal afin d'augmenter la sensibilité en champ et de réduire la sensibilité température du capteur. En revanche, pour la MIG diagonale, la sensibilité en température est réduite en inversant le courant DC au point de fonctionnement optimal (72  $\mu\text{T}$ ). Néanmoins, nous rappelons que la sensibilité en champ en est diminuée.

### 9- Fluctuation d'offset en température de la MIG $FOT_{ij} \equiv S_{Tij}/S_{\Omega ij}$

Les Fluctuations d'Offset en Température,  $FOT_{ij}$ , du magnétomètre MIG est calculée à partir du rapport entre la sensibilité en température et la sensibilité en champ de la MIG ( $S_{Tij}/S_{\Omega ij}$ ).

Mode	$B_p$	$FOT_{ij} = \left( \left( S_{Tij}/S_{\Omega ij} \Big _{T,B} \Big _{I_{dc}} \right) \times U[t] \right) \times U[t]$
Diagonale (11)	$\forall B$	$\frac{Q_{11}[B] + w_{11}[T]}{f_{11}[B]} \neq 0$
	$B_p = 72 \mu\text{T}$	$\frac{Q_{11}[B_p] + w_{11}[T]}{f_{11}[B_p]} \neq 0$
Off-diagonal (21)	$\forall B$	$\frac{S_{T_{21}} \Big _{B, T_0} [B] + \frac{1}{2} Q_{21}[B] + \frac{1}{2} w_{21}[T]}{S_{\Omega_{21}} \Big _{B, T_0} [B] + \frac{1}{2} f_{21}[B]} \Big _{I_{dc} > 0} \rightarrow \frac{S_{T_{21}} \Big _{B, T_0}}{S_{\Omega_{21}} \Big _{B, T_0}} \Big _{I_{dc} > 0}$
	$B_p = 0 \mu\text{T}$	$\frac{0}{S_{\Omega_{max_{21}}} \Big _{B_p, T_0}} \Big _{I_{dc} > 0} \approx 0$

Tableau 3.4 : Evaluation des fluctuations d'offset en température de la MIG au regard des modes présentés dans les Tableaux 3.2 et 3.3.

Le Tableau 3.4 montre l'efficacité et la limite de l'effet de l'inversion du courant DC de bias sur le magnétomètre MIG pour les modes diagonale et off-diagonal. Nous pouvons remarquer que quel que soit le champ magnétique, dans le mode off-diagonal, la sensibilité en champ classique obtenue après la double modulation est conservée. Alors que dans le cas de la MIG diagonale, la sensibilité en champ se réduit à  $\frac{1}{2} f_{11}[B_p]$ . De plus, nous pouvons remarquer que la sensibilité en température de la MIG diagonale,  $S_{T_{11}}$ , est plus importante que celle de la MIG off-diagonal,  $S_{T_{21}}$ . Les ordres de grandeur des fluctuations attendues sont donnés dans le Tableau 3.5 pour chacune des configurations et pour deux valeurs du champ magnétique.

Mode	$B_p$ ( $\mu\text{T}$ )	Modulation simple $FOT_{ij}$	Double modulation par $I_{dc}$ $(FOT_{ij}) \times U[t] \times U[t]$
Diagonale (11)	72	-1,2 nT/K	-1,16 nT/K
	72-26	10,32 nT/K	-46 nT/K
Off-diagonal (21)	0	-0,55 nT/K	$\approx 0$ nT/K
	26	-10,4 nT/K	-4,8 nT/K

Tableau 3.5 : Tableau de synthèse montrant les valeurs numériques des fluctuations en température de la MIG diagonale et off-diagonal pour la modulation simple et pour la nouvelle technique adoptée par l'ajout d'une deuxième modulation en courant bias.

Nous remarquons que pour un point de fonctionnement en champ nul, les fluctuations d'offset en température de la configuration off-diagonal présentent une valeur négligeable ( $FOT_{21} \approx 0$  nT/K). En revanche, pour un champ résiduel de  $26 \mu\text{T}$ , une amélioration d'un rapport de 2,1 des  $FOT_{21}|_{B_p=26 \mu\text{T}}$  est obtenue par rapport à la technique classique. Cela montre l'importance de se positionner à un champ statique quasi nul afin de supprimer toute dérive engendrée par les variations de la température de la MIG off-diagonal.

Par contre, nous pouvons voir clairement que dans le cas de la MIG diagonale, cette technique n'est pas efficace. En effet, les  $FOT_{11}$  sont quasiment invariables (il ne diminue que de  $0,04$  nT/K).

Néanmoins, il est possible de proposer une autre technique de modulation pour la configuration diagonale. Cette technique consiste à inverser le champ magnétique  $B_p$  au lieu d'inverser le courant bias  $I_{dc}$ .

En effet, nous remarquons d'après le graphe gauche de la Figure 3.12 qu'à un champ magnétique  $+70 \mu\text{T}$ , la sensibilité de la MIG diagonale,  $S_{\Omega_{11}}|_{B_p=+72 \mu\text{T}}$ , atteint une valeur maximale et pour un champ d'amplitude opposé ( $-70 \mu\text{T}$ ),  $S_{\Omega_{11}}|_{B_p=-72 \mu\text{T}}$ , atteint une valeur minimale. Ainsi, la soustraction de ces deux sensibilités permet de conserver la valeur de  $S_{\Omega_{11}}$  classique dans la mise en œuvre finale.

De plus, les deux valeurs des  $S_{T_{11}}$  pour deux valeurs opposées du champ magnétique d'amplitude  $\pm 72 \mu\text{T}$  sont approximativement les mêmes. Alors, la soustraction de ces deux valeurs de  $S_{T_{11}}$  sera très faible. Par conséquent et dans le cas présent, une modulation du champ magnétique de la MIG diagonale à un point de fonctionnement  $|72 \mu\text{T}|$  entraîne une réduction des  $FOT_{11}$ .

Au regard de cette modulation et pour les mêmes points de fonctionnement en température (300 K) et en courant statique (20 mA), les  $FOT_{11}|_{B_p=\pm 72 \mu\text{T}}$  se réduisent de  $-1,16$  nT/K à  $0,075$  nT/K.

En outre, en considérant un champ résiduel  $B_p = 26 \mu\text{T}$  correspondant à l'incertitude de mesure du champ (cf. Figure 3.6), les  $FOT_{11}|_{B_p=\pm 46 \mu\text{T}}$  obtenues sont égales à  $-0,47 \text{ nT/K}$  pour la technique de modulation en champ et à un point de fonctionnement de  $46 \mu\text{T}$  ( $=72-26$ ). Le Tableau 3.6 montre les résultats obtenus par modulation du champ magnétique.

Mode	$B_p$ ( $\mu\text{T}$ )	Modulation simple en champ $FOT_{11}$	Double modulation par $B_p$ ( $FOT_{ij}$ ) $\times U[t] \times U[t]$
Diagonale (11)	72	-1,2 nT/K	0,075 nT/K
	72-26	10,32 nT/K	-0,47 nT/K

Tableau 3.6 : Résultat des valeurs numériques des fluctuations en température de la MIG pour la modulation simple et par l'ajout d'une deuxième modulation en champ magnétique.

Il faut noter que la technique de modulation en champ permet de conserver la sensibilité en champ classique de la MIG diagonale par rapport à la modulation en courant DC de bias. Cependant, la valeur obtenue reste inférieure à celle de  $S_{\Omega_{21}}$ .

De plus, les  $FOT_{11}$  obtenues (0,075 nT/K) restent plus importantes que celles attendues dans le mode off-diagonal, ( $\approx 0 \text{ nT/K}$ ).

Pour ces raisons, nous avons choisi de mettre en œuvre la modulation en courant en adoptant la configuration off-diagonal plus prometteuse. Ainsi, dans la suite de ce manuscrit, seule l'étude de la MIG off-diagonal sera développée.

## 10- Mise en œuvre d'une double modulation

Afin de vérifier l'efficacité de cette mise en œuvre, nous avons développé un nouveau circuit électronique intégrant ce principe (cf. Figure 3.21). Il est à noter cependant, lors de l'étude théorique que le courant DC était modulé par une inversion de signe. Il s'apparente alors à un signal carré. En pratique, nous utiliserons une modulation par un signal sinusoïdal. Ceci permet de faciliter la mise en œuvre tout en conservant, dans une certaine mesure, les performances attendues en termes de stabilité.

