



HAL
open science

Capteur de courant à Magnéto-Impédance Géante (GMI) souple et portatif

Julie Nabias

► **To cite this version:**

Julie Nabias. Capteur de courant à Magnéto-Impédance Géante (GMI) souple et portatif. Energie électrique. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAT013 . tel-01863989

HAL Id: tel-01863989

<https://theses.hal.science/tel-01863989>

Submitted on 29 Aug 2018

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Génie Électrique**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Julie NABIAS

Thèse dirigée par **Jean-Paul YONNET**, Directeur de Recherche
CNRS, Université Grenoble-Alpes et
codirigée par **Aktham ASFOUR**, Maître de Conférences,
Université Grenoble-Alpes

préparée au sein du **Laboratoire de Génie Électrique de
Grenoble (G2ELAB)**
dans l'**École Doctorale Électronique, Électrotechnique,
Automatique, Traitement du Signal (EEATS)**

Capteur de courant à Magnéto- Impédance Géante (GMI) souple et portatif

Thèse soutenue publiquement le **14 février 2018**
devant le jury composé de :

M. Christophe DOLABDJIAN

Professeur, Université de Caen Basse Normandie (Président du jury)

M. Yann LE BIHAN

Professeur, Université de Paris Sud (Rapporteur)

M. Charles JOUBERT

Professeur, Université de Lyon 1 (Rapporteur)

M. Francisque PION

Reponsable R&D à Chauvin-Arnoux

M. Aktham ASFOUR

Maître de Conférences, Université Grenoble-Alpes

M. Jean-Paul YONNET

Directeur de recherche CNRS Émérite, Université Grenoble-Alpes



Remerciements

Ce travail de thèse s'est déroulé au laboratoire G2ELAB, sur le site GreEn-ER, sous la direction de Jean-Paul YONNET, Directeur de recherche CNRS et Aktham ASFOUR, Maître de Conférences à l'Université Grenoble-Alpes.

Au terme de ce travail, je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué à la réussite de cette thèse.

Mes premiers remerciements vont à mes encadrants. Je remercie Aktham ASFOUR pour tout le temps passé lors des diverses manipulations expérimentales, avec une GMI pas toujours facile à suivre. Je le remercie également pour tous les conseils très enrichissants prodigués dans tout le parcours de thèse, du début jusqu'à la rédaction, qui m'ont servi et me serviront sûrement dans ma vie professionnelle future. Je remercie Jean-Paul YONNET pour le suivi régulier du travail et les conseils précieux qui ont été apportés, ainsi que pour les idées originales qui ont fortement contribué à la qualité de ce travail.

Ce travail de thèse a été réalisé en partenariat avec la société CHAUVIN-ARNOUX METRIX, dans le cadre d'un financement CIFRE. Je tiens à remercier mes encadrants du côté de l'entreprise, Didier PIAUD, Directeur Recherche et Développement à Chauvin-Arnoux Paris, et Francisque PION, Responsable Recherche et Développement à Annecy, pour leur suivi durant ces trois années et pour la confiance qu'ils m'ont accordée. Leur expertise technique et leur recul sur l'industrialisation du produit ont été d'une grande aide.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Christophe DOLABDJIAN, Professeur à l'Université de Caen Basse Normandie, d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je remercie très chaleureusement M. Yann LE BIHAN, Professeur à l'Université de Paris Sud et M. Charles JOUBERT, Professeur à l'Université de Lyon 1 d'avoir accepté de rapporter ce travail. Je les remercie pour leurs questions et leurs remarques qui contribuent à améliorer le travail de thèse.

Du côté du laboratoire, je tiens à remercier les techniciens du G2ELAB qui m'ont aidée à réaliser certains prototypes, ainsi que pour le cadre de travail. Je tiens à remercier tous les membres de l'équipe MADEA (Matériaux, Machines et Dispositifs Electromagnétiques Avancés), collègues, amis, permanents pour l'ambiance de travail agréable.

Je remercie également les membres de CHAUVIN-ARNOUX à Paris et à Annecy qui m'ont toujours accueillie très chaleureusement. Je remercie aussi le personnel administratif pour son suivi.

Je dédie ce travail à mes parents et à mon frère, ainsi qu'à toute ma famille et à mes amis, proches ou lointains, pour leur soutien indéfectible et leurs encouragements.

Introduction générale

La mesure sans contact de courant électrique se fait généralement par la mesure de champ ou d'induction magnétique, produit par le courant autour du conducteur, à l'aide d'un capteur magnétique. Celui-ci peut être basé sur différents principes physiques. Une liste non exhaustive des capteurs magnétiques les plus utilisés dans la mesure de courant inclut la mesure par champ ou induction variable, de type Rogowski ou transformateur de courant par exemple, et les capteurs de champ magnétique comme les « Fluxgate », les capteurs à effet Hall et les capteurs à Magnéto-Résistance Géante (GMR pour Giant Magneto-Resistance) [1], [2].

Le développement d'une nouvelle catégorie de capteurs magnétiques a bénéficié de la redécouverte relativement récente (1994) d'un phénomène physique original, la Magnéto-Impédance Géante (GMI pour Giant Magneto-Impedance) [3]–[5].

Ce phénomène se traduit par une modification importante de l'impédance haute fréquence de certains matériaux et structures ferromagnétiques doux (fils amorphes, rubans, structures en sandwich), parcourus par un courant alternatif, lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique extérieur. L'application immédiate du phénomène est la réalisation de capteurs de champ basés sur la mesure de l'impédance de l'élément sensible.

L'effet GMI n'a cessé d'attirer l'intérêt de la communauté scientifique internationale pour la réalisation de capteurs magnétiques. De loin, ces capteurs GMI offrent un potentiel d'avantages comme la haute sensibilité et la haute résolution de détection, la large bande passante et le potentiel de miniaturisation de l'élément sensible [5]. De nombreux travaux et progrès ont été réalisés pour la compréhension du phénomène physique de la GMI, et dans la mise en œuvre des matériaux et de capteurs et magnétomètres GMI, notamment à haute sensibilité [6]–[8]. Cependant, cette technologie, bien qu'elle soit très prometteuse, n'est pas encore très mature et seuls très peu de capteurs GMI sont aujourd'hui commercialisés [9].

Dans une application de mesure de courant, les réalisations réelles et concrètes de capteurs de courant qui utilisent cet effet GMI sont quasi-inexistantes, ou très peu nombreuses, à notre connaissance. Néanmoins, le potentiel de la GMI pour cette application semble réel car cette technologie pourrait répondre à des besoins de mesure de courant qui ne peuvent pas être satisfaits, ou difficilement réalisables, par les technologies de capteurs magnétiques actuelles.

Etant donné le petit diamètre (quelques μm) et la résistance mécanique des matériaux amorphes utilisés, généralement des fils, l'élément sensible d'un capteur GMI est flexible. Pour illustration, une bobine de fil amorphe commercialisé par la société Aichi Steel et un échantillon de ce même fil de longueur 5 cm sont présentés sur la Figure 0.1.

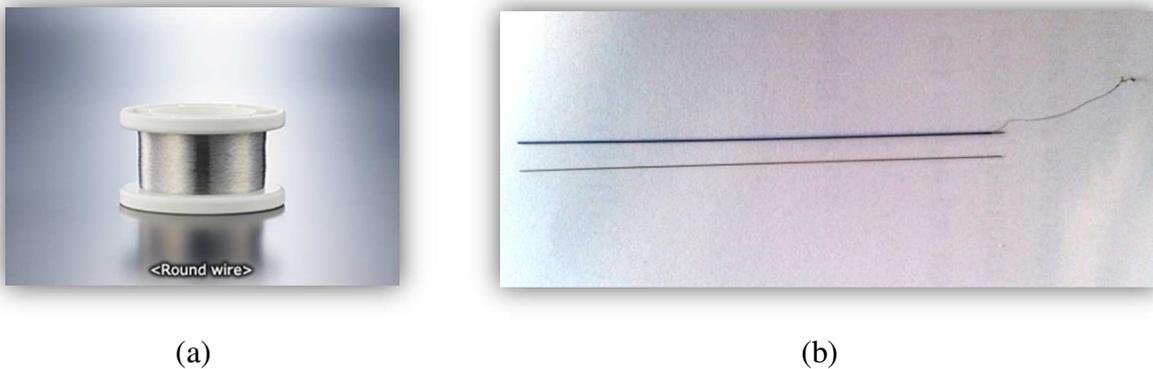


Figure 0.1 : (a) Photo d'une bobine de fil amorphe (diamètre 100 μm) commercialisé par la société Aichi Steel [10] (b) Photo de deux échantillons de fil amorphe de 100 μm de diamètre et 5 cm de longueur, l'un comportant un bobinage

L'intérêt de cette caractéristique de flexibilité est d'autant plus important dans le cas où la structure toroïdale du capteur de courant doit pouvoir être facilement ouverte pour entourer le conducteur d'intérêt, puis fermée pour effectuer la mesure. De tels capteurs sont faciles à utiliser dans de nombreux environnements industriels où les structures toroïdales rigides de capteurs de courant ne sont pas pratiques ou peu adaptées. C'est le cas par exemple des mesures de courant dans les conducteurs difficilement accessibles, comme dans les armoires électriques des habitations, ce qui est illustré par la Figure 0.2 (a).

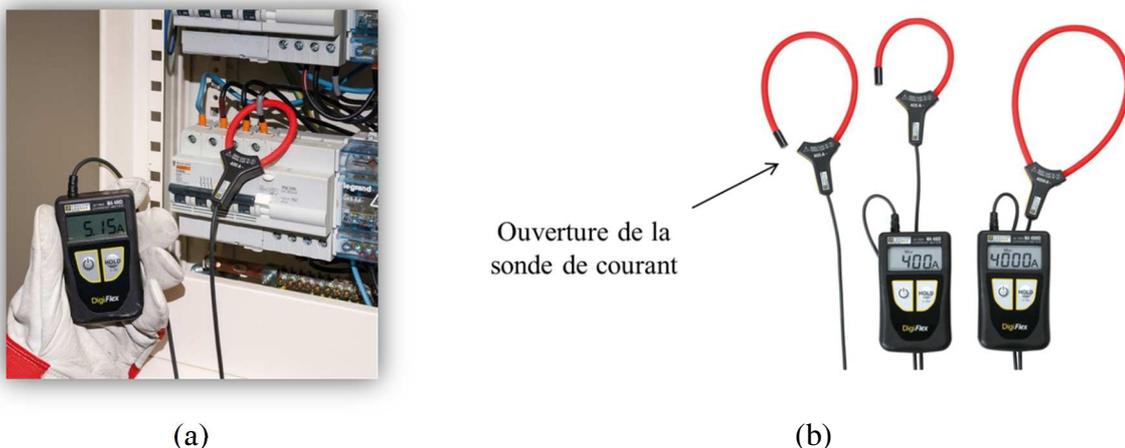


Figure 0.2 : (a) Sonde flexible utilisée dans une armoire électrique (b) Sondes de courant DigiFlex™ commercialisées par la société Chauvin-Arnoux [11]

La Figure 0.2 (b) illustre un exemple de sondes utilisées dans ce contexte, dites « DigiFlex », commercialisées par la société Chauvin-Arnoux, et basées sur le principe des bobines de Rogowski. Outre l'adaptabilité aux environnements difficiles d'accès, ce type de sonde de courant flexible peut aussi s'adapter à différentes formes de conducteurs (câble, barre, toron, etc.) et est donc envisageable pour plusieurs secteurs d'utilisation.

De ce point de vue, la flexibilité des fils GMI est un grand avantage. Cet avantage, associé à ceux évoqués précédemment et, a priori, à un coût peu élevé et à une faible consommation, laisse à penser que les capteurs GMI ont un avenir et une place certains dans la réalisation de capteurs de courant pour répondre à de nouveaux besoins industriels de mesure de courants continus (DC) et alternatifs (AC).

Ce potentiel de l'effet GMI intéresse d'ores et déjà la société Chauvin-Arnoux-Metrix. Créée depuis 1839, et devenue société-mère du groupe Chauvin-Arnoux en 1959, la société est spécialisée dans la conception et la fabrication d'instruments de test, de contrôle et de mesure portables destinés aux professionnels dans les secteurs de l'industrie, du contrôle et de la sécurité électrique, de la mesure de grandeurs physiques, et de l'instrumentation de laboratoire. A ce jour, les bobines de Rogowski et transformateurs de courant sont les seules technologies proposées par Chauvin-Arnoux dans leur gamme de pinces ampérométriques flexibles pour la mesure du courant AC uniquement. Aujourd'hui, la société envisage d'élargir sa gamme de capteurs flexibles pour répondre à de nouveaux besoins dans différents domaines de mesure du courant sans contact.

Ces besoins exigent, en plus du caractère flexible de la sonde, l'utilisation d'une structure permettant de mesurer à la fois les courants DC et AC par le même capteur. En principe, un capteur GMI, utilisant un élément sensible souple tel qu'un fil amorphe, pourrait répondre à cette problématique.

Ce travail de thèse vise à explorer la faisabilité d'un capteur de courant flexible à base de GMI. Il s'agit pour nous de décliner les règles de conception d'un tel capteur, les configurations magnétiques possibles ainsi que l'électronique de conditionnement adaptée. Dans cette démarche de conception, une attention particulière sera portée à l'impact des paramètres d'influence qui conditionnent largement les solutions de mise en œuvre du capteur.

Le premier chapitre de ce rapport de thèse présente l'état de l'art des capteurs de courant sans contact, ainsi qu'une présentation simplifiée des mécanismes physiques à l'origine de l'effet GMI. Les prototypes et réalisations existants de capteurs de courant basés sur l'effet GMI sont passés en revue. Le potentiel de l'effet GMI est situé vis-à-vis des autres technologies de mesure du courant sans contact.

Le deuxième chapitre aborde la caractérisation expérimentale des échantillons de fil amorphe considérés dans cette thèse en fonction de paramètres d'influence tels que la température, et les contraintes mécaniques de flexion et de torsion. La caractérisation expérimentale porte notamment sur l'offset et la sensibilité intrinsèque du capteur qui sont liés à l'allure de la caractéristique GMI.

Le troisième chapitre détaille l'effet de la stratégie de mise en œuvre sur les grandeurs d'influence. Les stratégies de mise en œuvre décrites reposent principalement sur l'exploitation de l'effet GMI « classique » ou de la composante diagonale. Les techniques utilisées reposent sur l'obtention de la différentielle de la caractéristique GMI autour d'un champ de polarisation ou de différenciation. L'efficacité de ces techniques vis-à-vis des grandeurs d'influence abordées dans le chapitre 2 est discutée. Une comparaison avec la configuration off-diagonal est également effectuée.

Dans le quatrième chapitre, l'effet de plusieurs types de perturbations magnétiques sur le capteur est étudié, ainsi que l'effet de l'excentration du conducteur à l'intérieur de la boucle de mesure. Une solution pour garantir l'immunité du capteur vis-à-vis de ces perturbations est proposée. Certaines solutions expérimentales sont testées.

Le cinquième chapitre conclut ce rapport en présentant le prototype de capteur obtenu à l'issue de ces travaux de thèse, en en détaillant le fonctionnement et les performances. Les perspectives et pistes d'amélioration de ce premier capteur sont présentées.