La MIG off-diagonal est excitée, par deux courants sinusoïdaux ayant, respectivement, une fréquence  $f_p = 1 \text{ MHz}$  et  $f_b = 10 \text{ kHz}$  et des amplitudes de 10 mA et 20 mA. Le signal sinusoïdal de basse fréquence  $I_{dc}U[t] = I_{dc} \sin(\omega_b t + \varphi)$  de pulsation  $\omega_b$  et de phase  $\varphi$  permet une inversion du courant DC de bias. Ainsi, dans cette configuration, la bobine de détection détecte une double modulation en amplitude induite par le champ magnétique à détecter  $b[t]$  et par le courant DC de bias  $I_{dc}U[t]$ .



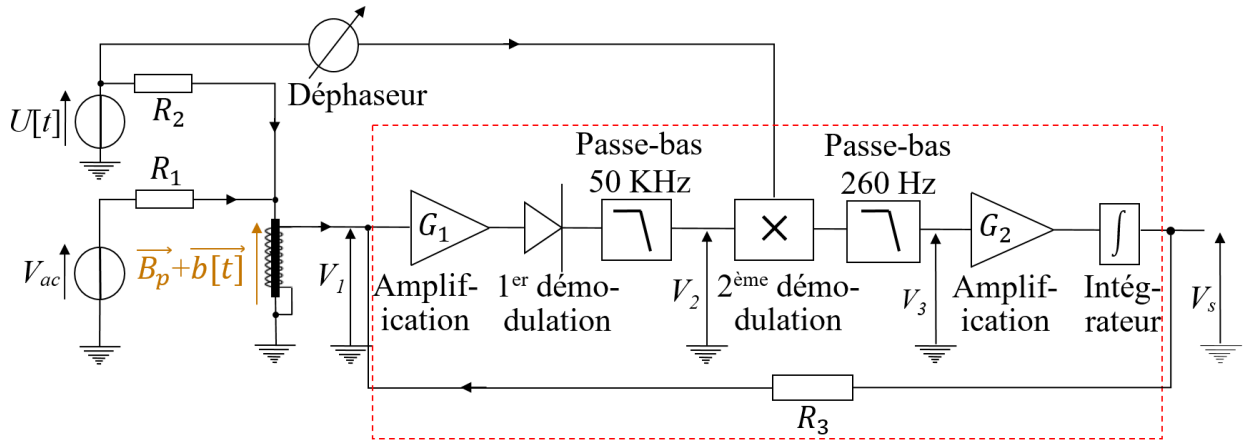


Figure 3.21 : Schéma du nouveau circuit électronique du magnétomètre MIG off-diagonal permettant de s'affranchir des fluctuations de température. Il consiste en une double modulation en courant pour une fréquence de 10 kHz permettant un inversement du courant continu. Les champs  $\vec{B}_p$  et  $\vec{b}[t]$  sont, respectivement, le champ statique et le champ à détecter par la MIG.  $R_3$  de 1,12 k $\Omega$  est la résistance de bouclage.

En tenant compte des hypothèses précédentes et du point de fonctionnement en champ nul, la tension aux bornes de la MIG (cf. Equation (3.7)) s'exprime à partir de l'équation (3.3b), et les Tableaux 3.2 et 3.3 par :

$$V_1 = I_{ac} \cos(\omega_p t) \Re e \left\{ \left( Z_{210} \Big|_{B, T_0, I_{dc} > 0} + \frac{1}{2} d_{21}[B] \right) U[t] + \left( S_{\Omega 21} \Big|_{B, T_0, I_{dc} > 0} + \frac{1}{2} f_{21}[B] \right) U[t] b[t] + \left[ \left( S_{T 21} \Big|_{B, T_0, I_{dc} > 0} + \frac{1}{2} Q_{21}[B] \right) U[t] + S_{T 21} \Big|_{B_p, T, I_{dc} > 0} \right] \Delta T[t] + z_{ij_n}[t] \right\}. \quad (3.17)$$

A la suite, un étage d'adaptation, constitué d'un amplificateur linéaire intégré ADA4898 non-inverseur de très haute impédance, permet d'amplifier judicieusement le signal détecté par la bobine de capture. Cet étage a un gain de  $G_I = 5$ .

Le signal exprimé par l'équation (3.17) est démodulé grâce à deux étages consécutifs. La première démodulation consiste en un détecteur crête à diode à double alternance.

Le signal issu du détecteur est filtré par à l'aide d'un filtre passe-bas d'ordre 1 ayant une fréquence de coupure vingt fois plus petite que celle de la porteuse. Son rôle est principalement de réduire le résiduel du signal provenant de la porteuse. Soit :

$$V_2 = G_1 \frac{I_{ac}}{2} \Re e \left\{ \left( Z_{210} \Big|_{\substack{B, T_0 \\ I_{dc} > 0}} + \frac{1}{2} d_{21}[B] \right) U[t] + \left( S_{\Omega 21} \Big|_{\substack{B, T_0 \\ I_{dc} > 0}} + \frac{1}{2} f_{21}[B] \right) U[t] b[t] + \right. \\ \left. \left[ \left( S_{T 21} \Big|_{\substack{B, T_0 \\ I_{dc} > 0}} + \frac{1}{2} Q_{21}[B] \right) U[t] + S_{T 21} \Big|_{\substack{B_p, T \\ I_{dc} > 0}} \Delta T[t] + z_{ij_n}[t] \right] \right\} \quad (3.18)$$

où  $G_1$  est le gain de l'étage de démodulation (cf. Figure 3.21).

Par la suite, un multiplieur à quatre quadrants AD835ARZ est utilisé afin de réaliser la deuxième démodulation, à la fréquence d'inversion du courant de bias. De plus, nous cherchons expérimentalement à régler le déphaseur (cf. Figure 3.21) pour que les signaux  $V_2[t]$  et  $U[t]$  soient en phase. Ce signal démodulé est filtré par un filtre passe-bas du premier ordre ayant une fréquence de coupure de 260 Hz et un gain de  $G_2$  de 200.

Pour assurer la suppression des erreurs statiques en boucle fermée, un étage intégrateur est ajouté. Enfin, un bouclage est réalisé à l'aide d'une résistance,  $R_3$ , relié à la bobine de détection, ainsi réalisant la contre-réaction de la chaîne d'acquisition.

L'équation (3.18) se simplifie d'après les Tableaux 3.2 et 3.3 par :

$$V_3 = \frac{G_1 G_2 I_{ac}}{4} \Re e \left\{ \left( Z_{210} \Big|_{\substack{B, T_0 \\ I_{dc} > 0}} + \frac{1}{2} d_{21}[B] \right) + \left( S_{\Omega 21} \Big|_{\substack{B, T_0 \\ I_{dc} > 0}} + \frac{1}{2} f_{21}[B] \right) b[t] \right. \\ \left. + \left( S_{T 21} \Big|_{\substack{B, T_0 \\ I_{dc} > 0}} + \frac{1}{2} Q_{21}[B] \right) \Delta T[t] + z_{ij_n}[t] \right\} \quad (3.19)$$

où  $G_2$  représente l'amplification du dernier étage (cf. Figure 3.21).

L'équation (3.19) montre que de nombreuses fluctuations ont été rejetées par la deuxième démodulation, permettant ainsi une meilleure stabilité.

Notez que si nous considérons un point de fonctionnement,  $B_p = 0 \mu T$ , les valeurs de l'impédance et de la sensibilité en température de la MIG off-diagonal, pour deux valeurs de courant DC de bias opposées, sont égales,  $Z_{210} \Big|_{\substack{B_p, T_0 \\ I_{dc} < 0}} = Z_{210} \Big|_{\substack{B_p, T_0 \\ I_{dc} > 0}}$  et  $S_{T 21} \Big|_{\substack{B_p, T_0 \\ I_{dc} < 0}} = S_{T 21} \Big|_{\substack{B_p, T_0 \\ I_{dc} > 0}}$  (cf. graphe à gauche de la Figure 3.4 et Tableau 3.3). De plus, la valeur de  $f_{21} \Big|_{B_p=0}$  est relativement faible par rapport à  $S_{\Omega 21} \Big|_{\substack{B_p, T_0 \\ I_{dc} > 0}}$ . Par conséquent, l'équation (3.19) se réduit à :

$$V_3 \Big|_{B_p=0} \approx G_1 G_2 \frac{I_{ac}}{4} \Re e \left\{ \left( S_{\Omega 21} \Big|_{\substack{B_p=0, T \\ I_{dc} > 0}} \right) b[t] + z_{ij_n}[t] \right\} \quad (3.20)$$

Cette étude montre que pour un point de fonctionnement en champ nul, il est possible d'obtenir un magnétomètre qui est, dans une certaine mesure, indépendant de la température.

## 11- Résultats expérimentaux

### 11.1- Stabilité à long terme et en température

Dans le but de comparer la nouvelle implémentation de la MIG et le modèle proposé, six expériences de 12 heures chacune sont réalisées. Elles mettent en œuvre simultanément un capteur de température, le même échantillon MIG off-diagonal et un Fluxgate commercial (Bartington MAG03). Ce dernier est utilisé en tant qu'instrument de référence. Il permet de vérifier la stabilité en champ des conditions de mesure. Tous les capteurs sont placés dans la chambre blindée amagnétique de notre laboratoire.

Les deux architectures de la MIG off-diagonal sont excitées par un courant sinusoïdal d'amplitude 10 mA à une fréquence d'excitation de 1 MHz. Simultanément, un courant sinusoïdal de 20 mA d'amplitude à une fréquence de 10 kHz, parcourt la MIG dans le cas de la nouvelle technique, et un courant statique de 20 mA est injecté par le cas de la configuration classique.

L'augmentation de la température se fait par un flux de chaleur d'un appareil situé en dehors de la chambre blindée. L'augmentation de la température de la chambre, d'une vingtaine de degrés, nécessite l'application de ce flux d'air pendant d'une dizaine de minutes.

Les sorties de ces capteurs sont enregistrées sur une durée de 12 heures pour chaque expérience, à l'aide du système d'acquisition précédemment décrit (cf. Section 2 page 89), pour une analyse ultérieure des données. Par la suite, toutes les données sont filtrées numériquement à 200 mHz afin de rejeter le bruit à haute fréquence.

Le Tableau 3.7 présente les fluctuations d'offset pour une variation de la température d'une vingtaine de degré (pour des séries de 25 mesures). Ainsi, une valeur moyenne des  $FOT_{21}$  de -10,1 nT/K est obtenue pour la MIG classique (simple modulation) avec un écart-type (une précision) de 2,3. En outre, une valeur moyenne des  $FOT_{21}$  de -2 nT/K est obtenue pour la MIG double modulation avec un écart-type de 0,68.

Architecture	Modulation simple	Double modulation
$FOT_{21}$	-10,1 nT/K	-2 nT/K
Ecart-type	2,3 nT/K	0,68 nT/K

Tableau 3.7 : Résultats expérimentaux présentant une moyenne des fluctuations d'offset en température de la MIG pour les modulations simple et double du courant DC de bias (série de 25 mesures pour chacune des architectures).

La Figure 3.22 montre un résultat typique des réponses des magnétomètres en termes de stabilités temporelle et thermique. Celles-ci sont représentées en Figure 3.22 a), b) et c) pour la MIG off-diagonal classique et en Figure 3.22 d), e) et f) dans le cas de la double modulation. La réponse du Fluxgate est représentée par les courbes vertes dans tous les graphes de la Figure 3.22.

La première expérience présente la sortie des magnétomètres pour les 12 premières heures d'acquisition. La seconde expérience s'intéresse au même type de variation, mais tenant compte d'un temps de stabilisation préalable de 20 heures. Enfin, la dernière expérience présente la variation de la réponse des magnétomètres vis-à-vis de l'augmentation de température.

Les premières expériences (Figure 3.22 a) et d)) montrent que la MIG double modulation permet une amélioration significative (d'un rapport de 13,5) de la stabilité à long terme induite par un temps de stabilisation du capteur. Nous notons d'après la Figure 3.22 d) que la stabilité obtenue pour la MIG double modulation (0,3 nT/h) est mieux que celle du Fluxgate (0,5 nT/h).

Pour les secondes expériences (Figure 3.22 b) et e)), la stabilité à long terme est également améliorée, mais de manière moins efficace (gain d'un facteur 6,5). Une valeur de 0,13 nT/h pour la stabilité à long terme a été observée pour les deux magnétomètres, la MIG double modulation et le Fluxgate. Cette valeur peut représenter une dérive du champ magnétique continu à l'intérieur de la chambre blindée. En effet, les fluctuations mesurées du conditionnement électronique seul<sup>2</sup> sont de 60 pT/h dans les mêmes conditions de mesure. Cette valeur est inférieure à celle obtenue par la MIG.

Pour les troisièmes expériences (Figure 3.22 c) et f)), un gain d'un facteur 5 a été obtenu en termes de réjections des fluctuations de la température à l'aide de la méthode proposée. Nous pouvons remarquer d'après la Figure 3.22 f), que la dérivée en champ de la MIG double modulation vis-à-vis de la température (-1,8 nT/K) est inférieure à de celle obtenue par à l'aide du Fluxgate (4,3 nT/K).

Ces résultats montrent que les stabilités à long terme et en température de la MIG double modulation sont meilleures que celles du Fluxgate utilisé, même si ce dernier est complètement encapsulé et possède une compensation de la dérive thermique. Il est important de rappeler que la MIG off-diagonal est ici non encapsulée. L'utilisation d'une double modulation s'avère donc compétitive en termes de stabilité à long terme et de dépendance en température par rapport aux magnétomètres industriels.

---

<sup>2</sup> Mesurée à l'aide d'un échantillon fantôme

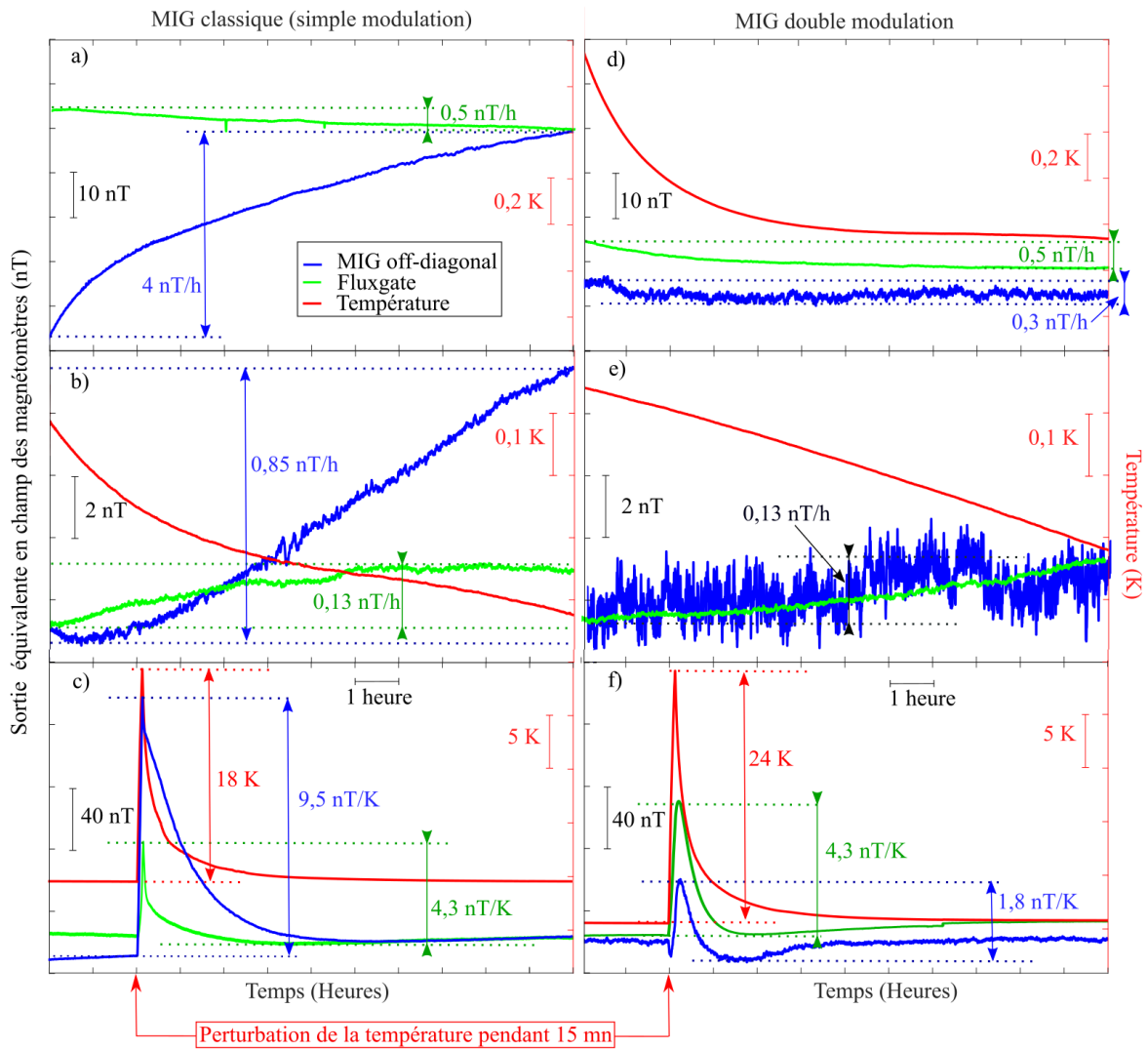


Figure 3.22 : Observation des sorties des magnétomètres MIG et Fluxgate représentées, respectivement, par les courbes bleue et verte. L'évolution de la température est représentée par les courbes rouges. La stabilité des magnétomètres est étudiée en utilisant la MIG classique en (a), (b) et (c), et le MIG double excitation en (d), (e) et (f). Les figures (a) et (d) présentent la sortie des magnétomètres pour les 12 premières heures d'acquisition, (b) et (e) présentent les données enregistrées après une durée de 20 heures d'acquisition et enfin (c) et (f) présentent les variations des  $FOT_{21}$  des magnétomètres pour une augmentation de température de 18 K et 24 K, respectivement, par rapport à la température ambiante (environ 300 K). Pour une meilleure visualisation des réponses, les courbes de la MIG ont été inversées.