Sommaire

Introduction générale	2
Sommaire	6
Chapitre 1 État de l'art	9
1.1. Introduction et généralités sur les capteurs magnétiques.....	10
1.2. État de l'art des capteurs de courant sans contact	14
1.2.1. Mesure du courant par mesure de champ magnétique.....	15
1.2.1.1. Les capteurs de courant à effet Hall	15
1.2.1.2. Les capteurs de courant Fluxgate	19
1.2.2. Mesure du courant par mesure de champ ou d'induction variables	21
1.2.2.1. Les transformateurs de courant	21
1.2.2.2. Les bobines de Rogowski.....	22
1.2.3. Comparaison des principaux avantages et principaux inconvénients.....	24
1.3. Les capteurs magnétiques basés sur l'effet GMI.....	26
1.3.1. L'effet GMI	26
1.3.2. Mise en œuvre d'un capteur de champ basé sur l'effet GMI.....	31
1.3.2.1. Circuit d'excitation	35
1.3.2.2. Stratégies de polarisation et problématique de l'offset.....	36
1.3.2.3. Étages de démodulation et d'amplification.....	37
1.3.3. Configuration off-diagonal.....	38
1.3.4. Effet des paramètres d'excitation sur l'effet GMI.....	40
1.3.4.1. La fréquence d'excitation.....	41
1.3.4.2. L'amplitude d'excitation.....	41
1.3.4.3. L'effet de la composante continue (I_{dc}) du courant d'excitation.....	42
1.3.5. Paramètres d'influence.....	42
1.3.5.1. La température.....	42
1.3.5.2. Les contraintes mécaniques.....	43
1.4. État de l'art de l'utilisation de l'effet GMI pour les capteurs de courant	44
1.5. Conclusion sur le potentiel d'utilisation dans la mesure de courant sans contact, les enjeux et les motivations.....	47
Chapitre 2 Étude expérimentale de l'effet de la température, de la flexion et de la torsion	49
2.1. Approche générale	50
2.2. Effet de la température.....	51
2.2.1. Description du dispositif expérimental	51
2.2.2. Caractérisation en température de la composante diagonale	55
2.2.3. Caractérisation en température de la composante off-diagonal	62
2.2.4. Conclusion sur l'effet de la température	65

2.3.	Effet de la flexion	66
2.3.1.	Description du dispositif expérimental	66
2.3.2.	Caractérisation en flexion des composantes diagonale et off-diagonal	69
2.3.2.1.	Résultats pour une flexion.....	69
2.3.2.2.	Résultats pour dix flexions successives	74
2.3.3.	Conclusion sur l'effet de la flexion.....	75
2.4.	Effet de la torsion.....	76
2.4.1.	Description du dispositif expérimental	76
2.4.2.	Caractérisation en torsion des composantes diagonale et off-diagonal	77
2.5.	Conclusion générale.....	82

Chapitre 3 Effet de la stratégie de mise en œuvre sur les grandeurs d'influence83

3.1.	La polarisation alternative	84
3.1.1.	Description du principe	84
3.1.2.	Exemple de mise en œuvre électronique.....	93
3.1.2.1.	Implémentation d'un étage de détection synchrone à partir de composants d'électronique analogique	93
3.1.2.2.	Comparaison entre la réponse obtenue avec le dispositif expérimental et la réponse théorique.....	98
3.2.	La dérivation magnétique.....	101
3.2.1.	Description du principe	101
3.2.2.	Exemple de mise en œuvre électronique.....	104
3.3.	Effet de la température et des contraintes	106
3.3.1.	Effet de la température.....	106
3.3.2.	Effet de la flexion	110
3.3.3.	Discussion	114
3.3.4.	Conclusion.....	116
3.4.	La polarisation continue et l'off-diagonal.....	118
3.5.	Conclusion.....	118

Chapitre 4 Étude de l'effet des perturbations magnétiques.....119

4.1.	Effet de l'excentration du conducteur dans la boucle de mesure	120
4.1.1.	Calcul de l'effet de l'excentration	120
4.1.1.1.	Calcul du champ en tout point de la boucle de mesure	121
4.1.1.2.	Calcul de l'intégrale de l'impédance sur le contour	123
4.1.2.	Comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux.....	125
4.2.	Effet d'une perturbation par le champ magnétique terrestre.....	129
4.3.	Effet d'une perturbation par un conducteur proche	132
4.4.	Utilisation d'un circuit magnétique	135
4.4.1.	Simulation avec un logiciel utilisant la méthode des éléments finis	135
4.4.1.1.	Cas du conducteur excentré à l'intérieur de la boucle de mesure	137
4.4.1.2.	Cas de la perturbation par un champ magnétique uniforme dans la direction de l'axe x	137

4.4.1.3.	Cas de la perturbation par un conducteur proche	138
4.4.1.4.	Conclusion.....	142
4.4.2.	Tests de différentes solutions de circuit magnétique	142
4.4.2.1.	Empilement de tôles fines en matériau amorphe.....	143
4.4.2.2.	Câble torsadé avec du fil de mu-métal.....	145
4.4.2.3.	Rondelles de Supra50 TM	148
4.4.2.4.	Boîte blindée.....	150
4.4.2.5.	Synthèse sur les solutions de blindage testées de manière expérimentale	151
4.5.	Conclusion.....	151
Chapitre 5 Développement et caractérisation d'un prototype de capteur de courant basé sur l'effet GMI.....		153
5.1.	Synthèse des résultats précédents	154
5.2.	Description du prototype	155
5.3.	Performances	157
5.4.	Conclusion et perspectives	168
Conclusion générale.....		169
Bibliographie		171
Liste des publications		178
Liste des notations et abréviations		180
Annexes		184
Annexe 1 : Les capteurs magnétorésistifs : AMR, GMR et TMR		185
Annexe 2 : Modèle de la perméabilité magnétique		189
Annexe 3 : Caractérisation en température de la composante diagonale avec un analyseur d'impédance		196
Annexe 4 : Influence de la fréquence d'excitation pour la composante off-diagonal en fonction de la température		204
Annexe 5 : Influence du courant I_{dc} sur le comportement avec la température des composantes diagonale et off-diagonal		206
Annexe 6 : Polarisation alternative, cas non-symétriques		211
Annexe 7 : Calcul de $\cos\alpha$ (chapitre 4).....		213

Chapitre 1

État de l'art

1.1.	Introduction et généralités sur les capteurs magnétiques.....	10
1.2.	État de l'art des capteurs de courant sans contact	14
1.2.1.	Mesure du courant par mesure de champ magnétique.....	15
1.2.1.1.	Les capteurs de courant à effet Hall	15
1.2.1.2.	Les capteurs de courant Fluxgate	19
1.2.2.	Mesure du courant par mesure de champ ou d'induction variables	21
1.2.2.1.	Les transformateurs de courant	21
1.2.2.2.	Les bobines de Rogowski.....	22
1.2.3.	Comparaison des principaux avantages et principaux inconvénients.....	24
1.3.	Les capteurs magnétiques basés sur l'effet GMI.....	26
1.3.1.	L'effet GMI	26
1.3.2.	Mise en œuvre d'un capteur de champ basé sur l'effet GMI.....	31
1.3.2.1.	Circuit d'excitation	35
1.3.2.2.	Stratégies de polarisation et problématique de l'offset.....	36
1.3.2.3.	Étages de démodulation et d'amplification.....	37
1.3.3.	Configuration off-diagonal.....	38
1.3.4.	Effet des paramètres d'excitation sur l'effet GMI.....	40
1.3.4.1.	La fréquence d'excitation.....	41
1.3.4.2.	L'amplitude d'excitation.....	41
1.3.4.3.	L'effet de la composante continue (I_{dc}) du courant d'excitation	42
1.3.5.	Paramètres d'influence.....	42
1.3.5.1.	La température.....	42
1.3.5.2.	Les contraintes mécaniques.....	43
1.4.	État de l'art de l'utilisation de l'effet GMI pour les capteurs de courant	44
1.5.	Conclusion sur le potentiel d'utilisation dans la mesure de courant sans contact, les enjeux et les motivations.....	47

Après des rappels généraux sur les capteurs magnétiques et leurs critères de performance, un état de l'art des technologies commercialisées de capteurs de courant sans contact est présenté pour permettre de situer le potentiel de l'effet GMI par rapport à ses principaux « concurrents ».

Dans une troisième partie de ce chapitre, les mécanismes et les principes physiques simplifiés de l'effet GMI seront présentés ainsi qu'une étude bibliographique portant sur l'utilisation de l'effet GMI pour les applications de mesure de courant.

Le chapitre se termine par une synthèse des principales motivations, enjeux et objectifs qui ont été à l'origine de ce travail.

1.1. Introduction et généralités sur les capteurs magnétiques

Les capteurs magnétiques sont des dispositifs qui permettent de mesurer le champ magnétique. L'élément sensible, appelé parfois selon le contexte, « transducteur », permet de convertir le champ magnétique (appelé mesurande) en grandeur électrique (tension ou courant généralement). Le transducteur est naturellement associé à un conditionneur adapté selon la Figure 1.1.

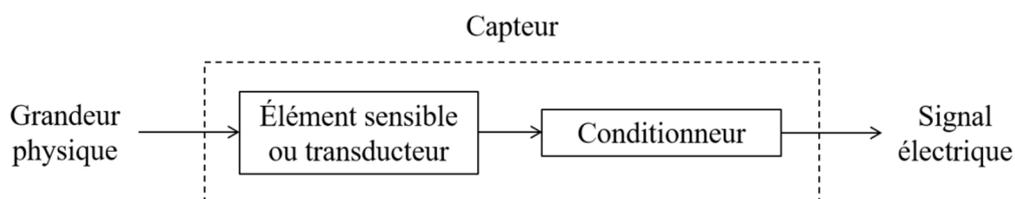


Figure 1.1 : Synoptique d'un capteur [12]

Selon le type de capteur magnétique et son principe physique de fonctionnement, le conditionneur peut être aussi simple qu'un amplificateur rapproché du transducteur ou qu'un montage en pont de Wheatstone par exemple. Il peut aussi être à un degré de complexité supérieur en intégrant des fonctions d'extraction du signal utile comme l'alimentation du transducteur, le filtrage, la démodulation d'amplitude ou de fréquence, la linéarisation de la réponse du capteur ou encore les techniques de suppression de dérives ou des tensions d'offset. Ces dérives et tensions d'offset peuvent être intrinsèques au principe physique de fonctionnement ou causées par le principe même de la mise en œuvre du capteur [12]–[15].

Par ailleurs, dans la pratique et selon l'application visée et l'environnement réel d'utilisation, une structure fonctionnelle de capteur est généralement plus complexe car elle peut souvent nécessiter l'intégration d'autres fonctions essentielles permettant de réduire l'effet de paramètres d'influence.

Une liste non exhaustive de ces paramètres d'influence inclut par exemple la température, l'humidité, la pression et les contraintes mécaniques, les champs magnétiques environnants variables et statiques, etc. Ces grandeurs d'influence perturbent la sortie du capteur, sans qu'il soit possible de distinguer l'action de ces grandeurs de l'action du mesurande. Les solutions qui permettent de limiter l'action des paramètres d'influence peuvent être déclinées en trois volets généraux [12] :

- Isoler le capteur de ces grandeurs d'influence. L'exemple typique est le blindage magnétique pour limiter l'influence des champs magnétiques environnants.
- Connaître parfaitement l'action des grandeurs d'influence pour pouvoir compenser leurs effets. Cette connaissance nécessite généralement le contrôle et la stabilisation de la grandeur d'influence. Dans l'exemple de la température, ce contrôle pourrait se faire en utilisant une enceinte thermostatée qui stabilise la température de fonctionnement du capteur.
- Utiliser des stratégies de conditionnement qui permettent de limiter l'influence de ces grandeurs. C'est le cas par exemple de montages différentiels utilisant deux éléments sensibles identiques et permettant une soustraction des effets des paramètres d'influence entre ces deux éléments sensibles.

La conception du capteur doit donc intégrer tout ou une partie de ces solutions si l'objectif est ou est en partie de se prémunir contre l'action de ces grandeurs d'influence. En outre, dans la fin de cette partie, nous reviendrons également sur d'autres fonctions spécifiques qui sont souvent développées, comme la contre-réaction en champ qui est très largement utilisée dans le cas des capteurs magnétiques.

Les capteurs magnétiques sont qualifiés à l'aide d'un certain nombre de caractéristiques qui permettent de définir et de comparer leurs performances. Ces caractéristiques sont dépendantes des choix de conception qui auront été faits en amont. Il est donc primordial de s'y intéresser pendant le développement du capteur. Parmi ces caractéristiques, nous pouvons principalement distinguer [15] :

- **La dynamique** : il s'agit des valeurs extrêmes de champ qui peuvent être mesurées par le capteur. Elle peut aussi être exprimée en dB, où elle représente le rapport entre le plus grand et le plus petit champ magnétique mesurable par le capteur.
- **La bande passante** : la bande passante du capteur est la gamme de fréquences dans laquelle celui-ci peut être utilisé.
- **La linéarité** : elle caractérise la relation de proportionnalité entre le champ magnétique mesuré et la sortie du capteur. Elle est souvent caractérisée par l'erreur de linéarité. Cette erreur s'obtient en calculant le coefficient de corrélation de la caractéristique de sortie du capteur vis-à-vis d'une interpolation linéaire déduite de ces

points. Cette erreur à la linéarité peut être intrinsèque à l'élément sensible ou peut être due aux conditions de fonctionnement.

- **La sensibilité, et le coefficient de température de la sensibilité** : la sensibilité est le rapport entre la variation du signal de sortie et la variation du champ en entrée. Elle s'exprime généralement en $V/(A/m)$ ou V/T . Le coefficient de température de la sensibilité quantifie la variation de cette sensibilité en fonction de la température. Il doit être réduit pour améliorer la stabilité de la réponse du capteur. Ces deux paramètres dépendent à la fois des caractéristiques intrinsèques de l'élément sensible et du conditionnement.
- **L'offset, et le coefficient de température de l'offset** : comme mentionné précédemment, la tension d'offset peut naturellement exister pour un bon nombre de capteurs magnétiques en raison de leur principe ou de leur mise en œuvre. L'offset désigne une sortie non nulle du capteur en présence d'un champ magnétique nul. Le coefficient de température de l'offset quantifie la variation de l'offset avec la température. Ce coefficient doit être faible pour la stabilité de la réponse du capteur.
- **Le bruit** : le bruit est un signal supplémentaire indésirable qui s'ajoute au signal utile mesuré et qui augmente l'erreur du capteur et limite sa résolution (plus petit signal mesuré). Le bruit total est la combinaison des bruits tout le long de la chaîne de mesure : du bruit intrinsèque de l'élément sensible au bruit de l'électronique de conditionnement. Le choix d'un conditionnement et d'une électronique adaptée (généralement faible bruit) peut améliorer les performances en bruit total du capteur.
- **L'hystérésis** : l'erreur d'hystérésis se produit quand l'allure de la réponse du capteur n'est pas la même en fonction du sens de variation du champ (champ croissant ou décroissant).
- **La résistance aux facteurs environnementaux (température, humidité, vibrations)** : généralement, une gamme de fonctionnement est définie pour éviter de dépasser les conditions d'utilisation idéales des matériaux et de l'électronique.
- **La consommation** : celle-ci est liée à la complexité de la mise en œuvre, typiquement pour une contre-réaction en champ la consommation est augmentée.
- **Le coût** : tout comme la consommation, celui-ci dépend de la complexité de mise en œuvre, tant au niveau électronique que mécanique.

Idéalement, l'optimisation de l'ensemble de ces caractéristiques peut être recherchée dans la conception des capteurs magnétiques. Dans la pratique, et en fonction de l'application visée, il est possible d'accorder plus ou moins d'importance à certaines d'entre elles.

Revenons sur les autres fonctions qui peuvent être implémentées dans les capteurs magnétiques, à savoir la contre-réaction en champ et la suppression d'offset.

La contre-réaction en champ est un procédé qui peut être mis en œuvre pour améliorer la linéarité de certaines technologies de capteurs magnétiques. Nous allons présenter brièvement son principe avant de rapporter quelques exemples d'utilisation dans les capteurs magnétiques.

Dans un tel système, la tension en sortie du capteur magnétique est d'abord convertie en courant, puis en champ de contre-réaction, généralement à l'aide d'une bobine. Ce champ vient s'opposer au champ mesuré par l'élément sensible, de telle sorte que le champ total « vu » par l'élément sensible soit nul ou fixé à un point de référence. Nous avons représenté un exemple de capteur magnétique en contre-réaction sur la Figure 1.2, où H_{mes} est le champ mesuré, H_{cr} le champ de contre-réaction, et V_s la tension de sortie du capteur.

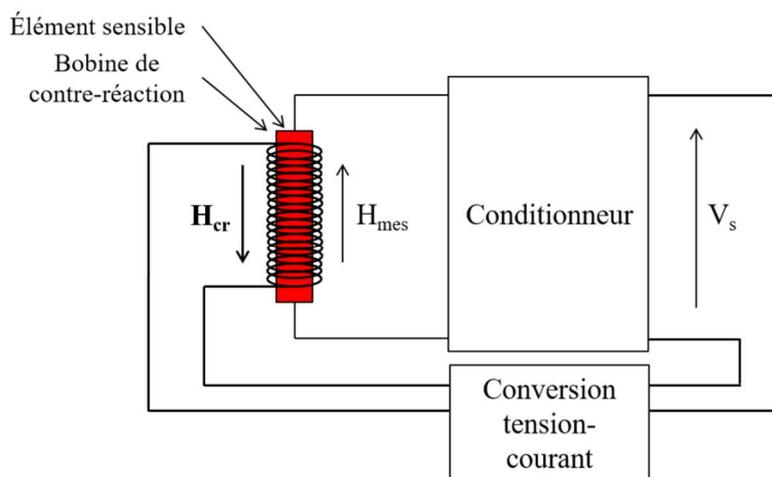


Figure 1.2 : Schéma d'un capteur magnétique en contre-réaction

Dans cette situation, le capteur fonctionne comme un système asservi. En effet, la contre-réaction doit être dimensionnée pour toujours ramener la valeur du champ total vu par l'élément sensible à un point de fonctionnement fixe (qui peut être le zéro ou pas). Nous pouvons donc décrire ce type de montage à l'aide du formalisme utilisé pour les systèmes asservis linéaires en automatique. Nous emploierons le terme de fonction de transfert pour désigner le rapport entre l'entrée et la sortie d'un système, représenté sous la forme de bloc. Nous avons représenté le schéma d'une contre-réaction sur la Figure 1.3. Nous avons noté A la fonction de transfert de la chaîne directe et T la fonction de transfert de la chaîne de retour.

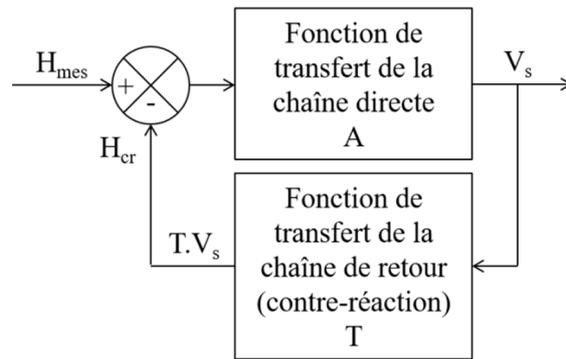


Figure 1.3 : Schéma-bloc de la contre-réaction

La fonction de transfert du système complet en boucle fermée s'écrit :

$$\frac{V_s}{H_{mes}} = \frac{A}{1 + AT} \quad (1.1)$$

Dans le cas où le produit $AT \gg 1$, la relation (1.1) se simplifie :

$$\frac{V_s}{H_{mes}} = \frac{1}{T} \quad (1.2)$$

Ainsi, le lien entre tension de sortie et champ magnétique mesuré ne dépend que du gain T , dans certaines conditions de fonctionnement, ce qui peut améliorer la linéarité du système, ainsi que l'erreur d'hystérésis et les fluctuations de la sensibilité dues au changement du gain de la chaîne directe.

En résumé, la contre-réaction en champ est donc une stratégie de conditionnement qui permet de linéariser le capteur, et de limiter d'autres imperfections de la chaîne directe. Pour cette raison, elle est largement utilisée dans le domaine des capteurs magnétiques. Nous pouvons citer l'utilisation de bobine de compensation pour les capteurs Fluxgate [15], ainsi que pour les capteurs GMI [16].