## 11.2- Densité spectrale de bruit équivalent en champ aux extrêmement basses fréquences

Les densités de bruit équivalent en champ (exprimée en  $T/\sqrt{Hz}$ ) mesurées pour les trois magnétomètres (MIG double modulation, MIG classique et Fluxgate MAG03) sont présentées en Figure 3.23. Les résultats obtenus à l'aide de l'analyseur de spectre (*cf.* Figure 3.23 courbes rouges) et le système d'acquisition présenté en page 89 (*cf.* Figure 3.23 courbes a), b) et c)) se sont associés et se superposent sur la plage commune d'observation. Ils permettent de valider indirectement le bon fonctionnement du système d'acquisition 24 bits.

Un signal magnétique de référence à 20 Hz est appliqué au système dans le cas des mesures avec l'analyseur de spectre. Ce signal est détecté par les trois magnétomètres. Par ailleurs, les magnétomètres, placés dans la chambre blindée, sont assez sensibles pour détecter le signal résiduel de 50 Hz et les harmoniques dans les deux méthodes de mesures.

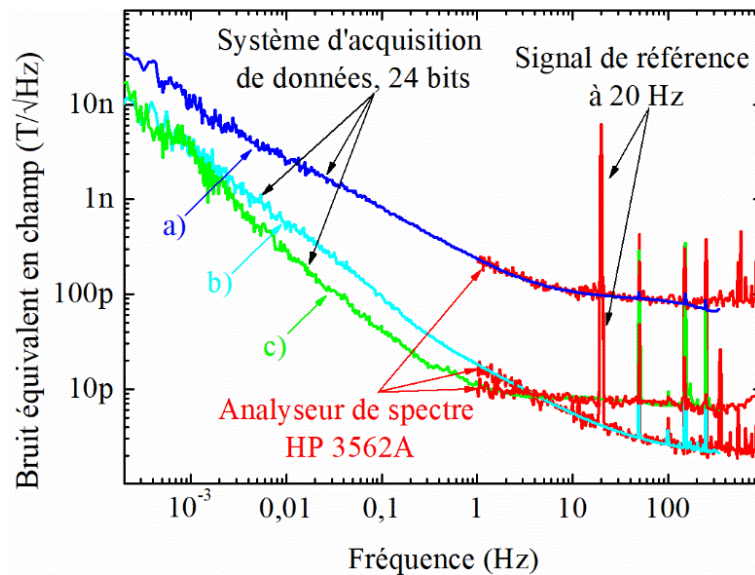


Figure 3.23 : La densité spectrale de bruit équivalent en champ à basse fréquence des magnétomètres, a) MIG double modulation, b) MIG classique (simple modulation) et c) Fluxgate MAG03, mesurés simultanément à l'aide du système d'acquisition détaillé précédemment, et un analyseur de spectre HP 3562A. Un champ magnétique de référence à 20 Hz est appliqué lors des mesures faites à l'aide de l'analyseur de spectre.

À 1 mHz, le bruit équivalent en champ de la MIG classique et du Fluxgate présente la même valeur ( $3,7 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) (cf. Figure 3.23 courbe b et c, respectivement)). Par contre, la MIG double modulation (cf. Figure 3.23 courbe a)) génère un niveau de bruit trois fois plus élevé que celle-ci ( $11 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ).

En revanche, aux extrêmement basses fréquences, le bruit équivalent en champ de la MIG double modulation présente une courbe  $1/f$ , alors que la MIG classique et le Fluxgate présentent des courbes ayant, respectivement, des pentes en  $1/f^{1,5}$  et en  $1/f^{1,7}$ . Ainsi, nous pouvons remarquer qu'à une fréquence inférieure à 1 mHz, le bruit équivalent en champ du Fluxgate devient supérieur à celui de la MIG classique. En plus, par interpolation, nous trouverons que, à une fréquence inférieure à  $20 \mu\text{Hz}$ , le bruit équivalent en champ de la MIG double excitation sera inférieure à celle obtenue par les deux autres magnétomètres.

Le bruit blanc de la MIG classique est le plus faible parmi les trois magnétomètres. Ce niveau de bruit, limité par l'électronique [27], présente une valeur de  $3,5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour une bande passante allant de 100 Hz jusqu'à 1 kHz. Cette dernière est limitée par un filtre passe-bas ayant une fréquence de coupure de 1 kHz. Le niveau de bruit blanc du Fluxgate est double de celui de la MIG classique et sur une plage de 1 Hz à 1 kHz. Le bruit magnétique de la MIG double modulation présente une valeur de  $80 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  en zone de bruit blanc. Soit une augmentation

d'un facteur de 23 par rapport à la valeur obtenue par la MIG classique (simple modulation) sur une plage fréquentielle de 10 Hz jusqu'à 1 kHz.

La densité spectrale de bruit équivalent en champ à 1 Hz,  $b_n$ , de la MIG classique est intrinsèque à l'élément sensible [27][26]. Elle présente une valeur de 13 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ . Cette valeur est proche de celle obtenue par le Fluxgate (10 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ). En revanche, la MIG double modulation est 20 fois plus bruitée à 1 Hz que la MIG classique, présentant un bruit de 255 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ . Cette valeur ne correspond pas à la valeur estimée à l'aide de l'équation (2.3).

### 11.3- Fonction de transfert et bande passante des magnétomètres

La Figure 3.24 illustre les sensibilités en tension,  $S_V$ , des deux architectures des magnétomètres MIG off-diagonal (MIG classique et MIG double modulation) en plus de celle du Fluxgate.

La bande passante à -3 dB de la nouvelle architecture (MIG double modulation) se réduit de 1 kHz à 46 Hz (cf. Figure 3.24).

Nous remarquons, en plus, que les fonctions de transfert des capteurs MIG off-diagonal sont supérieures à celle du Fluxgate. A noter que la fonction de transfert est fixée par la contre-réaction qui est établie par la résistance  $R_3$  (cf. Figure 3.21).

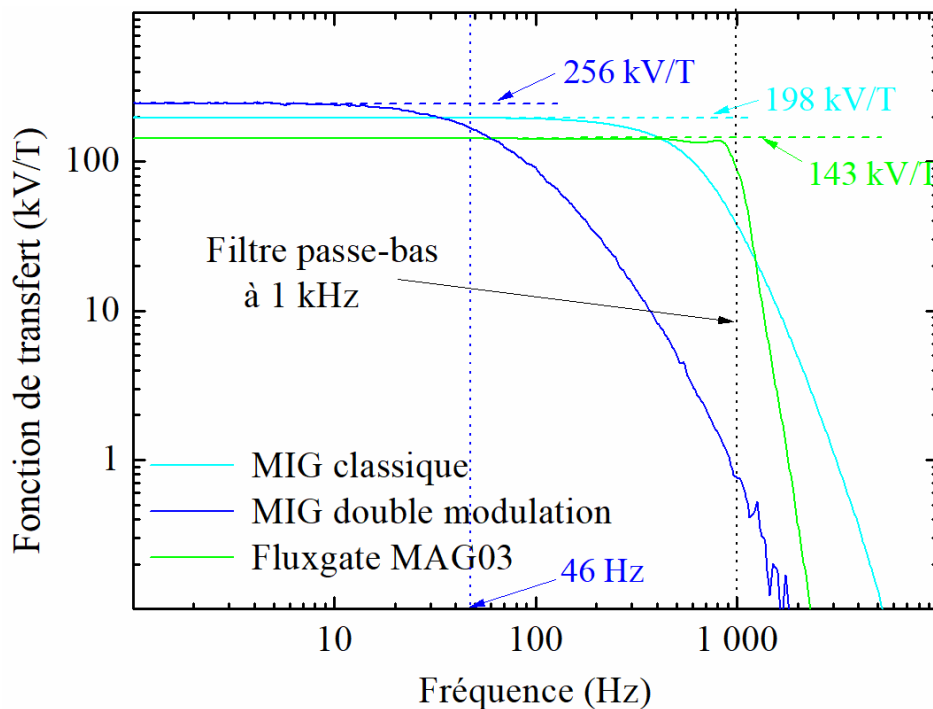


Figure 3.24 : Fonction de transfert des deux architectures des magnétomètres MIG et le Fluxgate Bartington MAG 03. Les signaux de sortie des cartes électroniques sont filtrés par un filtre passe-bas de 1 kHz.