L'offset est la tension de sortie du capteur quand le champ mesuré est nul. Idéalement, dans le cas où l'on souhaite un fonctionnement linéaire, il doit être ramené à zéro. Cette tension existe cependant naturellement pour bon nombre de capteurs magnétiques en raison de leur principe physique. Dans ces cas, le conditionnement du capteur doit donc comporter un étage de suppression d'offset.

1.2. État de l'art des capteurs de courant sans contact

Ce paragraphe présente l'état de l'art des capteurs de courant sans contact, utilisant des capteurs magnétiques. Certaines techniques de mesure directe du courant (shunt) existent,

mais ne seront pas abordées dans ce mémoire. Il est important de noter que ce recueil bibliographique est non exhaustif. Des revues plus complètes sur cet état de l'art peuvent se trouver dans différentes sources [1], [2].

Les capteurs magnétiques abordés dans la présente étude bibliographique correspondent à ceux qui sont les plus communs et les plus commercialisés pour la mesure de courant. Notamment, nous favorisons la présentation des capteurs qui peuvent s'intégrer dans une structure toroïdale de capteur de courant (autrement appelée « pince »). Le fonctionnement et le principe de ces capteurs magnétiques sera détaillé.

Deux catégories de capteurs magnétiques seront distinguées : les capteurs de champ magnétique et les capteurs fonctionnant par mesure de champ ou d'induction magnétiques variables.

Parmi les capteurs de champ magnétique, nous présentons les capteurs à effet Hall et les capteurs de type Fluxgate. Les capteurs par mesure de champ ou d'induction variables ne peuvent bien évidemment être utilisés que pour la mesure des courants alternatifs (AC) car ils sont basés sur l'apparition d'une tension induite (loi de Lenz) due à l'induction variable créée par le courant AC mesuré. Dans ce cadre, nous allons présenter les bobines de Rogowski et les transformateurs de courant.

1.2.1. Mesure du courant par mesure de champ magnétique

Les capteurs de champ magnétique sont basés sur des phénomènes physiques différents. Cependant, l'intégration de ces dispositifs pour réaliser un capteur de courant est souvent assez similaire : le capteur magnétique (cellule de détection) du champ magnétique, s'il ne dispose pas d'une sensibilité intrinsèque suffisante, doit être placé dans un dispositif de concentration du flux généré par le courant mesuré [17]. De manière générale, nous décrirons d'abord le principe physique du capteur magnétique, puis son utilisation dans une structure de capteur de courant.

1.2.1.1. Les capteurs de courant à effet Hall

La tension de Hall apparaît entre les bords opposés d'une fine plaque de matériau conducteur ou semi-conducteur, quand un courant I_H est imposé dans la plaque et qu'une induction, \vec{B} , est appliquée perpendiculairement à la plaque (voir Figure 1.4 illustrant le principe) [15].

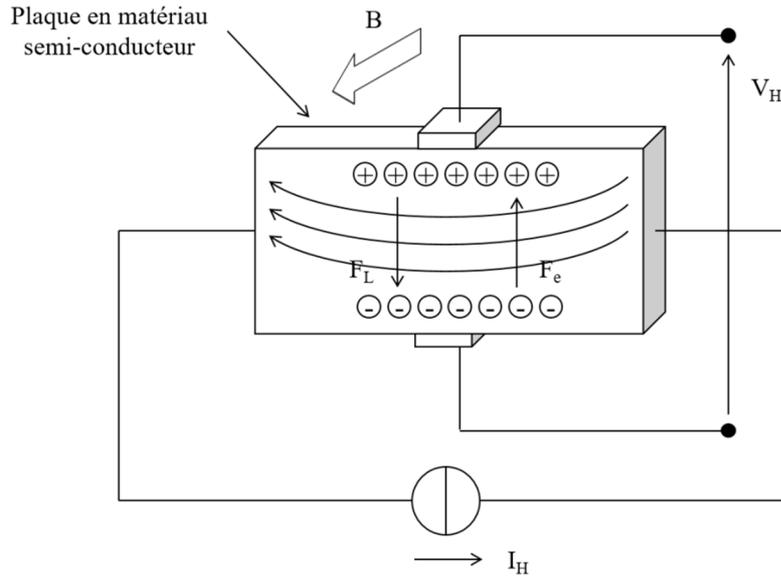


Figure 1.4 : Principe de l'effet Hall.

La force de Laplace \vec{F}_L est donnée par :

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.3)$$

Où q est la charge du porteur de charge, \vec{v} est le vecteur vitesse du porteur de charge, \vec{B} est l'induction magnétique appliquée. Cette force dévie les porteurs de charge dans la direction de la largeur de la plaque, ce qui, par réaction, génère une force électrostatique \vec{F}_e de sens opposé à \vec{F}_L :

$$\vec{F}_e = q\vec{E}_H \quad (1.4)$$

Où \vec{E}_H est le champ électrostatique généré.

Par égalité des deux forces, on en déduit l'expression du champ électrique de Hall, $E_H = -vB$. Ce champ est à l'origine de la tension de Hall V_H , qui s'exprime :

$$V_H = G_H \cdot \frac{I_H \cdot B}{q \cdot n_H \cdot t'} \quad (1.5)$$

Où G_H est un facteur de correction géométrique, n_H est la densité de porteurs libres dans le matériau, t' est l'épaisseur de la plaque. Cette tension est donc directement proportionnelle, entre autres, à l'induction magnétique \vec{B} perpendiculaire à la plaque [15].

Lorsqu'il est utilisé dans un capteur de courant, ce capteur à effet Hall peut être intégré à l'intérieur de l'entrefer d'un noyau magnétique, qui va canaliser le flux généré par le courant à mesurer, tel qu'il est illustré par la Figure 1.5.

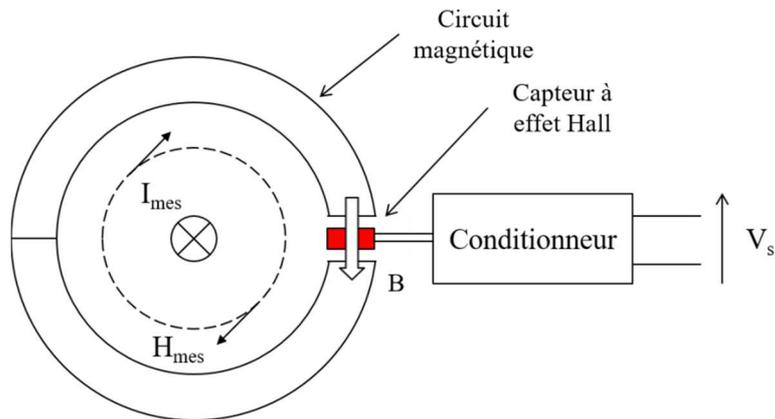


Figure 1.5 : Capteur de courant à effet Hall en boucle ouverte.

Ce procédé permet d'amplifier la composante magnétique à mesurer (plus d'induction dans l'entrefer que pour une mesure dans l'air), et permet aussi de se prémunir de l'influence des autres sources magnétiques, étant donné que seules les lignes de champ générées par le courant à mesurer seront amplifiées.

Ce circuit à concentrateur de flux peut être utilisé dans deux configurations : en boucle ouverte, c'est-à-dire sans contre-réaction, comme sur la Figure 1.5, où on mesure directement la tension de sortie du capteur à effet Hall après conditionnement électronique, ou en boucle fermée (avec une contre-réaction, comme illustré par la Figure 1.6), où le champ dans le circuit magnétique est compensé par un champ de contre réaction, H_{cr} , créé à l'aide d'une bobine de contre-réaction.

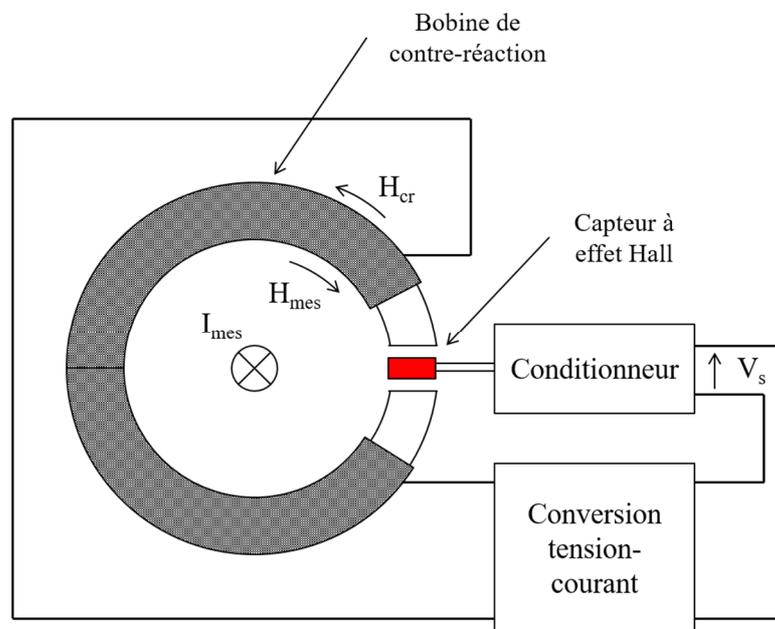


Figure 1.6 : Capteur de courant à effet Hall en boucle fermée

En boucle fermée, le flux « vu » par le circuit est donc nul et asservi à zéro. La tension de sortie donne ainsi l'amplitude en temps réel du champ de la contre-réaction.

Les capteurs de courant à effet Hall peuvent mesurer à la fois les courants continus et alternatifs, car la tension V_H est uniquement proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique, qui varie en instantané quand le courant à mesurer, I_{mes} , varie.

Les capteurs en boucle ouverte sont bon marché et peuvent être adaptés à différentes applications industrielles. La précision (erreur maximale) est néanmoins limitée par des effets intrinsèques à la mise en œuvre de la cellule de Hall [18]. Précisons que le terme « précision » désigne l'écart relatif par rapport à une valeur de référence. Ce terme est utilisé par certains fabricants de capteurs pour désigner l'erreur maximale possible en sortie par rapport à cette référence. Cette erreur maximale peut recouvrir plusieurs types d'erreurs, comme l'erreur à la linéarité, l'erreur de répétabilité... Il est donc difficile de savoir exactement ce que ce terme recouvre quand on a affaire à plusieurs fabricants différents. Ce terme sera quand même utilisé occasionnellement dans ce rapport car il permet de donner un ordre de grandeur de l'erreur maximale possible avec différentes technologies de mesure du courant.

Cette précision est donc limitée car, en effet, la cellule présente un offset quand le courant primaire est nul, qui est dû à l'asymétrie de positionnement des contacts électriques, ainsi qu'à des effets mécaniques et piézo-électriques. La présence de l'offset peut augmenter l'erreur de mesure pour les estimations de courants DC. Cet offset peut aussi varier avec la température et dans le temps [15].

En boucle ouverte, la sensibilité du capteur peut aussi varier avec la température car elle change en fonction des propriétés du matériau semi-conducteur, qui sont fortement dépendantes de la température (notamment à travers la variation de la mobilité des porteurs de charge). Certains de ces défauts peuvent être corrigés dans des structures de capteurs spécifiques [19]. Un autre type d'offset (« magnétique ») peut s'ajouter quand le circuit concentrateur de flux est saturé par le passage d'un fort courant mesuré. La bande passante de ce système est principalement limitée par l'électronique d'amplification et les pertes fer dans le noyau du circuit magnétique [18].

Les capteurs en boucle fermée sont naturellement plus linéaires et ont une meilleure bande passante que les capteurs en boucle ouverte. Celle-ci peut être étendue à une dizaine de kHz contre quelques kHz en boucle ouverte. Elle reste néanmoins limitée par l'électronique de la chaîne de retour. Une déclinaison industrielle fréquente de ces capteurs de courant à effet Hall propose d'utiliser la bobine de contre-réaction comme relais en tant que transformateur de courant pour mesurer des courants à plus haute fréquence. Dans ce cas, le capteur à effet Hall n'est plus utilisé. Cette bande passante peut être étendue à quelques centaines de kHz [20], [18].

La saturation du circuit magnétique peut être limitée par le fonctionnement à flux nul. En revanche, ces circuits consomment plus en raison de l'alimentation de la contre-réaction, et sont plus volumineux et plus coûteux. La stabilité du zéro (offset) reste un problème, car ce facteur n'est pas corrigé par la contre-réaction. A titre d'exemple, la référence [2] rapporte une dérive d'offset de 600 mA dans la gamme 0-70 °C pour mesurer 50 A avec un capteur de ce type. La précision (erreur maximale) est donc de l'ordre du %.

En résumé, les capteurs de courant à effet Hall sont peu coûteux, faciles d'utilisation, mais présentent des erreurs de mesure pour les faibles courants.

1.2.1.2. Les capteurs de courant Fluxgate

L'élément magnétique sensible d'un capteur Fluxgate est généralement un noyau magnétique doux qui va être saturé périodiquement, à quelques centaines de Hz, par un signal fourni par une bobine d'excitation. Cette saturation périodique apporte une forme de « porte » à l'induction magnétique en fonction du temps, ce qui donne le nom de ces capteurs (« Fluxgate » signifie littéralement en français « vanne de flux ») [15]. Nous avons représenté un schéma de principe sur la Figure 1.7, et l'allure de l'induction magnétique sur la Figure 1.8 (pour un champ à mesurer H_{mes} continu).

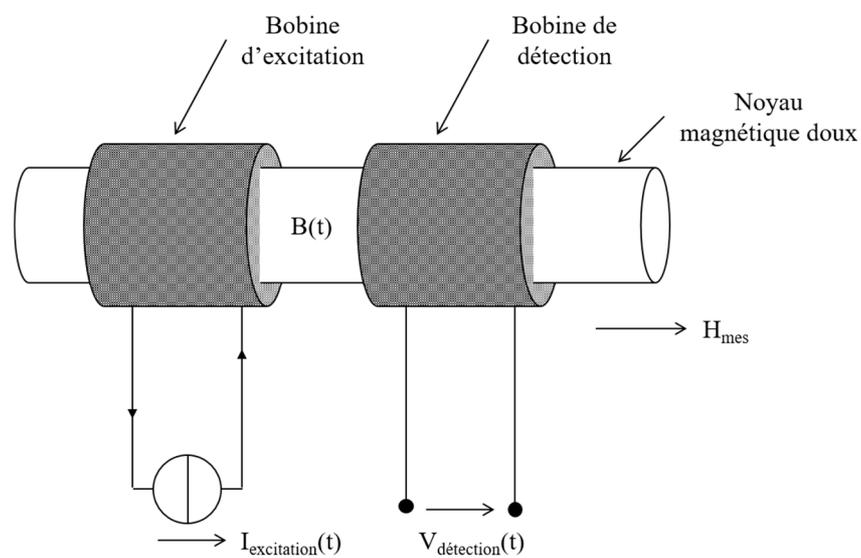


Figure 1.7 : Principe du capteur Fluxgate [15]

En fonction du champ magnétique (H_{mes}) appliqué le long de l'élément sensible, le profil de saturation magnétique du noyau va changer de forme.

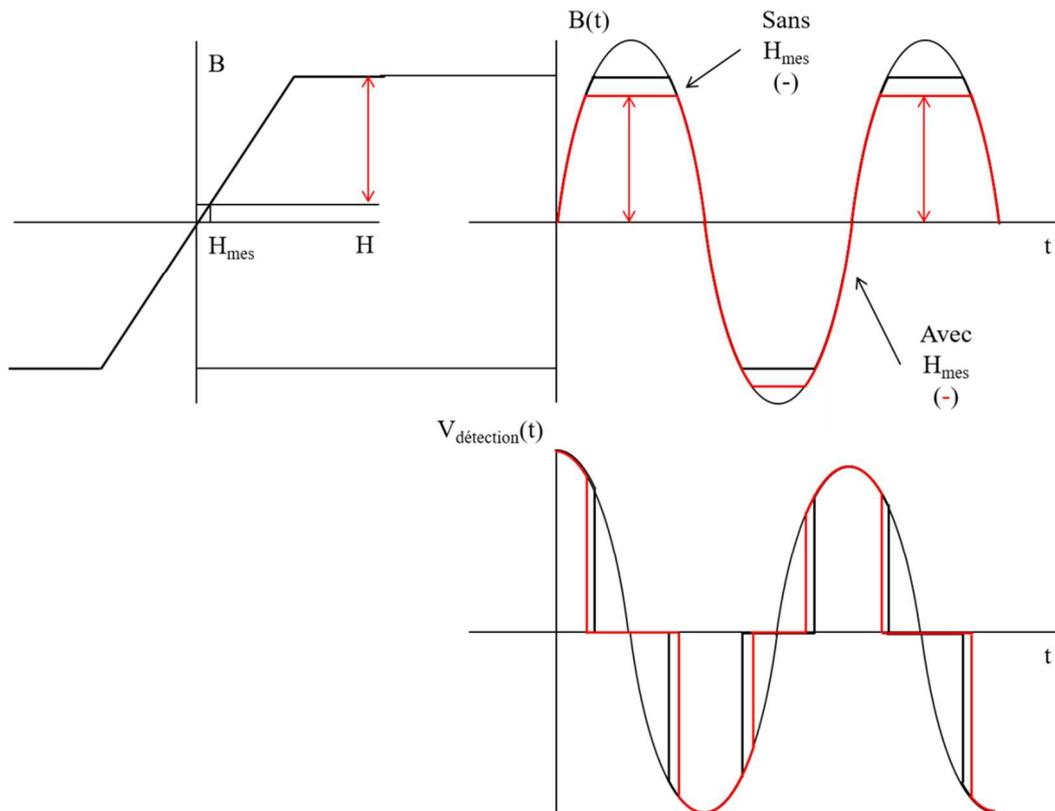


Figure 1.8 : Allure de l'induction magnétique $B(t)$ et de la tension aux bornes de la bobine de détection $v_{détection}(t)$, sans un champ à mesurer H_{mes} continu en noir, avec un champ H_{mes} en rouge, d'après la référence [15].