### 11.4- Dynamique du magnétomètre

La dynamique de la chaîne d'acquisition,  $DynB$ , est calculée par le rapport entre le plus grand signal magnétique que le capteur peut détecter,  $B_{max}$ , et la densité spectrale de bruit équivalent en champ présentant le plus faible signal mesuré par le capteur à une fréquence déterminée,  $B_{min}$ . Soit :

$$DynB = 20 \log \left( \frac{B_{max}}{B_{min}} \right) \quad (3.21)$$

$B_{max}$  est lié à la tension maximale de l'AOP effectuant la contre-réaction, donc de la dynamique en tension de sortie de l'étage intégrateur,  $DynV$ . Cette dernière est égale à  $\pm 12$  V dans notre cas. L'expression est alors donnée par :

$$B_{max} = \frac{DynV}{S_v} \quad (3.22)$$

Les sensibilités en tension,  $S_v$ , étant de 198 kV/T et 256 kV/T, pour la MIG classique et celle de la double modulation, respectivement, ainsi des valeurs  $B_{max}$  égales à  $\pm 60,6 \mu T$  et  $\pm 46,8 \mu T$  sont obtenues. D'après l'expression (3.21), cela entraîne une dynamique  $DynB$  de 133,3 dB/ $\sqrt{Hz}$  et 105,3 dB/ $\sqrt{Hz}$  à 1 Hz pour la MIG classique et celle de la double modulation, respectivement. Cette différence est due au fort bruit équivalent en champ de la MIG double modulation, qui présente une valeur de 255 pT/ $\sqrt{Hz}$  à 1 Hz.

### 11.5- Amélioration des $FOT_{21}$ de la MIG classique

Il est important de noter que l'équation (2.43), décrivant  $FOT_{21}$ , dépend du terme  $\beta_{int}$  qui lui-même dépend du courant continu,  $I_{dc}$ . Ceci peut être vu explicitement dans l'expression (2.5) ans le terme  $H\varphi (=I_{dc}/(\pi d))$ .

Pour cette raison, nous nous intéressons à étudier théoriquement et expérimentalement les  $FOT_{21}$  en fonction du courant statique  $I_{dc}$ .

D'après le modèle, l'application d'un fort courant statique se révèle être un paramètre pertinent pour compenser les  $FOT_{21}$ . L'évaluation théorique de  $FOT_{21}$  pour différents courants statiques est réalisée pour un angle  $\theta_k = 85^\circ$  déduit de la comparaison entre les valeurs théorique et expérimentale de  $S_{\Omega_{21}}$  (cf. Figure 3.14), ainsi que pour une valeur de  $\theta_k = 52^\circ$  (cf. partie 7-1).

Afin de valider ces résultats de simulation, des mesures expérimentales de longue durée sont réalisées pour la MIG off-diagonal classique, pour valeurs du courant statique allant de 5 mA jusqu'à 30 mA, tout en augmentant la température de la chambre blindée.



La Figure 3.25 montre que les valeurs mesurées (ronds noirs) et les valeurs estimées d'après le modèle pour  $\theta_k = 85^\circ$  (courbe rouge) semblent difficilement comparables. Cependant, l'allure de la courbe expérimentale se rapproche du comportement attendu pour  $\theta_k = 52^\circ$ .

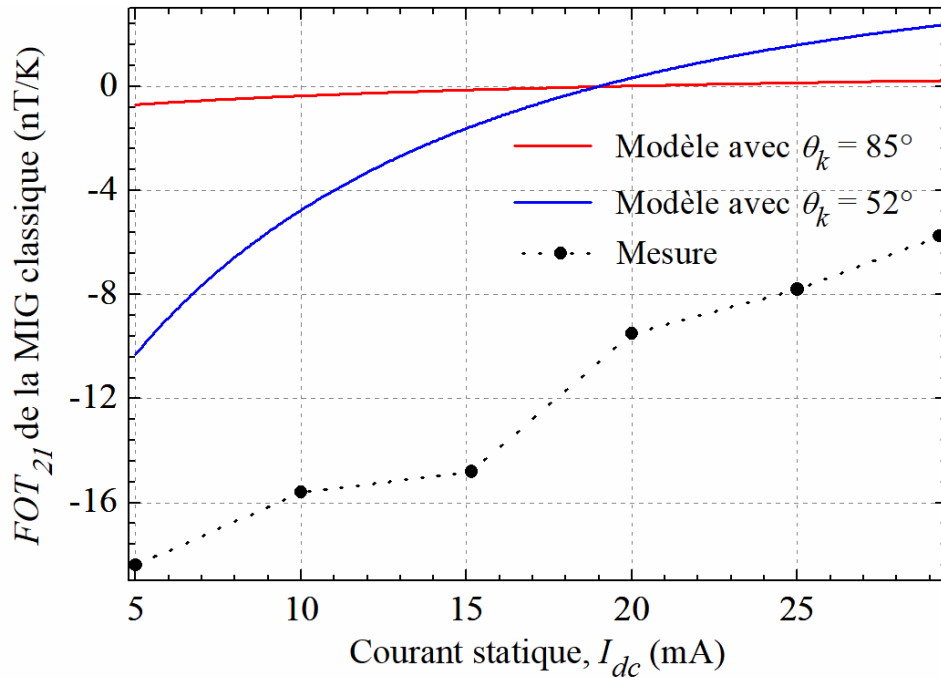


Figure 3.25 : Simulation de  $FOT_{21}$  de la MIG off-diagonal classique en fonction du courant statique, pour un angle d'anisotropie de  $85^\circ$  et  $52^\circ$  présentés, respectivement, par les courbes rouge et bleue. Les données expérimentales sont représentées par les points noirs.

Ainsi, l'augmentation du courant statique  $I_{dc}$  permet de réduire notablement les  $FOT_{21}$  de la MIG off-diagonal. Le modèle proposé (cf. courbe bleue de la Figure 3.25) permet de prédire une valeur  $I_{dc}$  optimale pour lequel les  $FOT_{21}$ , en théorie, s'annulent.

## 12-Conclusion

Dans le cadre de mesures des fluctuations du signal de sortie sur une longue durée (> 2 jours), nos caractérisations ont montré que la température était un facteur d'influence important. Dans un premier temps, la réduction de la sensibilité en température par un traitement numérique a montré que la MIG off-diagonal peut concurrencer les meilleurs produits commerciaux, mais présente un certain nombre de contraintes. Pour remédier aux problèmes liés à cette forte sensibilité en température et aux aléas liés à ce traitement numérique, une technique s'appuyant sur une modulation du courant DC de bias a été proposée. Cette technique consiste à inverser ce courant à une fréquence bien inférieure à celle du courant d'excitation, permettant ainsi de réduire la sensibilité de la MIG off-diagonal aux fluctuations de la température et aux fluctuations de mode commun. Les aspects théoriques de cette méthode ont été présentés à l'aide d'un modèle original qui a été simplifié en appui des équations régissant le fonctionnement de la MIG.

En outre, nous avons montré que le point de fonctionnement demandait à être réglé très précisément. Soit à un champ nul pour la MIG off-diagonal et à un champ de  $72 \mu\text{T}$ , en théorie, pour la MIG diagonale, afin de réduire au mieux sa sensibilité aux fluctuations en température (*cf.* Tableau 3.5). Cependant, cette technique n'est pas pertinente dans le cas de la MIG diagonale puisqu'elle réduit également la sensibilité en champ. Néanmoins, une autre technique basée sur une modulation en champ peut être utilisée. Cette technique permet une réduction notable de la sensibilité en température du capteur tout en préservant la sensibilité en champ.

La réalisation pratique d'un capteur MIG off-diagonal a été décrite. Les performances en termes de stabilité en température et à longue durée, la densité spectrale de bruit équivalent en champ d'une fréquence allant de 0,1 mHz jusqu'à 1 kHz, la sensibilité en tension montrant la bande passante et la dynamique, ont été évaluées. À des fins de comparaison, toutes les mesures de performances de la MIG ont été confrontées à celles obtenues pour un Fluxgate (Bartington MAG03). Au regard des résultats présentés et expliqués, il a été montré que le magnétomètre MIG off-diagonal rivalise avec l'un des meilleurs magnétomètres commerciaux qui a par ailleurs une compensation interne en température.

Cependant, le niveau de bruit équivalent en champ de cette dernière a notablement évolué par rapport à la MIG classique. Néanmoins, aux très très basses fréquences ( $f < 20 \mu\text{Hz}$ ), nous pouvons anticiper, au regard des tendances observées (*cf.* Figure 3.23), que la MIG en double modulation est le moins bruyant des trois magnétomètres testés.

Il est envisageable d'utiliser ce prototype pour des applications demandant des acquisitions de très très longues durées. Applications qui n'étaient auparavant pas accessibles à la MIG classique.

L'étude du modèle a également montré que la stabilité de la MIG off-diagonal classique en température s'améliorait avec l'augmentation relative du courant continu. Une comparaison des résultats théoriques montre un bon accord avec les expériences réalisées.

### 13-Bibliographie du chapitre

- [1] B. Dufay, “Optimisation d’un magnétomètre à haute sensibilité à base de Magnédance Géante (MIG),” Thèse de Doctorat, Université de Caen Normandie, 2012.
- [2] E. Portalier, “Etude du bruit excédentaire, en  $1/f$ , aux basses fréquences dans les dispositifs basés sur l’effet Magnéto-Impédant Géant,” Thèse de Doctorat, Université de Caen Normandie, 2016.
- [3] B. Dufay, A. Esper, E. Portalier, C. Dolabdjian, and J. Gieraltowski, “Long-time fluctuations of off-diagonal GMI-based magnetometers,” in *Proceedings of IEEE Sensors*, 2017, vol. 2017-Decem.
- [4] I. Sasada, “Symmetric response obtained with an orthogonal fluxgate operating in fundamental mode,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 38, no. 5 I, pp. 3377–3379, 2002.
- [5] I. Sasada, “Orthogonal fluxgate mechanism operated with dc biased excitation,” *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 10 I, pp. 7789–7791, 2002.
- [6] M. Butta, I. Sasada, and M. Janosek, “Temperature dependence of offset and sensitivity in orthogonal fluxgate operated in fundamental mode,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, no. 11, pp. 4103–4106, 2012.
- [7] N. Murata, H. Karo, I. Sasada, and T. Shimizu, “Fundamental Mode Orthogonal Fluxgate Magnetometer Applicable for Measurements,” *IEEE Sens. J.*, vol. 18, no. 7, pp. 2705–2712, 2018.
- [8] O. V. Nielsen, J. Gutierrez, B. Hernando, and H. T. Savage, “A New Amorphous Ribbon Fluxgate Sensor Based on Torsional-Creep-Induced Anisotropy,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 26, no. 1, pp. 276–280, 1990.
- [9] E. Paperno, “Suppression of magnetic noise in the fundamental-mode orthogonal fluxgate,” *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 116, no. 3, pp. 405–409, 2004.
- [10] M. Malátek and P. Ripka, “Single-core Giant magnetoimpedance with AC bias,” *Proc. IEEE Sensors*, no. November 2006, pp. 1012–1015, 2006.
- [11] J. Nabias, A. Asfour, and J.-P. Yonnet, “Temperature effect on GMI sensor: comparison between diagonal and off-diagonal response,” *Sensors Actuators A Phys.*, 2019.
- [12] A. V. Semirov, M. S. Derevyanko, D. A. Bukreev, A. A. Moiseev, and G. V. Kurlyandskaya, “Magnetoimpedance of Amorphous Ferromagnetic CoFeSiB Ribbons in the Wide Temperature Range,” *Solid State Phenom.*, vol. 215, pp. 337–341, 2014.
- [13] J. Nabias, A. Asfour, and J. P. Yonnet, “Temperature Dependence of Giant Magnetoimpedance in Amorphous Microwires for Sensor Application,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, no. 4, 2017.
- [14] L. V. Panina, N. A. Yudanov, A. T. Morchenko, V. G. Kostishyn, and D. P. Makhnovskiy, “Off-diagonal magnetoimpedance in amorphous microwires for low-field magnetic sensors,” *Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci.*, vol. 213, no. 2, pp. 341–349, 2016.
- [15] J. Nabias, A. Asfour, and J. P. Yonnet, “Effect of the temperature on the off-diagonal Giant Magneto-Impedance (GMI) sensors,” *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, 2019.
- [16] Y. K. Kim, W. S. Cho, T. K. Kim, C. O. Kim, and H. Lee, “Temperature dependence of magnetoimpedance effect in amorphous Co<sub>66</sub>Fe<sub>4</sub>NiB<sub>14</sub>Si<sub>15</sub> ribbon,” *J. Appl. Phys.*, vol. 83, no. 11, pp. 6575–6577, 1998.
- [17] M. M. Tehranchi, M. Ghanaatshoar, S. M. Mohseni, M. Coisson, and M. Vázquez, “Temperature dependence of magnetoimpedance in annealed Co-based ribbons,” *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 351, no. 37–39, pp. 2983–2986, 2005.

- [18] G. Chen *et al.*, “High-temperature giant magnetoimpedance in Fe-based nanocrystalline alloy,” *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 9, p. 5263, 2000.
- [19] A. V. Semirov, M. S. Derevyanko, D. A. Bukreev, A. A. Moiseev, V. O. Kudryavtsev, and A. P. Safronov, “Magnetoimpedance of cobalt-based amorphous ribbons/polymer composites,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 415, pp. 97–101, 2016.
- [20] A. V. Semirov, M. S. Derevyanko, D. A. Bukreev, A. A. Moiseev, and G. V. Kurlyandskaya, “Impedance and magnetic properties of CoFeCrSiB amorphous ribbons near the curie point,” *Tech. Phys.*, vol. 58, no. 5, pp. 774–777, 2013.
- [21] A. Radkovskaya, A. A. Rakhmanov, N. Perov, P. Sheverdyayeva, and A. S. Antonov, “The thermal and stress effect on GMI in amorphous wires,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 249, no. 1–2, pp. 113–116, 2002.
- [22] A. A. Chlenova, A. A. Moiseev, M. S. Derevyanko, A. V. Semirov, V. N. Lepalovsky, and G. V. Kurlyandskaya, “Permalloy-Based Thin Film Structures: Magnetic Properties and the Giant Magnetoimpedance Effect in the Temperature Range Important for Biomedical Applications,” *Sensors*, vol. 17, no. 8, p. 1900, 2017.
- [23] E. Portalier, B. Dufay, C. Dolabdjian, D. Seddaoui, D. Menard, and A. Yelon, “Evaluation of the Imaginary Part of the Magnetic Susceptibility,  $\chi''$ , and Application to the Estimation of the Low Frequency,  $1/f$ , Excess Noise in GMI Sensors,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, no. 8, pp. 1–5, 2017.
- [24] C. Dolabdjian, B. Dufay, S. Saez, A. Yelon, and D. Ménard, “Is Low Frequency Excess Noise of GMI Induced by Magnetization Fluctuations?,” *Key Eng. Mater.*, vol. 605, pp. 437–440, 2014.
- [25] A. A. Moiseev *et al.*, “Magnetoimpedance of amorphous ribbons with polymer covering,” *Solid State Phenom.*, 2014.
- [26] A. Esper, E. Portalier, B. Dufay, C. Dolabdjian, S. Corodeanu, and H. Chiriac, “GMI low frequency noise characterization versus wire diameters,” in *2017 IEEE SENSORS, Glasgow, 2017*, pp. 1–3.
- [27] E. Portalier, B. Dufay, C. Dolabdjian, D. Seddaoui, A. Yelon, and D. Ménard, “Study of the Low-Frequency Excess Equivalent Magnetic Noise in GMI-Based Devices,” *IEEE Sens. J.*, vol. 17, no. 21, pp. 6888–6894, 2017.
- [28] B. Dufay, S. Saez, C. P. Dolabdjian, A. Yelon, and D. Ménard, “Impact of electronic conditioning on the noise performance of a two-port network giant magnetoImpedance magnetometer,” *IEEE Sens. J.*, vol. 11, no. 6, pp. 1317–1324, 2011.
- [29] L. G. C. Melo, D. Ménard, A. Yelon, L. Ding, S. Saez, and C. Dolabdjian, “Optimization of the magnetic noise and sensitivity of giant magnetoimpedance sensors,” *J. Appl. Phys.*, vol. 103, no. 3, 2008.