Cette modification génère un changement de l'amplitude des harmoniques de rang 2 dans la tension alternative qui est détectée aux bornes d'une seconde bobine de détection enroulée autour du noyau.

Le principe de ces capteurs se base donc sur une détection de l'amplitude et de la phase de l'harmonique 2 du signal induit aux bornes de la bobine de détection. Cette amplitude nous renseigne sur l'amplitude et le signe du champ magnétique mesuré. Cette explication correspond au principe général de fonctionnement des capteurs Fluxgate. Il existe néanmoins une grande variété de structures de tels capteurs. Par exemple, le mode « orthogonal » consiste à générer le champ d'excitation dans le noyau avec un courant alternatif, ce qui crée un champ circonférentiel. Le placement de la bobine de détection doit alors être adapté [21]. La détection peut également se faire sur le fondamental du signal aux bornes de la bobine de détection (et non sur l'harmonique deux) [15].

Comme les capteurs à effet Hall, les Fluxgate peuvent mesurer à la fois les courants continus et alternatifs, car l'état du noyau magnétique est piloté par l'amplitude du champ magnétique appliqué le long de l'élément sensible.

Un capteur Fluxgate peut être utilisé de la même manière qu'un capteur à effet Hall pour la mesure du courant, c'est-à-dire dans l'entrefer d'un circuit concentrateur de flux, en boucle ouverte ou en boucle fermée (voir Figure 1.5 et Figure 1.6).

La bande passante de ces capteurs en boucle ouverte est limitée à cause de l'excitation périodique qui empêche l'augmentation de la fréquence (le signal à mesurer est forcément de fréquence inférieure à l'excitation dans la bobine). La configuration dite standard de ce type de capteur est en boucle fermée, ce qui permet d'étendre la bande passante à quelques dizaines de kHz [22].

Comme pour les capteurs de courant basés sur l'effet Hall, dans certaines réalisations industrielles, et pour mesurer des courants à plus haute fréquence, la bobine de contre-réaction peut aussi être utilisée comme transformateur de courant. Dans ce cas, le capteur Fluxgate n'est plus utilisé. Cette configuration permet d'atteindre les mêmes fréquences maximum d'utilisation que son équivalent en effet Hall [18]. Des modèles de conception plus évoluée utilisent un circuit magnétique sans entrefer pour améliorer les performances du capteur.

Le principe de la saturation périodique du noyau magnétique limite la formation d'un offset « magnétique » dans le circuit [18]. L'offset de ce capteur est donc a priori très faible et très stable dans temps. Par ailleurs, la dérive en température de ce type de capteurs est minime (par exemple $\pm 5 \text{ nT/}^\circ\text{C}$ pour un capteur commercial [22]). La résolution des capteurs de courant Fluxgate est donc excellente et les erreurs de mesure sont faibles. Ils sont donc généralement meilleurs que les capteurs à effet Hall pour la mesure des faibles courants.

1.2.2. Mesure du courant par mesure de champ ou d'induction variables

1.2.2.1. Les transformateurs de courant

Le transformateur de courant permet de mesurer un courant alternatif avec une isolation galvanique, par un principe bien connu, celui du transformateur. Le courant à mesurer (primaire du transformateur) génère une induction périodique dans un circuit magnétique. Ce circuit est généralement constitué d'un noyau rigide disposé autour du conducteur. Nous avons représenté un schéma de principe sur la Figure 1.9.

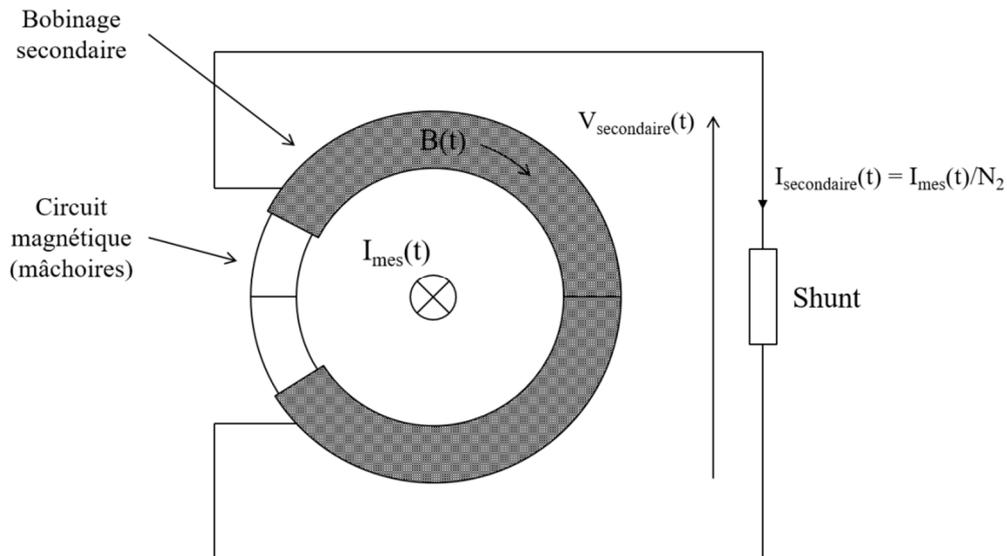


Figure 1.9 : Principe du transformateur de courant

La variation d'induction magnétique crée une tension aux bornes du bobinage secondaire, qui est à l'image du courant à mesurer. Le secondaire du transformateur (N_2 spires) est généralement court-circuité ou chargé avec une faible résistance (shunt) pour que le courant dans l'enroulement produise un flux qui s'oppose au flux généré par le courant du conducteur primaire. La sortie de ce capteur est un courant ou une tension. Le circuit magnétique peut s'ouvrir grâce à un système de « mâchoires » pour enserrer le conducteur d'intérêt.

Dans leur configuration standard, ces capteurs ne sont pas conçus pour mesurer des courants continus. Comme nous l'avons mentionné dans les paragraphes 1.2.1.1 et 1.2.1.2, dans certaines réalisations industrielles, ils peuvent être associés à des capteurs Fluxgate dans l'entrefer du circuit magnétique pour étendre leur bande passante jusqu'au courant continu [1], [2]. En revanche, ils sont parfaitement adaptés pour la mesure de fréquences moyennes voire hautes (jusqu'à quelques dizaines de MHz) à condition que le nombre de spires de l'enroulement secondaire ne soit pas trop grand pour limiter les résonances due aux capacités parasites entre-spires. Ils sont particulièrement adaptés à la mesure du courant 50 Hz/60 Hz sur les lignes de distribution.

La limitation de ces capteurs est la saturation du cœur magnétique pour les fortes impulsions de courant. Leur avantage est qu'ils ne nécessitent généralement pas d'étage supplémentaire d'amplification en raison de leur sensibilité élevée. L'erreur de mesure peut être de l'ordre de quelques ppm pour les modèles les plus évolués [1].

1.2.2.2. Les bobines de Rogowski

Du nom de leur inventeur, Walter Rogowski, les bobines de Rogowski permettent de mesurer un courant alternatif. Un enroulement de Rogowski est bobiné autour d'un support non magnétique, qui est placé autour du conducteur (comme illustré par la Figure 1.10). Cette géométrie est similaire à celle d'un transformateur de courant, à l'exception du fait qu'elle ne comporte pas de circuit magnétique.

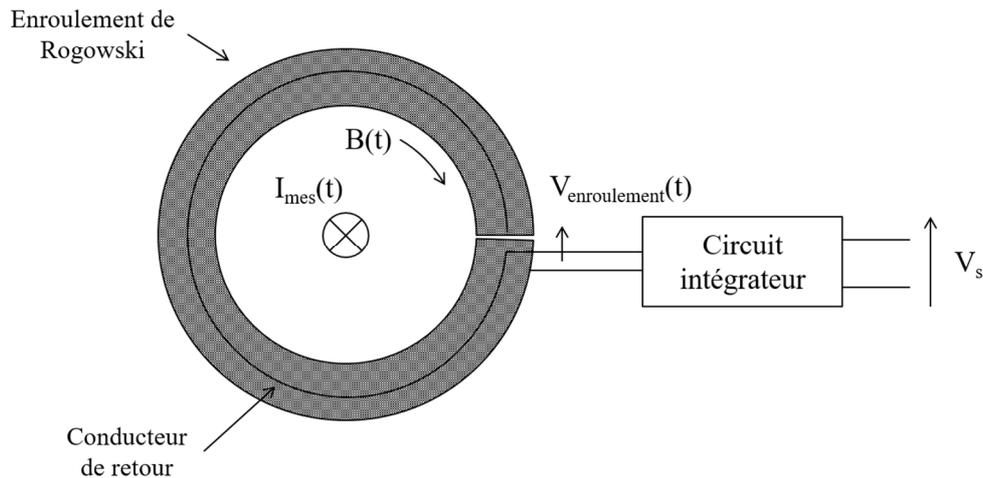


Figure 1.10 : Bobine de Rogowski

Dans ce type de bobine, si le nombre de couches de l'enroulement est impair, celui-ci se termine par un conducteur de retour qui revient par le centre de l'enroulement vers le point de départ du bobinage, afin de former une spire de contre-réaction qui détecte un champ opposé à celui de la spire globale formée par l'enroulement « aller », afin de compenser les éventuels champs magnétiques parasites perpendiculaires à la boucle de mesure.

L'enroulement va développer une tension induite proportionnelle à la dérivée, dI_{mes}/dt , du courant alternatif qui circule dans le conducteur, qui va ensuite être intégrée à la sortie de l'enroulement. La sortie de ce capteur est une tension.

En vertu de la loi d'Ampère, la position du conducteur à l'intérieur de la boucle n'a pas d'effet sur la mesure, ce qui est à nuancer en pratique si le bobinage n'est pas suffisamment homogène, ou si le conducteur est décalé en direction de la fermeture de la bobine (qui peut être blindée pour améliorer les performances en excentration). Etant donné le bobinage dans l'air, ce type de capteur a l'avantage de ne pas saturer avec un fort courant mesuré, contrairement aux transformateurs de courant.

Les bobines de Rogowski sont limitées en bande passante par la fréquence de résonance induite par les capacités parasites du bobinage. Aux basses fréquences, elles sont limitées par les performances de leur circuit intégrateur qui peut dériver et ainsi perturber la mesure [1], [2]. La sensibilité est aussi beaucoup plus faible que pour un transformateur de courant en raison de l'absence d'un circuit magnétique (qui augmente l'induction).

Les bobines de Rogowski sont néanmoins très pratiques en raison de leur souplesse et de leur légèreté, qui permet leur commercialisation sous la forme de sondes flexibles [23]. Elles existent aussi sous une forme rigide. L'absence de circuit magnétique permet la mesure d'intensités très élevées, sans saturation. Comme les transformateurs de courant, ces capteurs peuvent être couplés avec un capteur de courant continu pour étendre la bande passante.

1.2.3. Comparaison des principaux avantages et principaux inconvénients

Le Tableau 1.1 résume les technologies de capteurs de courant sans contact que nous venons d'aborder. Nous avons repris quelques critères parmi ceux qui ont été présentés précédemment dans le paragraphe 1.1 pour qualifier les performances des capteurs, afin de pouvoir comparer les principaux avantages et inconvénients de chaque technologie.

Tableau 1.1 : Comparaison des performances des capteurs de courant

	Effet Hall	Fluxgate	Transformateur de courant	Bobine de Rogowski
Bande passante	DC - quelques 100 kHz [18]	DC - quelques 100 kHz [18]	quelques Hz – quelques MHz (en plusieurs gammes) [23]	quelques Hz – quelques MHz [23]
Dérive en température de l'offset	170 ppm/°C [2]	< 10 ppm/°C [2]	Ne mesure que des courants alternatifs	Ne mesure que des courants alternatifs
Erreur maximale (précision)	Autour de 1 % [18]	Peut être inférieure à 0.0001 % [18]	Peut être inférieure à 0.2 % [23]	Peut être inférieure à 1 % [2]
Plage de mesure	0-15 kA [18]	0-600 A [18]	0-10 kA [23]	0-10 kA [18]
Sensibilité	1 mV/mT [24]	500 mV/mT [24]	Bonne	Bonne
Capteur rigide/souple	Rigide	Rigide	Peut être rigide ou souple [23]	Peut être rigide ou souple [23], [25]

Dans le Tableau 1.1, parmi les capteurs de courant qui mesurent à la fois le DC et l'AC, les capteurs Fluxgate sont les plus sensibles et les plus précis (erreur maximale faible). Parmi les capteurs qui ne mesurent que le courant AC, les transformateurs de courant sont plus sensibles que les bobines de Rogowski compte tenu de leur circuit magnétique qui augmente l'induction vue par le capteur. En revanche, le circuit magnétique augmente le poids de ces dispositifs et les rend moins maniables que les bobines de Rogowski. Nous comparerons ultérieurement les capteurs GMI avec cet état de l'art.

Nous pouvons aussi recenser les capteurs PRiME™ commercialisés par la société LEM. Ces capteurs sont basés sur l'utilisation de sondes Rogowski planaires. Le placement particulier des sondes permet une bonne immunité aux perturbations extérieures. L'absence de circuit magnétique les rend très linéaires et capables de mesurer sur une large plage de courant. L'erreur maximale est typiquement < 1 % [18]. Cependant, à l'instar des sondes de Rogowski classiques, ces capteurs ne sont pas utilisables pour mesurer des courants continus.

Une autre technologie, commercialisée par la société ABB, exploite l'effet Faraday, c'est-à-dire la variation de la direction de propagation d'une onde lumineuse dans un milieu polarisé par un champ magnétique, qui peut être mesurée dans une fibre optique. La fibre se place autour du conducteur à mesurer, à l'intérieur d'une armature protectrice. Les courants

mesurés peuvent atteindre ± 500 kA avec une résolution de 100 A [26]. Ces capteurs peuvent remplacer les transformateurs de courant dans les systèmes de distribution à haute tension où ils sont plus faciles à isoler électriquement. Les recherches sur la fibre optique plastique pourraient permettre de diminuer les coûts de fabrication pour la mesure des faibles courants [27].

D'autres technologies sont prometteuses pour la mesure de courant sans contact, mais ne sont pas encore, à notre connaissance, commercialisées sous la forme de capteurs de courant tels qu'ils ont été présentés dans cette partie, c'est-à-dire sous la forme d'une « pince » qui enserre le conducteur d'intérêt :

- **Les effets magnétorésistifs** : il existe plusieurs effets magnétorésistifs, les principaux sont la Magnéto-Résistance Anisotrope (AMR), la Magnéto-Résistance Géante (GMR), et la Magnéto-Résistance à effet Tunnel (TMR). Les capteurs AMR, GMR, TMR sont déjà commercialisés par différents fabricants, citons Sensitec GmbH pour les AMR, NVE Corporation pour les GMR et Crocus Technology pour les TMR. Ces capteurs sont destinés entre autres à des applications de mesure du courant sur les pistes de circuits imprimés [28]–[30]. Leur principe de fonctionnement, détaillé en Annexe 1, leur permet de mesurer à la fois le continu et l'alternatif, avec une bande passante typiquement jusqu'à 1 MHz.

Ce type de capteur peut être utilisé à l'intérieur d'un entrefer, dans un circuit concentrateur de flux, comme nous l'avons décrit précédemment pour les cellules à effet Hall ou les capteurs Fluxgate (cf. Figure 1.5 et Figure 1.6). La direction sensible de l'échantillon n'est cependant pas dans le sens de l'épaisseur, comme pour les cellules de Hall, mais dans le sens de la largeur, ce qui nécessite d'augmenter l'entrefer du noyau magnétique.

A titre d'exemple, la référence [31] rapporte un prototype de capteur de courant semblable à une pince utilisant un capteur GMR. A notre connaissance, il n'existe pas néanmoins de mise en œuvre de capteur souple utilisant un élément sensible magnétorésistif.

- **Les Superconducting Quantum Interference Devices (SQUID)** : ces capteurs sont basés sur l'effet Josephson dans les milieux supraconducteurs. La résolution de ces capteurs fait partie des meilleures performances pour les capteurs de champ magnétiques avec une résolution proche de 10^{-14} T. Les courants mesurés sont de l'ordre du pA. Par contre, ces capteurs nécessitent l'installation de dispositifs cryogéniques pour l'élément sensible [32].

Maintenant que nous avons détaillé les technologies existantes pour la mesure de courant sans contact, nous allons présenter l'effet GMI et sa mise en œuvre pour réaliser un capteur de courant, avant de conclure sur son potentiel d'utilisation pour cette application.

1.3. Les capteurs magnétiques basés sur l'effet GMI

1.3.1. L'effet GMI

L'effet GMI désigne la variation importante des parties réelle et imaginaire de l'impédance d'un matériau ferromagnétique quand il est soumis à un champ magnétique extérieur. Ce phénomène a été rapporté pour la première fois en 1936 par E. P. Harrison et al. dans les fils en alliage fer-nickel à haute perméabilité [33].

Dans tout le manuscrit, nous nous intéressons au cas de fils ferromagnétiques, tel que représenté par la Figure 1.11. L'impédance électrique d'un tel conducteur peut être mesurée en injectant un courant alternatif dans cet élément et en relevant la tension alternative à ses bornes. Ce courant et cette tension peuvent être notés, respectivement, $i_{ac}(t) = I_{ac} \cos(\omega t)$ et $v_{ac}(t) = V_{ac} \cos(\omega t + \varphi)$, où I_{ac} et V_{ac} sont les amplitudes des signaux, ω est la pulsation ($\omega = 2\pi f$ avec f la fréquence) et φ est le déphasage entre courant et tension. Si les signaux alternatifs sont purement sinusoïdaux (régime harmonique), nous pouvons adopter la notation complexe et désigner ainsi $i_{ac}(t)$ par la grandeur complexe $\underline{i}_{ac} = I_{ac} e^{j\omega t}$ et $v_{ac}(t)$ par $\underline{v}_{ac} = V_{ac} e^{j(\omega t + \varphi)}$.

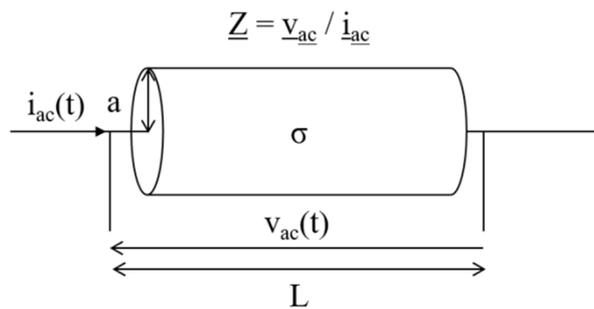


Figure 1.11 : Schéma d'un conducteur électrique d'impédance complexe \underline{Z} excité par le courant alternatif $i_{ac}(t)$

Notons \underline{Z} l'impédance complexe du conducteur. Nous avons représenté un conducteur d'impédance complexe \underline{Z} sous la forme d'un fil, excité par un courant alternatif $i_{ac}(t)$ et développant une tension $v_{ac}(t)$ à ses bornes sur la Figure 1.11. Nous introduisons également les dimensions géométriques de l'échantillon magnétique, avec a le rayon du fil, L la longueur du fil. Notons aussi σ sa conductivité.

Pour un conducteur défini de la sorte, il est connu que l'impédance de cet échantillon s'écrit [34], [35]:

$$\underline{Z} = \frac{L}{2\pi a} \cdot \frac{k}{\sigma} \cdot \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (1.6)$$

Où k est une constante de propagation complexe qui décrit la pénétration du champ dans le matériau qui est atténué et déphasé le long de l'axe radial. Ce phénomène est appelé effet de peau. La constante s'écrit $k = \frac{1-j}{\delta}$, où $\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu}}$ est la profondeur de pénétration (ou épaisseur de peau). δ dépend de la pulsation (ω), de la conductivité et de la perméabilité μ du matériau. J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel d'ordre 0 et d'ordre 1.

Dans le cas général, cette expression est connue pour les conducteurs non magnétiques, et la perméabilité μ peut être remplacée par la constante μ_0 . Dans le cas d'un matériau ferromagnétique, μ est une perméabilité effective isotrope et complexe qui décrit la relation entre le champ magnétique H et l'induction B dans le matériau.

La relation (1.6) permet d'expliquer de manière qualitative l'apparition de l'effet GMI dans certains matériaux. En effet, sous certaines conditions qui ne seront pas détaillées ici, l'expression (1.6) peut être simplifiée pour devenir [35]:

$$\underline{Z} = \frac{L}{2\pi a} \cdot \left(\frac{1+j}{\sigma\delta} \right) = \frac{L}{2\pi a} \cdot \left(\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_{eff}}} \right) \quad (1.7)$$

Où $\varepsilon_{eff} = \sigma/j\omega$ est définie comme étant une permittivité effective du milieu conducteur.

Dans cette expression (1.7), la dépendance de l'impédance complexe \underline{Z} à l'épaisseur de peau, δ , apparaît plus clairement que dans la relation précédente (1.6). L'impédance \underline{Z} peut être considérée comme variant de manière inversement proportionnelle à l'épaisseur de peau δ .

Par ailleurs, cette expression (1.7) illustre aussi le lien entre \underline{Z} et la perméabilité magnétique μ du matériau. \underline{Z} varie comme $\sqrt{\mu}$ (les autres paramètres, comme la fréquence, étant considérés constants).

Cette dépendance de \underline{Z} à l'épaisseur de peau, et donc à μ , est la cause de l'effet GMI dans les conducteurs ferromagnétiques. Dans ces matériaux, la perméabilité est modifiée quand un champ magnétique est appliqué le long de l'élément sensible.

Prenons l'exemple de fils amorphes à magnétostriction presque nulle, de composition Co-Fe-Si-B. Dans ces fils, la structure en domaines est organisée de la façon suivante : les domaines situés à la surface du fil sont orientés dans la direction circonférentielle (la direction préférentielle de l'aimantation est dans ce sens), tandis que les domaines dans le cœur du fil sont orientés dans la direction axiale [5]. Les domaines situés à la surface du fil sont les plus importants pour l'effet GMI car l'effet de peau implique que la pénétration des champs magnétiques ne se fait qu'en surface.

Nous avons représenté un échantillon avec une structure de la sorte sur la Figure 1.12. La direction de l'aimantation dans les domaines est représentée par une flèche. L'échantillon est alimenté par le courant alternatif $i_{ac}(t)$. Ce courant circule à la surface du conducteur, dans

une épaisseur égale à l'épaisseur de peau dans le matériau (δ). Le champ magnétique H_{mes} est appliqué dans la direction longitudinale.

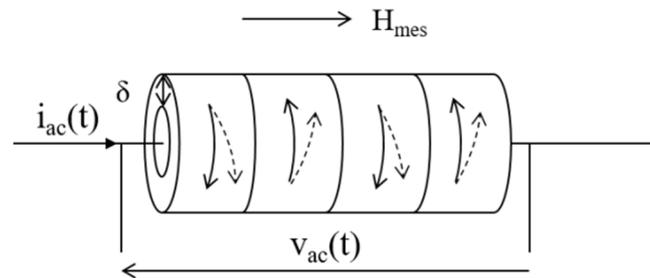


Figure 1.12 : Structure en domaines simplifiée d'un fil amorphe de composition Co-Fe-Si-B à magnétostriction presque nulle.

En l'absence de champ magnétique, les domaines sont aimantés dans la direction circumférentielle sous l'action du courant alternatif $i_{ac}(t)$. Le lien entre l'aimantation circumférentielle et le champ magnétique généré par $i_{ac}(t)$ est donné par la perméabilité circumférentielle dynamique, μ_ϕ . Sous l'effet du champ magnétique statique longitudinal appliqué, l'orientation de l'aimantation dans les domaines pivote dans la direction du champ appliqué (flèches en pointillé), ce qui a pour conséquence de diminuer l'aimantation suivant la direction circumférentielle, et donc la perméabilité μ_ϕ . Cette variation de la perméabilité se répercute ensuite sur la valeur de \underline{Z} , d'après les relations (1.6) et (1.7).

Selon (1.7), \underline{Z} est proportionnel à $\sqrt{\mu}$. Une baisse de la perméabilité avec le champ magnétique a donc pour conséquence une baisse corrélée de l'impédance. Précisons à ce stade que ces relations (1.6) et (1.7) font apparaître une perméabilité magnétique isotrope. Or, c'est bien la perméabilité circumférentielle qui intervient dans l'effet GMI. Ce résultat a été démontré rigoureusement par Ménard et al. [35], [36].

Nous avons représenté une allure typique du module de l'impédance $|\underline{Z}|$, observé dans un fil amorphe de composition Co-Fe-Si-B, de diamètre 100 μm et de longueur 3 cm, excité par un courant alternatif $i_{ac}(t)$ d'amplitude 3 mA et de fréquence 1 MHz sur la Figure 1.13.

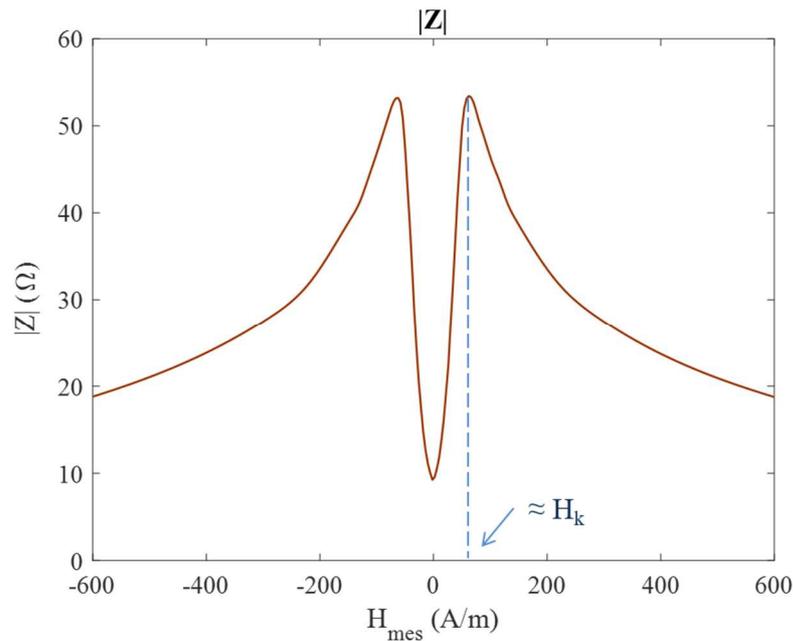


Figure 1.13 : Allure typique de $|Z|$ en fonction du champ magnétique dans un fil amorphe de composition Co-Fe-Si-B, de diamètre 100 μm et de longueur 3 cm, excité par un courant alternatif $i_{ac}(t)$ d'amplitude 3 mA et de fréquence 1 MHz.

En pratique, la variation du module de l'impédance n'est pas monotone. Le module de l'impédance augmente, à partir du champ nul, jusqu'à une valeur maximum qui correspond à un champ magnétique donné. Ce champ est proche du champ d'anisotropie H_k du matériau [5].

Cette variation non monotone peut être expliquée par l'étude du mécanisme de rotation de l'aimantation dans les domaines, ou dans une approximation mono-domaine. Cette approximation est justifiée dans le cas où les fréquences d'excitation sont élevées, étant donné que les mouvements de parois des domaines sont fortement amortis [4]. Cette étude nécessite de résoudre simultanément les équations de Maxwell à la surface du conducteur et les équations de Landau-Lifshitz (équation du mouvement dynamique de l'aimantation) [4]. Nous avons fourni un aperçu de la démonstration en Annexe 2. Cette méthode de résolution a été proposée par Ménard et al. dans les années 1999-2000 [35], [36]. Les mécanismes d'aimantation dans le fil sont rapprochés de ceux qui existent en résonance ferromagnétique (RFM), pour les très hautes fréquences d'excitation. Il a d'ailleurs été démontré que le calcul de l'effet GMI et celui de la RFM étaient rigoureusement équivalents [37].

Nous avons pris l'exemple des fils amorphes à magnétostriction presque nulle, de composition Co-Fe-Si-B. Ces fils sont particulièrement adaptés à l'apparition de l'effet GMI, étant donné que leur structure en domaines est circonférentielle, ce qui résulte en une perméabilité circonférentielle élevée.

De manière générale, les matériaux amorphes et nanocristallins sont de très bons candidats pour observer l'effet GMI, en raison de leurs propriétés magnétiques exceptionnellement douces (faible valeur du champ coercitif, forte perméabilité) [5]. Les matériaux amorphes sont fabriqués par solidification rapide d'un alliage entre un (ou plusieurs) métaux de transition

comme le fer, le cobalt ou le nickel et un (ou plusieurs) métalloïdes comme le silicium ou le bore porté à une température de fusion. Les matériaux nanocristallins peuvent être fabriqués à partir d'échantillons amorphes qui sont chauffés au-delà de la température de cristallisation dans certaines conditions [5].

Les techniques de fabrication actuelles permettent l'élaboration de fils magnétiques de diamètre très fin, ou de rubans de faible épaisseur. La méthode dite de Taylor-Ulitovsky, et ses dérivées, permettent de produire des fils amorphes avec une couche de verre [5], [38].

Dans les fils amorphes, la structure en domaines dépend du signe de la constante de magnétostriction. Les fils avec une constante de magnétostriction positive (alliages à dominante de Fe) ont des axes de facile aimantation orientés dans la direction radiale (à la surface du conducteur). Etant donné cette disposition magnétique, ces alliages ont plutôt tendance à présenter des réponses GMI simple pic. Les fils avec une constante de magnétostriction négative (alliages à dominante de Co, par exemple alliage Co-Si-B) ont des axes de facile aimantation orientés selon la direction circonférentielle (à la surface du conducteur). Cette disposition magnétique est favorable à l'apparition du comportement double-pic de l'impédance [5].

Les alliages Co-Fe-Si-B, étant donné la combinaison des propriétés du cobalt et du fer, ont une magnétostriction presque nulle, mais leur structure en domaines est assimilée à celle des conducteurs à magnétostriction négative [5]. Ce sont principalement ces alliages qui sont utilisés dans l'état de l'art des capteurs GMI.

Les traitements de recuit sous certaines conditions peuvent grandement modifier la structure en domaines et donc le comportement magnétique des matériaux amorphes, et plus généralement, des matériaux dans lesquels on observe l'effet GMI. C'est aussi le cas d'autres paramètres, comme la fréquence d'excitation, l'amplitude d'excitation, la température, les contraintes mécaniques... L'influence de ces paramètres sera discutée à la partie 1.3.4 et à la partie 1.3.5.

En plus des fils et des rubans, d'autres types de structures peuvent être utilisées pour obtenir un effet GMI : c'est le cas par exemple des structures en sandwichs, où deux couches de rubans ferromagnétiques enserrant un conducteur en cuivre [5]. Ces circuits permettent de miniaturiser les dispositifs à effet GMI et de bonnes performances peuvent être obtenues. Les micro-fils restent les structures qui présentent les meilleurs taux de variation relative de l'impédance, avec des pourcentages qui atteignent les 600 % [4].

En fonction de la fréquence d'excitation du fil (fréquence du courant alternatif $i_{ac}(t)$), plusieurs régimes de fréquence peuvent être considérés [4] :

- **Le régime basse fréquence (1 kHz – 100 kHz)** : à cette fréquence, l'épaisseur de peau est généralement plus grande que le demi-rayon du conducteur, il n'y a donc pas de phénomène d'effet de peau observé. A strictement parler, il n'y a donc pas d'effet GMI si on considère que celui-ci est lié à l'apparition de l'effet de peau dans le matériau.

Cependant, la variation de la perméabilité magnétique dans le matériau avec l'application d'un champ magnétique induit une variation de l'inductance, et donc de la partie imaginaire de l'impédance, uniquement. Ce phénomène a été rapporté par K. Mohri et al. en 1992 dans les fils amorphes à magnétostriction presque nulle [39]. Il est désigné sous le nom d'effet magnéto-inductif.

- **Le régime intermédiaire ou haute fréquence (100 kHz - 100 MHz) :** dans ce régime, les composantes réelle et imaginaire de l'impédance varient avec le champ magnétique appliqué. Cet effet est lié à l'apparition de l'effet de peau dans le conducteur. L'épaisseur de peau, où se concentre la distribution de courant dans le matériau, est liée à la perméabilité magnétique, qui varie avec le champ magnétique appliqué. Cet effet a été baptisé effet GMI en 1994 par Panina et Mohri [3].
La compréhension de l'effet GMI repose donc sur l'explication du comportement de la perméabilité magnétique en fonction du champ. Ce comportement peut être décrit à partir de l'étude des mécanismes d'aimantation dans le matériau, qui comprennent les mouvements de parois de domaines et la rotation de l'aimantation dans le matériau. Une étude proposée par Ménard et al. est résumée en Annexe 2 [35], [36].
- **Le régime très haute fréquence (100 MHz – quelques GHz) :** la variation de la perméabilité magnétique avec le champ s'explique par l'atteinte des conditions de la résonance ferromagnétique (RFM) avec la saturation du matériau. Ce phénomène se confond avec l'effet GMI pour les plus basses fréquences.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous plaçons dans le régime d'excitation intermédiaire.

Après avoir présenté l'effet GMI, nous nous intéressons maintenant à la mise en œuvre d'un capteur de courant à partir de cet effet.

1.3.2. Mise en œuvre d'un capteur de champ basé sur l'effet GMI

Dans un premier temps, nous allons donc nous intéresser à une structure de capteur de champ magnétique basé sur l'effet GMI. Les spécificités propres aux capteurs de courant sont abordées plus en détail dans le paragraphe 1.4.

L'élément sensible GMI a une impédance électrique qui varie en fonction du champ magnétique mesuré H_{mes} . Notons $\underline{Z}(H_{mes})$ l'impédance de l'élément sensible. $\underline{Z}(H_{mes})$ peut être mesurée en injectant un courant alternatif $i_{ac}(t)$ dans l'élément et en mesurant la tension alternative à ses bornes.

C'est généralement le module de $\underline{Z}(H_{mes})$ qui est mesuré, dans ce cas l'amplitude de la tension, V_{ac} , dépend directement du module (et donc du champ mesuré) selon la relation :

$$V_{ac}(H_{mes}) = |\underline{Z}(H_{mes})| \cdot I_{ac} \quad (1.8)$$

Le courant $i_{ac}(t)$ doit bien évidemment être d'amplitude constante pour que la tension V_{ac} dépende uniquement de \underline{Z} et donc du champ mesuré.

Nous avons pu constater sur la Figure 1.13 que l'allure typique de $|\underline{Z}(H_{mes})|$ est fortement non-linéaire en fonction du champ magnétique appliqué. Il est donc nécessaire de se ramener à une zone de variation quasi-linéaire, ce qui est possible en appliquant un champ de polarisation statique, H_{pol} . Ce champ peut être choisi dans la zone des faibles champs, où une forte variation de l'impédance en fonction du champ magnétique est observée. De manière générale, H_{pol} est appliqué au milieu de la plage quasi-linéaire de façon à garantir une plage dynamique suffisante pour le capteur.

Nous avons représenté un exemple de polarisation par le champ H_{pol} sur la Figure 1.14.