## Conclusion générale

Mes travaux de thèse s'inscrivent dans la continuité des travaux sur la MIG porté par le GREYC. Ils portent sur le développement d'un capteur magnétique à effet à Magneto-Impédant Géant (MIG) et à très haute sensibilité.

Les objectifs de ce travail étaient doubles. Ils visaient d'une part, à étudier le bruit aux extrêmement basses fréquences de la MIG off-diagonal, et d'autre part, à améliorer la stabilité à long terme et à réduire sa sensibilité à la température.

Dans le cadre de mes travaux, nous avons présenté le modèle de bruit équivalent en champ de la MIG aux basses fréquences. Ce bruit est lié aux fluctuations d'impédance induites par les fluctuations de la direction de l'aimantation. Ce modèle révèle que le diamètre du  $\mu$ fil est un des facteurs influant sur le niveau de bruit. Afin de tester et comparer ce modèle aux mesures expérimentales, trois  $\mu$  fils fabriqués par la même technologie et ayant trois diamètres différents étaient préparés en collaboration avec l'institut de R&D de la physique technique en IASI, Roumanie.

Des mesures de bruit pour différentes conditions d'excitation ont été effectuées parallèlement avec des mesures de cohérence vérifiant que la source de bruit dominante est celle de l'élément sensible MIG. La comparaison entre les résultats de bruit attendus et mesurés montre un relativement bon accord indiquant que la réduction du bruit est possible en augmentant le diamètre du  $\mu$ fil MIG. Un niveau de bruit minimal est obtenu pour la MIG ayant le plus large diamètre, atteignant des valeurs de  $13 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  à  $1 \text{ Hz}$  et  $650 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  en zone de bruit blanc.

Par ailleurs, nous avons réalisé une chaîne d'acquisition permettant des mesures de champ magnétique aux très basses fréquences. Pour exposer les résultats de performances du magnétomètre MIG off-diagonal classique (simple modulation), nous avons réalisé une mesure longue durée à l'extérieur de la chambre amagnétique du laboratoire, lors de l'interaction de l'activité solaire avec la magnétosphère terrestre. Ainsi, la mesure a été comparée avec une autre effectuée simultanément par l'U.S. Geological Survey. Les résultats sont illustrés en Figure c.1. Nous pouvons clairement observer des fluctuations simultanées sur les deux figures. Il s'agissait d'une tempête géomagnétique qui s'est produite durant la fin de ma première année de thèse et qui a duré plusieurs heures. L'intensité du champ magnétique détectée par la MIG off-diagonal est plus faible que celle mesurée au U.S.A., cette différence est certainement dû à la mauvaise orientation de notre capteur. Il est à noter qu'une faible dérive apparaît durant les premières heures d'observation montrant un manque de stabilité du magnétomètre. Par la suite, nous avons procédé à réaliser des campagnes de mesures de plusieurs jours et comme attendu, nous avons pu observer que la réponse du capteur fluctuait notablement en fonction de la température (*cf.* Figure 3.2). La réduction de cette sensibilité en température de l'élément sensible,  $S_T$ , exprimé en  $\Omega/\text{K}$ , constituait le second volet de mon travail, nous avons procédé de la façon suivante.

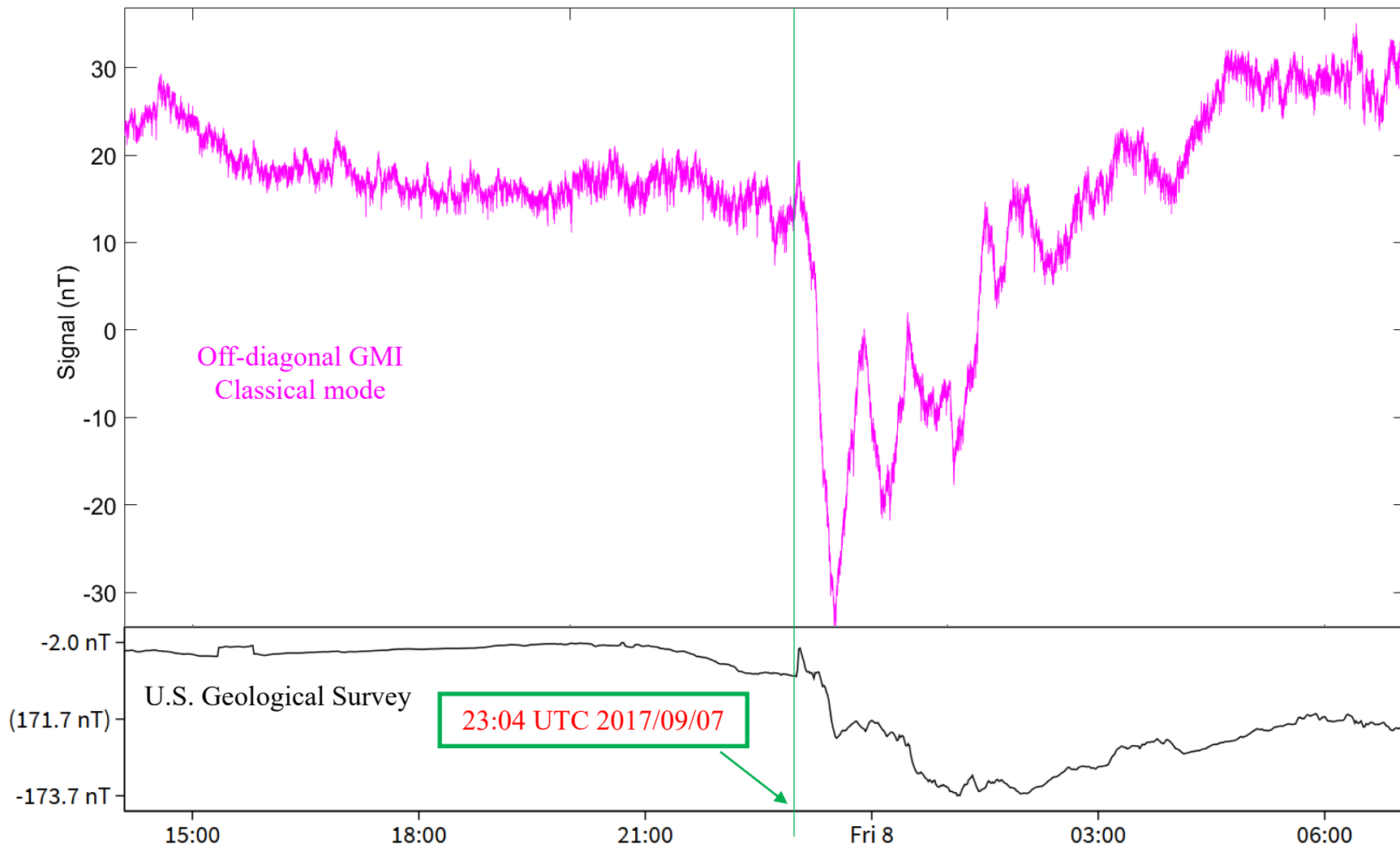


Figure c.1: Mesure longue durée réalisée avec le magnétomètre MIG off-diagonal classique en dehors de la chambre amagnétique et comparaison des mesures avec l'U.S. Geological Survey aux mêmes heures (le 8 septembre 2017 à 1:04 en France (UTC+2)) montrant des fluctuations observables durant une tempête géomatique.

Dans un premier temps, j'ai étudié l'effet de la température sur les propriétés du matériau, telles que sa perméabilité magnétique et sa conductivité, afin de modéliser la sensibilité en champ,  $S_\Omega$ , et température,  $S_T$ , du capteur. Le rapport entre ces deux grandeurs permet de quantifier les fluctuations d'offset en température de la MIG,  $S_T/S_\Omega$ . La modélisation de la réponse du capteur permet de bien comprendre son fonctionnement et nous a permis de trouver une solution qui en théorie permet de supprimer/réduire cette sensibilité ou les fluctuations d'offset engendrées par les variations de la température.

Dans un deuxième temps, nous avons proposé une solution qui consiste à substituer le mode d'excitation classique de l'élément MIG par une double excitation, reprenant une méthode similaire utilisée pour le Fluxgate orthogonal fonctionnant en mode fondamental. Ainsi, considérant un dispositif sensible de type MIG off-diagonal, la tension apparaissant aux bornes de la bobine de détection peut s'exprimer à un point de fonctionnement fixe donné et après simplifications par :

$$V_s(t) \approx I_{ac}G \left[ Z_0|_{B_p, T_0} + S_\Omega|_{B_p} b[t] + S_T|_{T_0} \Delta T + z_n[t, \dots] \right] \quad (c.1)$$

où  $I_{ac}$ ,  $G$ ,  $Z_0$ ,  $b[t]$ ,  $\Delta T$ ,  $z_n[t, \dots]$ ,  $T_0$  et  $B_p$  sont, respectivement, le courant d'excitation de haute fréquence, le gain de la chaîne d'acquisition, l'impédance statique, le champ magnétique extérieur à détecter par l'élément MIG, les variations de la température, les fluctuations de l'impédance induites par les fluctuations de la température, les points de fonctionnement en température et en champ.

Il est intéressant de noter que le développement de chacun des termes de l'équation (c.1) montre que seule la sensibilité en champ est modulée par le signal à basse fréquence d'excitation à un point de fonctionnement en champ nul. La double démodulation employée permet donc d'éliminer, in fine, les termes  $Z_0$ ,  $S_T|_{T_0}$  et, notamment, le terme de fluctuation  $z_n[t, \dots]$ . La tension en sortie est alors uniquement proportionnelle au champ magnétique de basse fréquence,  $b[t]$ , à détecter.

Finalement, un prototype a été mis au point pour tester expérimentalement la faisabilité de cette méthode. Ces résultats ont été comparés à la configuration classique et aux valeurs théoriques. Un Fluxgate commercial de référence a été placé à côté de la MIG pour vérifier, dans une certaine mesure, la stabilité des conditions expérimentales. Une synthèse de cette analyse et de ces résultats est présentée dans le Tableau c.1.

Les performances obtenues en termes de stabilité montrent que notre méthode est efficace et que, de plus, notre dispositif concurrence les meilleurs Fluxgates commerciaux. Ainsi, la nouvelle architecture maximise les avantages d'utilisation de la MIG off-diagonal tout en offrant une stabilité et une sensibilité en champ suffisantes pour répondre aux exigences variées d'un bon nombre applications.

En revanche, des futures améliorations de la carte électronique de la MIG double modulation doivent être mise en place pour réduire l'excès du bruit équivalent en champ nouvellement introduit par cette technique.

Magnétomètres	MIG classique		MIG double modulation		Fluxgate de référence
	Théorie	Mesure	Théorie	Mesure	Mesure
<b>Stabilité à long terme pour les premiers 12 h<sup>a</sup> [nT/h]</b>	-	<b>4</b>	-	<b>0,3</b>	<b>0,5</b>
<b>Stabilité à long terme pour 12 h<sup>b</sup> [nT/h]</b>	-	<b>0,85</b>	-	<b>0,13</b>	<b>0,13</b>
<b><i>FOT</i> [nT/K]</b>	<b>[-0,55; -10,4]</b>	<b>-9,5</b>	<b>[0; -4,8]</b>	<b>-1,8</b>	<b>4,3</b>
Bruit équivalent en champ @1 Hz <sup>d</sup> [pT/√Hz]	~14 [26][24][27]	13	-	255	10
Bruit blanc [pT/√Hz]	2,9 [28]	3,5	4,1 [28]	80	6
Sensibilité en tension [kV/T]	212,7	198	212,7	256	143
Bande passante <sup>e</sup> [kHz]	24	1	0,32	0,046	3

Tableau c.1: Synthèse des performances pour les trois magnétomètres.

<sup>a</sup> Les stabilités à long terme sont évaluées pendant les 12 premières heures de l'acquisition. Ils sont identifiés d'après les Figure 3.22 (a) et (d).

<sup>b</sup> Les stabilités à long terme sont évaluées après 20 heures de l'acquisition. Voir les Figure 3.22 (b) et (e).

<sup>c</sup> Les  $FOT_{21}$  pour la MIG sont évalué pour  $B_p = 0$  et  $26 \mu\text{T}$  pour  $\theta_k = 85^\circ$ .

<sup>d</sup> La densité spectrale de bruit équivalent en champ à 1 Hz est évaluée par le rapport entre les fluctuations en tension (en V/Hz), et la sensibilité à la tension (en V/T) de chaque architecture, comme indiqué dans [26], [24] et [27]. Les mesures du bruit équivalent en champ aux basses fréquences sont représentées à la Figure 3.23.

<sup>e</sup> La bande passante de chaque chaîne d'acquisition est limitée par les filtres passe-bas. Ces filtres passifs se trouvent avant le dernier étage d'amplification (*cf.* Figure 3.21) de chaque carte électronique.

D'après le modèle, la piste d'augmentation du courant statique s'avère intéressante pour apporter une nouvelle solution pour contourner le problème de stabilité en température. Ce résultat a été soutenu par six expériences de différent courant statique permettant de valider cette approche.

Les objectifs initiaux de cette thèse ont donc été remplis. De plus, nous avons montré une grande importance pour le développement des magnétomètres MIG très stables et très sensibles. Ce travail ouvre la voie pour l'utilisation de la MIG dans de nouveau champ d'applications. Cependant, les travaux doivent se poursuivre afin de réduire le bruit excédentaire induit aux basses fréquences.





## **Étude et réduction des dérives en température aux basses fréquences des magnétomètres à haute sensibilité à base de Magneto-Impédance Géante (MIG).**

L'effet Magnéto-Impédance Géante (MIG) se manifeste par une forte variation de l'impédance d'un conducteur ferromagnétique parcouru par un courant alternatif et soumis à un champ magnétique variable. Ces dernières années, de nombreuses activités de recherches ont porté sur l'accroissement de la sensibilité en champ de ces dispositifs. Les valeurs atteintes aujourd'hui permettent de réaliser un magnétomètre à très haute sensibilité. Cependant, peu d'études se sont intéressées aux effets de la variation de la température de MIG et à sa stabilité à long terme. Mon travail de thèse présente une étude détaillée de la sensibilité en température des magnétomètres MIG et des méthodes permettant de s'affranchir des fluctuations induites par la variation de cette température. Sur la base d'un modèle théorique, une étude analytique des fluctuations d'offset engendrées par les variations de température a été réalisée. Ce modèle prend notamment en compte les principaux mécanismes mis en jeu : supposés être la perméabilité magnétique et la résistivité électrique. À partir de cette modélisation, une technique de compensation pour les différents modes de fonctionnement a été proposée. Un prototype de magnétomètre basé sur un micro-fil MIG off-diagonal a été mis en œuvre afin de vérifier l'efficacité de la méthode proposée. Cette dernière met principalement en œuvre une double modulation en courant de l'élément sensible. Les résultats expérimentaux ont été comparés à la configuration classique (simple modulation) et aux valeurs attendues. Ils montrent d'une part l'efficacité de cette technique et d'autre part la cohérence des résultats obtenus. Soit une réduction importante des fluctuations d'offset en température, notamment aux très très basses fréquences ( $< 10^{-3}$  Hz) avec une dérive de  $-1,8$  nT/K pour une variation en température de 24 K et une dérive de 130 pT/h sur 12 heures d'acquisition.

**Mots clés :** Capteur magnétique, magnétomètre, mesure, instrumentation, prototype, modèle analytique, sensibilité au champ, sensibilité à la température, dérive de l'offset, stabilité thermique.

---

### **Study and compensation of low frequencies thermal drift of high sensitive magnetometers based on Giant Magneto-Impedance (GMI) effect.**

The Giant Magneto-Impedance (GMI) effect is manifested by a strong variation in the impedance of a ferromagnetic conductor when an alternating current flows through it and it is submitted simultaneously to a variable magnetic field. Over the last few years, numerous research activities have been devoted to improving the field sensitivity of these devices. The values reached today make it possible to produce a very high sensitive magnetometer. However, only a few studies have investigated the temperature effects on the GMI material and its long-term stability. My thesis presents a detailed study of the temperature sensitivity of GMI magnetometers, and we proposed some methods to remedy the fluctuations induced by the temperature variation. Based on a theoretical model, an analytic study of the offset fluctuations generated by the temperature variations was carried out. This model takes into account the physic mechanisms involved when a temperature variation occurs, supposed to be the magnetic permeability and the electrical resistivity. From this modeling, a compensation technique for the different modes of operation has been proposed. Subsequently, a magnetometer prototype based on off-diagonal GMI wire was implemented to verify the effectiveness of the proposed method. The latter injects a double current modulation in the GMI sensitive element. The experimental results were compared to the classical configuration (simple modulation) and to the expected values. They show, on the one hand, the efficiency of this technique and, on the other hand, the coherence of the obtained results. A significant reduction in the GMI offset drift depending on temperature has been achieved, especially at very very low frequencies ( $< 10^{-3}$  Hz) with a drift of  $-1.8$  nT/K for a temperature variation of 24 K, and a drift of 130 pT/h over 12 hours of acquisition.

**Keywords:** Magnetic sensor, magnetometer, measurement, instrumentation, prototype, analytical model, field sensitivity, temperature sensitivity, offset drift, thermal stability.