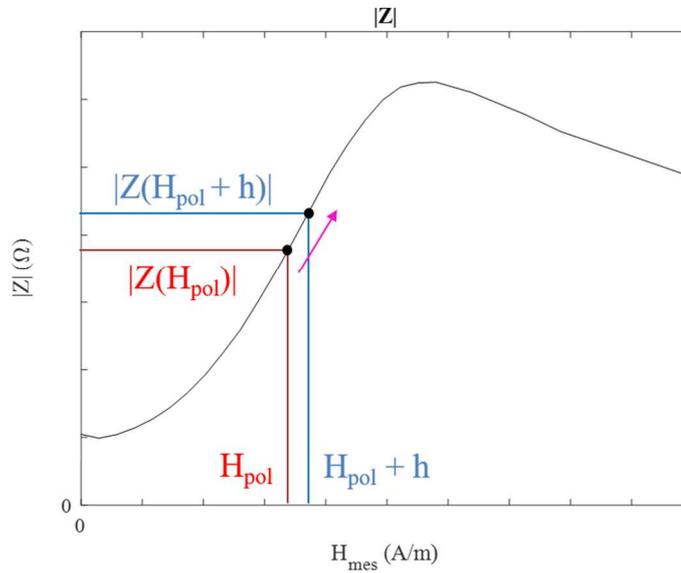


Figure 1.14 : Linéarisation de la courbe GMI autour du point de polarisation, H_{pol}

Notons h une petite variation du champ magnétique mesuré. Si la variation h est suffisamment petite, il est possible de linéariser l'expression de $|\underline{Z}|$ et d'écrire dans une première approximation :

$$|\underline{Z}(H_{pol} + h)| = |\underline{Z}(H_{pol})| + \left. \frac{\partial |\underline{Z}|}{\partial H} \right|_{H=H_{pol}} \cdot h \quad (1.9)$$

Par conséquent, si nous récrivons l'expression complète de la tension $v_{ac}(t)$ dans le domaine temporel à partir de (1.8) nous obtenons :

$$v_{ac}(t) = |\underline{Z}(H_{pol})| \cdot \left(1 + \frac{1}{|\underline{Z}(H_{pol})|} \frac{\partial |\underline{Z}|}{\partial H} \Big|_{H=H_{pol}} \cdot h \right) \cdot I_{ac} \cos(\omega t + \varphi) \quad (1.10)$$

Cette expression fait clairement apparaître que la tension $v_{ac}(t)$ est un signal modulé en amplitude par le champ à mesurer h (signal modulant) avec une porteuse à la pulsation, ω , du courant d'excitation. Rappelons que l'expression générale d'un signal $y(t)$ modulé en amplitude s'écrit

$y(t) = (1 + k_{mod} \cdot x_m(t)) \cdot x_p(t)$ où $x_m(t)$ est le signal modulant, k_{mod} est le facteur de multiplication du signal lors de la modulation, et $x_p(t)$ est la porteuse du signal.

Par démodulation d'amplitude, et suppression du terme statique (suppression d'offset) lié à $|\underline{Z}(H_{pol})|$, il est possible d'accéder au terme utile proportionnel à h . Ce terme utile peut être assimilé à la tension de sortie du capteur, v_s qui est donnée par :

$$v_s = G \cdot \frac{\partial |\underline{Z}|}{\partial H} \Big|_{H=H_{pol}} \cdot I_{ac} \cdot h \quad (1.11)$$

Où G est le gain du démodulateur.

Précisons que nous raisonnons dans le cas où le capteur est en boucle ouverte, c'est-à-dire qu'aucune contre-réaction n'est implantée sur le système.

Cette tension de sortie v_s fait intervenir la sensibilité intrinsèque S_Ω définie par la dérivée de $|\underline{Z}|$ par rapport au champ au point de polarisation. Elle est donnée par :

$$\frac{\partial |\underline{Z}|}{\partial H} \Big|_{H=H_{pol}} = S_\Omega(H_{pol}) \quad (1.12)$$

La sensibilité S_Ω s'exprime en $\Omega/(A/m)$. Elle peut également être exprimée en Ω/T si le champ H est remplacé par à l'induction magnétique $B = \mu_0 \cdot H$ dans l'expression (1.12).

Nous pouvons aussi définir la sensibilité intrinsèque en tension, S_v , par :

$$S_v = \frac{\partial |\underline{Z}|}{\partial H} \Big|_{H=H_{pol}} \cdot I_{ac} = S_\Omega \cdot I_{ac} \quad (1.13)$$

Cette sensibilité S_v s'exprime en $V/(A/m)$ (ou V/T , de la même manière que pour S_Ω).

Dans le cas où le capteur fonctionne en contre-réaction, la sensibilité S_v définie par la relation (1.13) détermine le gain de la chaîne directe. Ce gain est donc directement proportionnel à cette sensibilité intrinsèque liée à la courbe GMI.

Il apparaît aussi que le gain de la chaîne directe dépend directement de l'amplitude de I_{ac} à travers S_v . Précisons que le développement effectué ici suppose implicitement que $|\underline{Z}|$ ne dépend pas de I_{ac} , ce qui est vrai pour de petites amplitudes du courant d'excitation, quand le comportement du matériau est linéaire et que la loi d'Ohm est vérifiée. Pour un courant d'excitation supérieur à la gamme de fonctionnement linéaire du matériau, l'amplitude du courant peut changer le comportement de \underline{Z} , ce que nous aborderons plus en détail à la section 1.3.4. Pour un échantillon donné, il existe un courant d'excitation optimal, I_{ac-opt} qui maximise la sensibilité S_v [7]. Ce courant I_{ac-opt} est proche du seuil de non-linéarité.

Enfin, l'expression (1.10) n'est valable que pour des petites variations de h . En pratique, cette approximation est valable pour de plus grandes variations du champ mesuré (dans la limite de la plage de linéarité autour du champ de polarisation H_{pol}) si le capteur fonctionne en contre-réaction. En effet, dans ce régime, le système fonctionne comme un système asservi autour du point de fonctionnement, qui correspond au point de polarisation.

Sur la base des éléments développés plus haut, la structure générale d'un capteur basé sur l'effet GMI repose donc sur plusieurs fonctions représentées sur la Figure 1.15. Ces fonctions sont :

- **Excitation** : l'élément sensible doit être alimenté par un courant alternatif d'amplitude constante.
- **Polarisation** : l'élément sensible doit être polarisé par un champ magnétique permettant de fixer le point de fonctionnement dans une zone quasi-linéaire.
- **Démodulation et amplification** : la tension aux bornes du dispositif doit être démodulée et amplifiée, avec un étage de suppression d'offset.
- **Contre-réaction** : une contre-réaction en champ permet d'améliorer les performances du système comme la linéarité et les imperfections de la chaîne directe (voir partie 1.1).

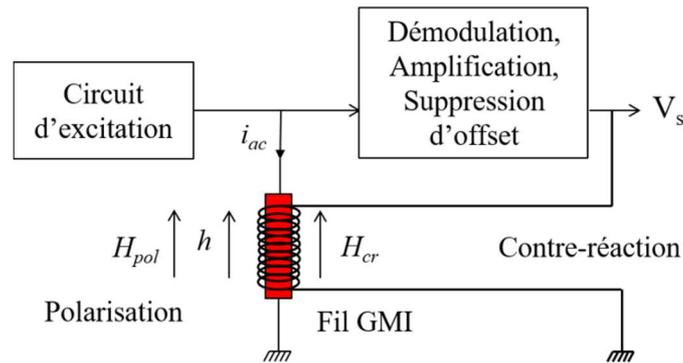


Figure 1.15 : Structure générale d'un capteur basé sur l'effet GMI

Nous allons détailler ces différentes fonctions et les moyens de mise en œuvre associés.

1.3.2.1. Circuit d'excitation

Le rôle du circuit d'excitation est de fournir un courant alternatif d'amplitude constante. Ce circuit peut être réalisé par l'association d'un oscillateur haute fréquence et d'un convertisseur tension-courant.

La fonction d'oscillateur peut être réalisée par de nombreux circuits, citons par exemple les oscillateurs analogiques comme les oscillateurs Colpitts, les oscillateurs Clapp, les oscillateurs multivibrateurs astables à inverseurs CMOS, qui sont tous fréquemment utilisés dans l'état de l'art des capteurs basés sur l'effet GMI [40]–[43]. Dans ces oscillateurs, la fréquence d'oscillation est fixée par le choix des composants passifs. Des solutions numériques comme le synthétiseur numérique de fréquences (ou DDS pour Direct Digital Synthesizer) existent aussi. Elles présentent l'avantage d'être programmables par logiciel, sans modification matérielle. La fonction convertisseur de courant peut être réalisée par une résistance de valeur élevée devant la valeur maximum pouvant être atteinte du module de l'impédance pour maintenir un courant d'amplitude constante. L'utilisation d'une source de courant commandée en tension, comme une source de Howland, peut aussi être envisagée [43].

Dans le cas des oscillateurs Colpitts, ou Clapp, l'élément sensible GMI peut faire partie du circuit oscillateur. Dans ce cas, la fréquence d'oscillation dépend donc de l'impédance du fil GMI [40], [41]. Ce type de circuit produit donc un signal modulé en fréquence par le champ à mesurer.

Il est aussi possible d'exciter le fil avec des courants contenant une composante continue, comme les signaux pulsés (ou impulsionnels) [44]. L'influence de cette composante continue sur l'effet GMI sera abordée dans le paragraphe 1.3.4.3.

1.3.2.2. Stratégies de polarisation et problématique de l'offset

La polarisation en champ est un moyen de déplacer le point de fonctionnement du capteur dans une zone où la réponse du fil est quasi-linéaire et où la sensibilité intrinsèque de l'élément sensible est très bonne.

Généralement, le champ de polarisation est choisi dans la zone de sensibilité maximale proche des faibles champs (sur une des pentes du « creux » de la Figure 1.13). La pente descendante de l' « autre côté » du « creux » offre une plus grande plage dynamique, mais demande un champ de polarisation plus grand, et la sensibilité est moindre.

Cette polarisation donne naissance à un offset, qui se devine dans l'équation (1.10). Cet offset correspond au terme statique qui est obtenu après une première démodulation d'amplitude de la tension $v_{ac}(t)$. La tension d'offset est proportionnelle au module de l'impédance au niveau du champ de polarisation, $|\underline{Z}(H_{pol})|$. Cet offset doit être éliminé avec un amplificateur différentiel par exemple pour obtenir une tension de sortie v_s nulle à champ nul.

Concrètement, le champ de polarisation peut être appliqué avec une bobine placée autour de l'élément sensible, ce qui correspond à la stratégie la plus classique. L'amplitude du champ est proportionnelle aux ampères-tours dans la bobine. La consommation peut être réduite en augmentant le nombre de tours. Ce résultat peut également être obtenu avec un aimant permanent, ce qui permet de s'affranchir de la contrainte d'un enroulement autour du GMI et de la consommation supplémentaire de courant qui en découle. Le champ de polarisation dépend des caractéristiques de l'aimant (matériau, géométrie, distance au dispositif). Les configurations géométriques associées à la polarisation avec un aimant permanent peuvent être plus ou moins complexes [40], [41]. Il est possible de générer une aimantation circulaire en utilisant un couple d'aimants permanents, dans le cas de structures de capteurs toroïdales [41].

Certaines difficultés peuvent être liées à la suppression de l'offset avec un amplificateur différentiel. En effet, si l'offset varie dans le temps, ou en fonction des grandeurs d'influence, cette variation doit être prise en compte dans la mise en œuvre, ce qui n'est pas toujours évident. Pour remédier à ce problème, il est possible d'utiliser une seconde technique de polarisation, qui est la polarisation alternative. Nous avons représenté le principe des deux modes de polarisation sur la Figure 1.16.

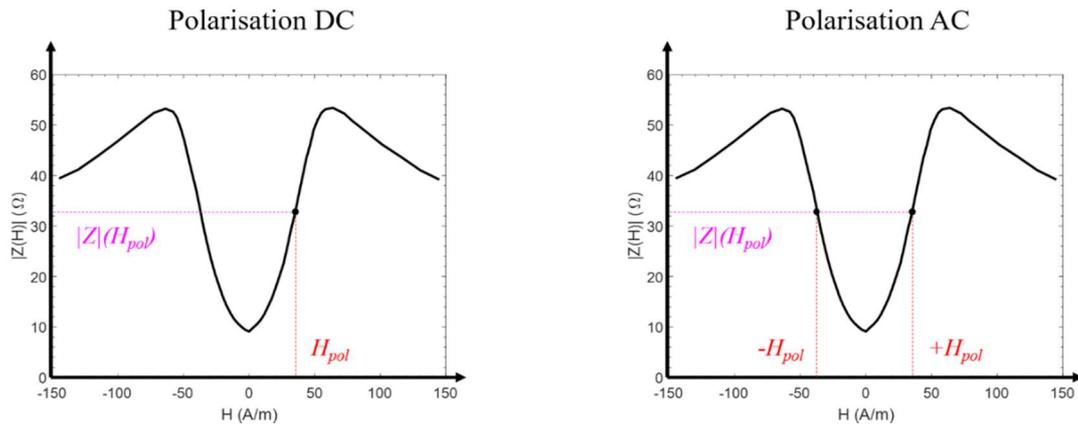


Figure 1.16 : Schéma de principe de la polarisation DC et de la polarisation AC

La polarisation alternative consiste à polariser avec un champ alternatif (AC). Le champ de polarisation est de forme carrée, basse fréquence. Ce champ est généralement appliqué à l'aide d'une bobine dans laquelle circule un courant AC de cette forme. Le champ H_{pol} oscille entre deux valeurs stables, qui sont généralement identiques en valeur absolue, qu'on désigne généralement sous la notation $\pm H_{pol}$. La tension aux bornes de l'élément sensible (déjà modulée en amplitude par le champ h mesuré d'après l'équation (1.10)) est modulée une seconde fois à la fréquence du champ de polarisation, ce qui nécessite un étage de démodulation supplémentaire.

Cette stratégie de polarisation sera abordée plus en détail dans le chapitre 3. Son avantage principal est qu'elle permet de moduler le signal à mesurer à une fréquence supplémentaire, ce qui, dans le cas d'un signal à mesurer DC, permet de distinguer l'offset (terme statique) du signal à mesurer (terme modulé à la fréquence de la polarisation). L'offset peut être éliminé très facilement avec un simple filtre passe-bas [45].

La polarisation AC est une technique plutôt réservée à la mesure de champ DC ou basse fréquence. En effet, la fréquence du champ mesuré doit être nettement inférieure à la fréquence du champ de polarisation. La limite est donc que cette polarisation réduit la bande passante du capteur.

1.3.2.3. Étages de démodulation et d'amplification

Le rôle du circuit de démodulation est d'accéder au champ mesuré à partir de la tension modulée en amplitude.

Les circuits utilisés peuvent être de simples détecteurs de crête, comme les détecteurs de crête à diode, ou des détecteurs synchrones. La détection basique de crête à diodes peut être améliorée en s'affranchissant de la tension de seuil de la diode. Cela peut être réalisé par une polarisation de la diode ou par des fonctions de détection sans seuil basées sur des amplificateurs opérationnels. Il existe des solutions plus originales pour détecter la crête du signal, comme l'utilisation d'un amplificateur limiteur comme redresseur actif [46].

Un redresseur utilisant des interrupteurs peut aussi être envisagé [43]. Des circuits comme les convertisseurs RMS-DC, qui sont généralement des composants intégrés, peuvent aussi être utilisés [43], [47].

La détection synchrone peut être utilisée en remplacement d'une détection de crête. Ce type de détection est nécessaire pour la détection de la composante off-diagonal, que nous aborderons dans la section suivante (cf. paragraphe 1.3.3). Au niveau de la conception d'un prototype, ce type de détection peut se faire en électronique analogique avec des multiplieurs ou des interrupteurs (switches) qui réalisent la fonction de multiplication suivis d'un filtrage passe-bas. Dans les bancs de test de laboratoire, les appareils d'amplificateurs à détection synchrone commerciaux sont souvent utilisés. Les nouvelles générations de ces appareils sont en partie basées sur des techniques de traitement numérique du signal, ce qui augmente les possibilités d'utilisation (démodulation sur plusieurs fréquences en simultané par exemple) et de contrôle logiciel [48].

L'étage de démodulation est naturellement associé à un étage d'amplification de tension qui fixe le gain final de la chaîne directe, ou le gain en boucle ouverte, du système.

Les fonctions de démodulation et d'amplification sont souvent associées à un dispositif de suppression d'offset ou réglage de zéro (annulation du premier terme statique de l'équation (1.10) après démodulation d'amplitude). Par exemple, dans le cas d'une polarisation en champ DC, et après démodulation, ce terme statique doit être annulé (cf. paragraphe 1.3.2.2). Cette annulation peut se faire à l'aide d'un amplificateur différentiel qui effectue la soustraction entre ce terme et une tension de référence réglable.

Par ailleurs, pour finir sur la mise en œuvre de capteur GMI, il est à noter que la contre-réaction est réalisée de manière classique comme expliqué dans le paragraphe 1.2. La tension de sortie de la chaîne directe est convertie en courant qui alimente une bobine de contre-réaction. Cette bobine génère un champ opposé au champ h mesuré autour du point de polarisation.

1.3.3. Configuration off-diagonal

Il existe une autre configuration d'utilisation de l'effet GMI qui est l'utilisation du fil en association avec une bobine enroulée autour du fil, comme présenté sur le schéma de principe de la Figure 1.17. Notons \underline{i}_{bob} et \underline{v}_{bob} les grandeurs complexes qui désignent le courant et la tension (alternatifs) dans la bobine, respectivement. Les grandeurs complexes du courant et la tension dans le fil sont notés \underline{i}_{ac} et \underline{v}_{ac} , comme précédemment. Nous pourrions également les désigner par la notation \underline{i}_{fil} , \underline{v}_{fil} .

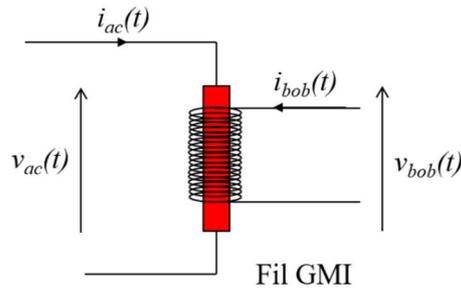


Figure 1.17 : Fil GMI utilisé dans une configuration avec bobine.

Les relations entre tensions et courants peuvent être décrites par une matrice impédance, comme dans une configuration quadripôle [7], [49] :

$$\begin{pmatrix} v_{fil} \\ v_{bob} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_{fil} \\ i_{bob} \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

Plusieurs modes de fonctionnement sont envisageables. Le fonctionnement off-diagonal consiste à exciter le GMI avec le courant i_{ac} (ou i_{fil}), afin de mesurer la tension, v_{bob} , induite aux bornes de la bobine. C'est donc le terme Z_{21} de la matrice impédance qui est exploité en supposant que le courant dans la bobine, i_{bob} , est nul.

Ce mode présente des similitudes avec le capteur Fluxgate. Le courant d'excitation génère un champ circonférentiel. Une tension est induite dans la bobine de détection. Cette tension a pour origine la variation du flux généré par la composante AC axiale de ce champ. Il est à noter que cette composante axiale ne peut être obtenue que si l'aimantation suit un chemin hélicoïdal. Dans les fils à anisotropie circonférentielle tels que ceux utilisés ici, il existe deux manières d'obtenir une telle structure. La première consiste à exploiter une anisotropie hélicoïdale dans le fil, provoquée par une torsion mécanique ou un recuit particulier. La seconde repose sur l'utilisation d'une composante continue, I_{dc} , qui se superpose au courant d'excitation. Ce courant continu dans le fil génère un champ magnétique statique circonférentiel qui équivaut à une « pré-polarisation » des domaines magnétiques [6], [7]. Cet effet est combiné avec l'action du champ magnétique longitudinal mesuré pour créer un champ hélicoïdal à l'intérieur du fil. L'utilisation du courant continu I_{dc} est essentielle pour obtenir une réponse off-diagonal exploitable. C'est cette technique qui sera utilisée dans nos travaux.

Les différences de fonctionnement avec le Fluxgate sont que le mode off-diagonal de la GMI n'exige pas de saturer le matériau, à l'inverse du Fluxgate. De plus, la détection se fait sur le fondamental quand pour le Fluxgate, dans son mode de fonctionnement habituel, elle se fait sur l'harmonique de rang 2. Le off-diagonal peut cependant être rapproché d'un mode de fonctionnement spécial du Fluxgate qui est le « Fluxgate en mode orthogonal avec détection sur le fondamental » [15], [49].

Ce mode est très prometteur en termes de sensibilité intrinsèque étant donné que celle-ci dépend directement du nombre de tours de la bobine autour du fil. Il existe un nombre de tours optimal au-delà duquel la sensibilité décroît, à cause des phénomènes de résonance liée aux capacités parasites entre-spires [8], [43]. Cette résonance limite l'augmentation de la fréquence du courant d'excitation i_{ac} [8], [50], [51].

Nous avons représenté une allure typique des parties réelle et imaginaire de Z_{21} sur la Figure 1.18.

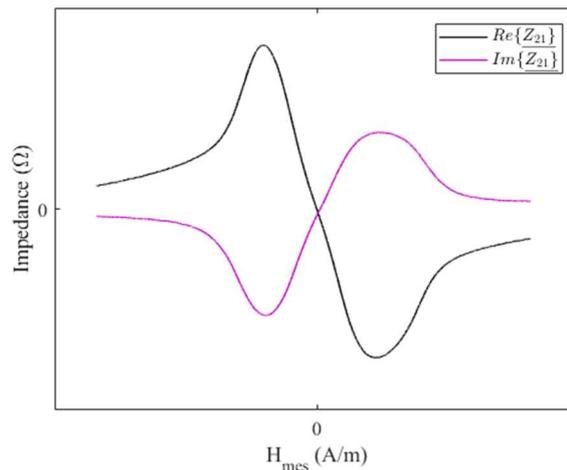


Figure 1.18 : Allure typique de $Re\{Z_{21}\}$ et $Im\{Z_{21}\}$ en fonction du champ magnétique.

La tension aux bornes de la bobine peut être détectée avec un démodulateur qui est sensible à la phase, comme une détection synchrone. Autrement, dans le cas de l'utilisation d'un détecteur de crête, la tension aux bornes de la bobine est redressée (toujours positive) et le capteur doit être polarisé pour se ramener à une zone de fonctionnement linéaire.

La tension obtenue après démodulation est proportionnelle à $Re\{Z_{21}\}$ ou à $Im\{Z_{21}\}$. Le principal avantage d'utiliser l'une ou l'autre de ces composantes est que la réponse du capteur est intrinsèquement quasi-linéaire et impaire autour du champ nul, ce qui permet de réaliser l'implémentation du capteur sans avoir a priori recours à un champ de polarisation.

Il existe une autre utilisation du fil GMI et de la bobine qui est le mode d'excitation longitudinal. Dans cette configuration, la bobine est parcourue par le courant i_{bob} , qui crée un champ longitudinal alternatif dans le matériau GMI. C'est la tension induite aux bornes du fil qui est détectée [52], [53]. Cette configuration est plutôt adaptée à des échantillons qui ont une structure en domaines spécifique (magnétostriction positive donc aimantation longitudinale).

1.3.4. Effet des paramètres d'excitation sur l'effet GMI

Depuis la découverte de l'effet GMI, de très nombreux travaux se sont intéressés à l'effet des paramètres d'excitation pour différents types d'éléments sensibles GMI. Ces paramètres sont

notamment l'amplitude du courant i_{ac} , la fréquence d'excitation, et l'ajout d'une composante continue dans le fil. La littérature est assez abondante sur ces sujets [5], [54]. Cependant, dans le cadre de cette thèse, nous rappelons seulement, et de manière non exhaustive, les résultats essentiels rapportés sur le même type de fils amorphes utilisés dans le cadre de ce travail.

1.3.4.1. La fréquence d'excitation

La fréquence d'excitation influe fortement sur la caractéristique GMI et donc sur la réponse du capteur.

Avec l'augmentation de cette fréquence, le module de l'impédance passe d'un comportement simple pic (simple décroissance de l'impédance du matériau à partir de l'impédance à champ nul) à un comportement double pic (augmentation de l'impédance du matériau jusqu'à un certain champ caractéristique, puis décroissance jusqu'à l'impédance à saturation). Ce seuil peut être estimé autour de 100 kHz pour les matériaux amorphes de type Co-Fe-Si-B [55]. A partir d'une certaine valeur limite, les taux de variation relative de l'impédance diminuent. Ce seuil limite est au-delà de la centaine de MHz pour les fils amorphes considérés.

Une fréquence d'excitation élevée augmente la sensibilité maximale disponible, mais le courant optimal, I_{ac-opt} , permettant maximiser cette sensibilité est plus important [7].

Par ailleurs, dans une réalisation pratique, il n'est pas toujours possible d'utiliser une fréquence d'excitation élevée en raison des limites de l'électronique de détection ou de l'effet des capacités parasites dans le cas d'utilisation d'une bobine de détection comme pour la configuration off-diagonal.

La fréquence d'excitation doit être choisie dans un compromis entre sensibilité désirée vis-à-vis des performances finales et faisabilité technologique.

1.3.4.2. L'amplitude d'excitation

La théorie de l'effet GMI repose sur le fait que le lien entre les tensions et courant alternatifs dans le fil, v_{ac} et i_{ac} , est linéaire, ce qui est vrai pour de petites amplitudes du courant i_{ac} . Au-delà d'un certain seuil, cette affirmation n'est plus vraie et l'amplitude du courant i_{ac} a une influence sur les variations de l'impédance (régime non-linéaire).

En pratique, cela signifie que l'amplitude du courant a une influence sur la sensibilité du fil GMI. Proche de ce régime non-linéaire, il existe un courant d'excitation optimal, I_{ac-opt} qui maximise la sensibilité intrinsèque S_v du matériau [7]. A titre d'exemple, ce courant est de l'ordre de 5 mA pour les échantillons amorphes de type Co-Fe-Si-B, de diamètre 30 μm utilisés dans les travaux de Dufay et al. [7]. Il semblerait que dans les travaux présentés ce courant ne dépende pas de la longueur de l'échantillon

Par ailleurs, certains comportements non-linéaires peuvent apparaître avec l'augmentation du courant i_{ac} . Ceux-ci se manifestent par l'apparition d'harmoniques dans la tension détectée aux bornes du fil [56], [57].

A titre d'exemple, ces comportements peuvent apparaître pour un courant i_{ac} de l'ordre de la dizaine de mA pour les fils amorphes de type Co-Fe-Si-B, de diamètre 30 μm et de longueur 32 mm utilisés dans les travaux de Seddaoui et al. [57].

1.3.4.3. L'effet de la composante continue (I_{dc}) du courant d'excitation

Un courant continu I_{dc} peut être superposé au courant alternatif i_{ac} dans l'excitation du fil GMI. L'ajout de cette composante crée une dissymétrie sur la courbe du module de l'impédance. L'un des deux pics a tendance à être favorisé vis-à-vis de l'autre (le pic favorisé change avec le signe du courant I_{dc}) [58], [59]. Le phénomène observé correspond à un effet GMI asymétrique. Généralement, pour de fortes amplitudes de I_{dc} , l'ajout de ce courant continu diminue la sensibilité du côté du pic qui n'est pas favorisé.

Cependant, l'utilisation du courant I_{dc} a des avantages. Ce courant I_{dc} crée une polarisation statique circonférentielle qui permet de supprimer la structure en domaines du matériau, ce qui améliore le bruit magnétique intrinsèque du dispositif (dans ce cas, l'approximation mono-domaine de certains modèles de l'effet GMI est encore plus justifiée) [36], [60]. Par ailleurs, et comme mentionné au paragraphe 1.3.3, ce courant est indispensable à l'apparition de la composante off-diagonal dans les fils à anisotropie circonférentielle tels que ceux utilisés dans cette thèse.

Ainsi, il existe un courant I_{dc} optimal vis-à-vis de la sensibilité intrinsèque pour chaque échantillon. Ce courant peut être déterminé en excitant le fil avec un courant i_{ac} dans le régime linéaire, et en faisant varier le courant I_{dc} jusqu'à trouver le courant pour lequel la sensibilité intrinsèque S_v est maximale [7], [61]. Ce courant I_{dc} est généralement d'amplitude assez faible car comme nous l'avons dit précédemment, de fortes amplitudes de I_{dc} ont tendance à faire baisser la sensibilité intrinsèque.

1.3.5. Paramètres d'influence

Après avoir abordé l'effet des paramètres d'excitation sur le fil, nous présentons un bref aperçu de l'impact de deux paramètres d'influence extérieurs, à savoir la température et les contraintes mécaniques, sur l'effet GMI. La plupart des éléments présentés ici seront repris et approfondis dans le chapitre 2.

1.3.5.1. La température

La température est une grandeur d'influence qui doit être prise en compte pour le développement d'un capteur basé sur l'effet GMI.

En général, la température a une influence sur le comportement de la perméabilité magnétique dans le matériau, même pour de faibles variations de température [62]–[69]. Dans une certaine gamme, l'augmentation de la température peut accroître le taux de variation relatif de l'impédance, jusqu'à un certain seuil [63], [64]. L'effet GMI disparaît au-delà de la température de Curie du matériau [63].

Relativement peu d'études se sont intéressées au comportement de l'effet GMI avec la température dans les micro-fils [64], [65]. La majorité des études existantes concerne les rubans amorphes [66]–[69]. Il existe peu d'études qui quantifient de manière systématique l'effet de la température sur la sensibilité de l'effet GMI. Ces résultats sont aussi relativement rares pour l'étude de la composante off-diagonal [70], [71]. Cette étude sera faite dans le chapitre 2 pour les échantillons considérés dans cette thèse.

L'utilisation d'une configuration différentielle ou de la polarisation AC permet de réduire les variations de l'offset du capteur dues à la température [72], [73]. Ces variations sont importantes quand aucun dispositif de compensation de la réponse du capteur avec la température n'est implémenté. Des variations significatives de la réponse du capteur avec la température compromettent son utilisation dans un environnement de mesure réel, ou de larges changements de cette quantité peuvent être enregistrés. Pour un capteur de courant Fluxgate commercial pris à titre d'exemple, la gamme de températures préconisée est [-10 °C, 55 °C] [23].

1.3.5.2. Les contraintes mécaniques

Comme nous l'avons vu dans l'état de l'art des capteurs de courant (cf. paragraphe 1.2), la forme de ces capteurs doit être adaptée à la distribution circonférentielle dans l'espace du champ généré par le courant à mesurer. Or, il se trouve que la sensibilité du fil GMI est essentiellement longitudinale [5]. Pour cette application de mesure du courant, le fil GMI peut donc être déformé pour être aligné avec le champ à mesurer. Cette déformation est la cause de contraintes mécaniques qui s'exercent sur le fil.

Les contraintes mécaniques ont une influence sur l'effet GMI, car elles modifient la structure magnétique du matériau [74]–[80]. Il existe une relation linéaire entre la valeur du champ d'anisotropie et la tension mécanique appliquée. Sous l'influence d'une traction, les pics d'impédance ont tendance à se déplacer vers des champs plus élevés [4], [5].

Dans le cas qui nous intéresse, le fil GMI est soumis à une contrainte mécanique de flexion. L'effet de cette contrainte précise est assez peu abordé dans la littérature sur l'effet GMI, sauf dans le cas de réalisations de capteurs de courant [81]. Or, cet effet doit être caractérisé, notamment dans le cadre d'une application de mesure où l'élément sensible peut être déformé et subir plusieurs cycles d'ouverture/fermeture pour être enserré autour du conducteur où circule le courant à mesurer.

L'effet de cette contrainte est caractérisé dans les deux configurations de mesure (diagonal et off-diagonal) dans le chapitre 2.

1.4. État de l'art de l'utilisation de l'effet GMI pour les capteurs de courant

Rappelons que l'application visée dans ce rapport est un capteur de courant. Dans ce cas, l'élément sensible doit être disposé de manière à être aligné avec le champ circonférentiel créé par le courant, étant donné que l'axe de sensibilité du fil GMI est essentiellement longitudinal.

Quelques travaux ont porté sur l'utilisation de l'effet GMI pour cette application. Nous avons rassemblé dans le Tableau 1.2 l'essentiel des différentes structures de capteurs de courant basés sur l'effet GMI. Ces recherches ont abouti à des prototypes, dont nous rapportons les performances. A notre connaissance, aucun prototype de capteur de courant basé sur l'effet GMI n'est commercialisé à ce jour.

Tableau 1.2 : Capteurs de courant basés sur l'effet GMI cités dans la littérature

Réf.	Élément sensible	Forme	Polarisation	Excitation	Démodulation et Amplification	Contre-réaction	Plage de mesure ; Linéarité ; Sensibilité ; Résolution/Précision ; Bande passante ; Effet de la température ; Sensibilité au champ terrestre
[82]	Fil (Co _{0,94} Fe _{0,06}) _{72,5} B ₁₅ Si _{12,5} , 125 µm, <i>In-rotating water technology</i> , Unitika Ltd.	Tore	non	10 mA, 100 kHz	-	non	0 - 0,3 A ; Bonne dans la plage 0 à 0,3 A ; 2.25 V/A ; - ; DC ; variation < 1% de 10°C à 90°C ; qq mV sur 400/500 mV
[81]	Ruban Co ₆₆ Fe ₄ B ₁₅ Si ₁₅ , 1.5 µm (ép.), 70 mm (lg.), Recuit à 653 K pendant 8 h sous 3 Oe pour créer une asymétrie	Test de plusieurs formes (bande, série, tore)	non	5 mA, 1 MHz	Détecteur synchrone	non	0 – 1 A ; bonne ; 0.94 V/A ; - ; DC ; - ; -
[83]	Bande amorphe Co ₆₇ Fe ₄ Cr ₇ Si ₈ B ₁₄ , Recuit pour avoir 230% de GMI ratio @ 20 MHz	Tore (2 à 200 tours)	Bobine DC	20 MHz	-	Oui	+/- 2 A ; 2 % en boucle ouverte ; 0.24 Ω/A ; - ; - ; Δsensibilité : 197 ppm/°C, ΔGMIoffset : 25.35 mΩ/°C ; -
[73]	Bande amorphe Co ₆₇ Fe ₄ Cr ₇ Si ₈ B ₁₄ , 52 cm, Recuit à 390°C sous 2400 kA/m	Tore	Bobine AC, 260 tours, 30 mA, 10 – 200 Hz	5 mA, 1 MHz	Double détection synchrone en cascade	non	+/- 2 A ; < 0.5 % pour polarisation AC à 10 – 50 Hz ; 0.06 V/A ; - ; Basse fréquence et DC ; Δsensibilité : 0.08 %/°C Δoffset : 19.2 mA/°C ; -
[84]	Film MI, Fe-Ta-C	Puce	Bobine AC 1000 tours	16.4 mA, 4 MHz	Détecteur à diodes, Amplificateur différentiel	non	0.1 – 60 A ; < +/- 10 % ; - ; - ; - ; < +/- 5 % entre -25°C et 60°C ; -
[85]	Ruban amorphe Co _{66,3} Fe _{3,7} Si ₁₂ B ₁₈ , 30 µm (ép.), 100 mm (lgr.), 1.5 mm (lrg.), <i>Single-roller quenching technique</i> , Shangai Iron and Steel Research Institute, Recuit à 25 A/mm ² sous 2 kA/m pendant 30 s	Tore	Bobine DC, 3.5 A	Oscillateur multivibrateur CMOS, Signal pulse, 900 kHz	Détecteur de crête à diodes, Amplificateur différentiel avec réglage du zéro	Oui	+/- 3.5 A ; - ; 0.67 V/A ; 0.45 % ; - ; 0.005 %FS/°C, Δsensibilité < 2 mV/A ; -
[40]	Ruban amorphe, À base de Co, 30 µm (ép.), 2 mm (lrg.), 10 mm (lgr.)	Sonde, Rubans (16) connectés en série, support bakélite	Aimant permanent, 7.40 Oe	Oscillateur Colpitts, 3.579 MHz	Détecteur à diodes, pré-ampli (LM318) et amplificateur différentiel	non	+/- 3 A ; bonne ; 1 V/A ; < 0.15 % à T° ambiante ; - ; < 10 mV entre -20°C et 30°C soit 0.0033%FS/°C ; -
[41]	Ruban amorphe, À base de Co, 22 µm (ép.), 2 mm (lrg.)	Sonde, spirale (10 tours)	Couple d'aimants permanents	Oscillateur Clapp avec GMI intégré, 9.77 MHz – 10.12 MHz	Détecteur à diodes, Amplificateur différentiel avec réglage du zéro	non	+/- 1.5 A ; corrélation lin. R = 0.9992 ; 1 V/A ; < 0.16 % à T° ambiante ; - ; < 8 mV entre -20°C et 30°C Soit 0.0106%FS/°C ; -
[86]	Fil amorphe, A base de Co, 6.3 cm (lgr), 30 µm (ép.)	Tore	Bobine DC, 25 tours, 1.6 A	Oscillateur trigger inverseur (74HC14), 5 mA, 3 MHz, Signal carré	Détecteur à diodes, Amplificateur différentiel (AD620) avec réglage du zéro	Oui, 70 tours	+/- 1.5 A en BO, +/- 40 A en BF ; excellente ; 7 V/A en BO, 0.24 V/A en BF ; - ; 1.7 kHz ; - ; -
[44]	Fil amorphe recouvert de verre, Co _{66,94} Fe _{3,83} Ni _{1,44} B _{11,51} Si _{14,59} , 22.8 µm, 6.3 cm (lgr.)	Tore	non	Micro-contrôleur, Signal pulse	Détecteur à diodes, Gain = 70	non	0 – 125 mA ; bonne ; 112 V/A ; < 1 mA ; Limitée à 50 Hz ; - ; -

La forme du tore (le fil GMI forme un cercle autour du conducteur véhiculant le courant à mesurer) est logiquement une configuration très utilisée. Il est aussi possible de faire un tore avec plusieurs tours de fil GMI, ce qui permet d'accroître la sensibilité du capteur. La référence [41] rapporte une configuration en spirale où l'élément sensible GMI est une bande enroulée 10 fois autour du conducteur (isolation par une bande en plastique). Ces formes circulaires permettent de garantir que le champ à mesurer est bien aligné avec la direction sensible du matériau GMI.

L'inconvénient de la forme circulaire est qu'elle déforme l'élément sensible GMI, or, l'application de contraintes mécaniques sur le matériau peut en modifier les propriétés : l'étude menée par Rheem et al., 2003 [81] montre que la variation relative de l'impédance d'un tore est 2,5 fois plus petite que celle d'un échantillon qui n'a subi aucune déformation (pour un rayon de courbure de 10 mm). La sensibilité de tels échantillons doit donc être examinée attentivement pour vérifier que cela ne remet pas en cause le fonctionnement d'un capteur basé sur la GMI.

Certains auteurs rapportent que les échantillons peuvent être recuits pour dissiper l'effet des contraintes mécaniques, par exemple dans la référence [41] un recuit à vide à 200°C pendant 1 h ; dans la référence [85] un recuit sous 25 A/mm² sous un champ de 2 kA/m pendant 30 secondes dans l'air ; dans la référence [73] un recuit à 390 °C pendant 10 minutes sous un champ axial de 2400 kA/m.

L'élément sensible peut aussi prendre la forme d'un élément droit (rectangle, film fin) qui est placé dans l'alignement du champ. La référence [40] rapporte une structure où des éléments GMI rectangulaires sont assemblés sur un support en bakélite et connectés en série. La référence [84] rapporte une « puce » GMI où un film fin est fixé sur un support puis inséré dans une structure plastique intégrée.

Certaines configurations peuvent être adoptées pour limiter l'effet des grandeurs d'influence sur le capteur, comme la configuration différentielle. Dans cette configuration, deux éléments sensibles GMI sont utilisés [40], [73]. La sortie du capteur correspond à la différence entre les deux tensions mesurées aux bornes de chacun des éléments sensibles. Cette soustraction permet de compenser la variation en température de l'offset [73]. La linéarité est aussi améliorée. En revanche, la difficulté de telles configurations est l'exigence qui repose sur le choix des éléments sensibles, qui doivent avoir exactement les mêmes caractéristiques et la même sensibilité. En pratique, un amplificateur différentiel avec réglage du zéro est nécessaire pour compenser les erreurs de différences entre les deux échantillons à champ nul [40].

D'un autre point de vue de réalisation de capteurs de courant, les capteurs GMI sont sensibles à des champs de très faible amplitude, voir la forte variation du module de \underline{Z} dans la zone de champ de quelques dizaine de A/m typiquement pour les fils utilisés dans cette thèse (cf. Figure 1.13). Cette zone correspond aussi à l'ordre de grandeur du champ magnétique terrestre. Ce champ a une composante horizontale et une composante verticale, dont les amplitudes peuvent être estimées à 40 A/m et 20 A/m, respectivement [87]. Pour isoler

l'élément sensible du champ magnétique terrestre, des solutions de blindage peuvent être envisagées.

Ces solutions de blindage sont aussi nécessaires pour préserver l'immunité de la mesure vis-à-vis des champs générés par des conducteurs extérieurs. Par exemple, la référence [84] rapporte l'utilisation d'un blindage pour isoler la mesure du courant sur une phase des deux autres phases dans une configuration triphasée.

Dans le cas d'une configuration torique, l'utilisation d'un circuit magnétique est aussi utile pour rendre le capteur insensible à la position du conducteur à l'intérieur de la boucle de mesure. L'élément sensible peut par exemple être placé entre deux plaques de matériau magnétique à haute perméabilité (par exemple, du mu-métal). Ainsi, la canalisation des lignes de champ par le matériau permet de ne pas influencer la mesure du champ créé par le courant malgré l'excentration de celui-ci [42], [44].

Pour finir sur l'état de l'art des réalisations pratiques de ces capteurs, plusieurs techniques sont à recenser pour la réalisation des contacts électriques pour l'alimentation et la détection aux bornes du fil GMI. La déposition électrochimique d'un métal plus compatible avec la soudure à l'étain que le matériau GMI, par exemple, permet de faciliter la soudure qui n'est pas toujours évidente sur les échantillons [82]. La soudure directe sur le fil GMI est possible, mais a l'inconvénient de provoquer des recuits localisés et donc une cristallisation éventuelle ce qui diminue la douceur magnétique de l'échantillon, si la température de soudure est trop élevée. La peinture à l'argent peut aussi être envisagée, l'inconvénient de cette méthode étant le temps et la précision demandés.

1.5. Conclusion sur le potentiel d'utilisation dans la mesure de courant sans contact, les enjeux et les motivations

Nous avons donc présenté dans ce chapitre un état de l'art des capteurs de courant sans contact qui nous permet de situer l'effet GMI parmi les techniques de mesure existantes. Cet état de l'art nous permet de confirmer a priori le potentiel d'utilisation de la Magnéto-Impédance géante pour la mesure de courant sans contact.

L'effet GMI est à rapprocher des capteurs basés sur l'effet Hall, l'effet magnétorésistif et le Fluxgate, en ce sens qu'il permet de mesurer des champs DC et AC.

La bande passante d'un capteur basé sur l'effet GMI est principalement limitée par le circuit de conditionnement. La fréquence du champ mesuré ne peut pas dépasser la fréquence du courant d'excitation du fil. Dans le cas de la polarisation AC, la fréquence du champ mesuré ne peut pas dépasser la fréquence du champ de polarisation. Dans le cas de la configuration off-diagonal, la fréquence du courant d'excitation est limitée par la résonance de la bobine.

Le capteur basé sur l'effet GMI se distingue donc des capteurs à effet Hall, magnétorésistif et Fluxgate sur les points suivants : il est plus sensible que l'effet Hall ; il a une meilleure bande passante de mesure (a priori, jusqu'à quelques MHz) que le Fluxgate qui est limité à quelques

kHz par son principe de conception ; on peut le rapprocher des capteurs à magnéto-résistance géante, même s'il a à priori une meilleure sensibilité. Le potentiel d'utilisation de ces capteurs pour la mesure de courant sans contact est donc réel.

De manière évidente, l'effet GMI offre l'avantage, comparé aux bobines de Rogowski et aux transformateurs de courant, qui sont des moyens de mesure classiques des courants alternatifs, de mesurer aussi le courant continu.

De plus, comme les bobines de Rogowski, étant donné la souplesse du fil GMI, on peut envisager une mise en œuvre du capteur sous la forme d'une sonde flexible, ce qui le rend très facile d'utilisation et très attractif sur le marché de la mesure de courant.

Cependant, cette technologie n'est pas encore tout à fait mature, dans le sens où il existe peu pour l'instant d'exemples de commercialisation de capteurs basés sur l'effet GMI. A notre connaissance, il n'existe pas de version commercialisée du produit étudié dans ce rapport, qui est une sonde de courant, et « encore moins » d'un capteur de nature flexible, basé sur l'effet GMI.

Nous avons abordé dans la partie sur la mise en œuvre (partie 1.3.2) l'impact des paramètres d'influence sur le capteur, qui doit être réduit. En effet, il est connu que l'élément GMI est sensible à des facteurs comme la température, ou les contraintes mécaniques, même si cette influence n'est pas encore suffisamment connue.

Une première partie de notre étude consiste donc à caractériser les échantillons de fil en fonction de deux paramètres d'influence, la température et les contraintes mécaniques. Cette étude est abordée dans le chapitre 2.

Par ailleurs, plusieurs configurations de mesure peuvent être envisagées pour la conception du capteur. Différentes configurations possibles ont été étudiées afin de déterminer celle qui est la plus adaptée, l'objectif étant de garantir la stabilité du capteur vis-à-vis des grandeurs d'influence. Parmi les configurations déjà évoquées, nous étudierons plusieurs cas :

- Capteur polarisé en champ en boucle ouverte, boucle fermée avec plusieurs stratégies de polarisation (DC, AC, et dérivation magnétique définie dans le chapitre 3)
- Capteur en configuration off-diagonal, ne nécessitant pas de polarisation.

Cette étude est détaillée dans le chapitre 3.

Etant donné la sensibilité de l'effet GMI dans la zone des champs faibles, l'étude de l'effet des perturbations magnétiques sur le capteur est légitime. Nous étudions donc l'effet de l'excentration du conducteur sous test dans la boucle de mesure et le blindage aux perturbations magnétiques extérieures vues par le capteur. Cette étude est réalisée dans le chapitre 4.

Nous concluons au chapitre 5 sur une caractérisation complète du prototype de capteur obtenu.

Chapitre 2

Étude expérimentale de l'effet de la température, de la flexion et de la torsion

2.1. Approche générale	50
2.2. Effet de la température.....	51
2.2.1. Description du dispositif expérimental	51
2.2.2. Caractérisation en température de la composante diagonale	55
2.2.2. Caractérisation en température de la composante off-diagonal	62
2.2.4. Conclusion sur l'effet de la température	65
2.3. Effet de la flexion	66
2.3.1. Description du dispositif expérimental	66
2.3.2. Caractérisation en flexion des composantes diagonale et off-diagonal	69
2.3.2.1. Résultats pour une flexion.....	69
2.3.2.2. Résultats pour dix flexions successives	74
2.3.3. Conclusion sur l'effet de la flexion.....	75
2.4. Effet de la torsion.....	76
2.4.1. Description du dispositif expérimental	76
2.4.2. Caractérisation en torsion des composantes diagonale et off-diagonal	77
2.5. Conclusion générale.....	82

Dans une utilisation pratique d'un capteur de courant, les variations de la température ambiante et des contraintes mécaniques appliquées sur l'élément sensible peuvent ne pas être totalement maîtrisées. Ces deux grandeurs peuvent donc être considérées comme des paramètres d'influence sur le capteur (cf. paragraphe 1.1).

L'objectif de ce chapitre est de caractériser de manière expérimentale l'effet de la température et des contraintes mécaniques sur le fil GMI considéré dans ce travail de thèse. Nous présenterons dans un premier temps notre approche générale, puis les résultats expérimentaux.

2.1. Approche générale

Nous avons défini dans le paragraphe 1.3.2 du chapitre précédent (cf. équations (1.12) et (1.13)) la sensibilité intrinsèque de l'élément sensible. Cette sensibilité est notée S_v ou S_Ω , et s'exprime respectivement en $V/(A/m)$ (ou V/T) et $\Omega/(A/m)$ (ou Ω/T). Cette sensibilité intervient directement dans le gain de la chaîne directe du capteur (cf. équation (1.11)). Elle correspond à la dérivée de la caractéristique GMI au niveau du champ de polarisation.

Nous avons également vu que la tension obtenue après une première démodulation d'amplitude à la fréquence de la porteuse était la somme d'un terme statique et d'un terme qui variait proportionnellement au champ mesuré (h). Le terme statique dépend directement de $|\underline{Z}(H_{pol})|$, qui est le module de l'impédance au champ de polarisation H_{pol} . Ce terme est supprimé en sortie du capteur avec un dispositif de suppression d'offset, pour ne conserver que le terme utile.

Ces éléments (sensibilité intrinsèque et terme statique, ou offset) sont susceptibles de changer en fonction des grandeurs d'influence, ce qui a une répercussion directe sur la réponse du capteur. Les performances de celui-ci, et notamment la stabilité, peuvent s'en trouver dégradées. L'objectif de cette partie est de caractériser le changement de ces paramètres en fonction des grandeurs d'influence, afin de pouvoir anticiper leurs variations et prévoir ainsi avec la meilleure précision des stratégies de compensation possibles.

Précisément, la caractérisation expérimentale consiste donc à évaluer les variations de S_Ω (ou S_v) et de l'offset intrinsèque, $|\underline{Z}(H_{pol})|$ (ou de la tension associée, $|\underline{Z}(H_{pol})| \cdot I_{ac}$), en fonction de la température, de la flexion et de la torsion. Ces grandeurs d'influence ont été identifiées comme étant les plus probables de se produire dans un environnement de mesure réel.

Etant donné le fort potentiel de la configuration off-diagonal pour la réalisation d'un capteur (cf. paragraphe 1.3.3), cette caractérisation expérimentale doit aussi porter sur la composante Z_{21} . Cette composante est obtenue grâce à l'association du fil GMI avec une bobine de détection. Rappelons que cette composante s'exprime : $Z_{21} = v_{bob}/i_{ac}$ (où v_{bob} est la tension complexe aux bornes de la bobine de détection dans le régime harmonique, et i_{ac} le courant dans le fil GMI).

Afin d'éviter la confusion entre la composante classique (diagonale), $\underline{Z}_{11} = \underline{v}_{ac}/\underline{i}_{ac}$ (où \underline{v}_{ac} est la tension complexe aux bornes du fil dans le régime harmonique, et \underline{i}_{ac} le courant dans le fil GMI), et la composante off-diagonal \underline{Z}_{21} , les grandeurs intrinsèques (offset, sensibilité) qui s'appliquent à la composante diagonale (\underline{Z}_{11}) porteront l'indice « 11 » (exemple : $S_{11-\Omega}$ pour la sensibilité), et les grandeurs intrinsèques qui s'appliquent à la composante off-diagonal, ou \underline{Z}_{21} , porteront l'indice « 21 » (exemple : $S_{21-\Omega}$).

Nous rappelons que la caractéristique typique des parties réelle et imaginaire de la composante \underline{Z}_{21} est quasi-linéaire et impaire autour du champ nul, comme il a été mentionné dans le paragraphe 1.3.3 (voir aussi Figure 1.18). Cette allure particulière permet a priori de ne pas utiliser de champ de polarisation statique H_{pol} pour fixer le point de fonctionnement [70]. L'« offset » équivalent dans le cas off-diagonal correspond donc à la valeur de la composante \underline{Z}_{21} au champ nul (et non plus au niveau du champ de polarisation, comme dans le cas diagonal). Pareillement, la sensibilité de la composante \underline{Z}_{21} est mesurée au champ nul. L'offset et la sensibilité au champ nul, dans le cas off-diagonal, ont un impact direct sur la réponse du capteur, de la même manière que dans le cas diagonal.

Dans ces travaux, nous utilisons un échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, de diamètre 100 μm fabriqué par Unitika [88]. La longueur de l'échantillon utilisé, les paramètres géométriques de la bobine de détection pour la mesure de la composante \underline{Z}_{21} , et les paramètres d'excitation (amplitude et fréquence du courant d'excitation i_{ac} , valeur de l'éventuelle composante continue I_{ac}) pour lesquels les résultats sont obtenus sont précisés dans la description des différents bancs expérimentaux.

2.2. Effet de la température

Nous avons mesuré les composantes \underline{Z}_{11} et \underline{Z}_{21} dans la gamme de températures [-20 °C, 120 °C]. Cette gamme est proche de la plage de températures de fonctionnement préconisée pour certaines sondes de courant flexibles [23]. Le dispositif expérimental est décrit, ainsi que les résultats obtenus.

2.2.1. Description du dispositif expérimental

La longueur de l'échantillon utilisé est de 5 cm. Cet échantillon comporte une bobine de détection à spires jointives réalisé avec un fil de cuivre de 0.063 mm de diamètre (isolant compris), soit un total d'environ 800 spires sur toute la longueur de l'échantillon. Une photo de l'échantillon est présentée sur la Figure 2.1.

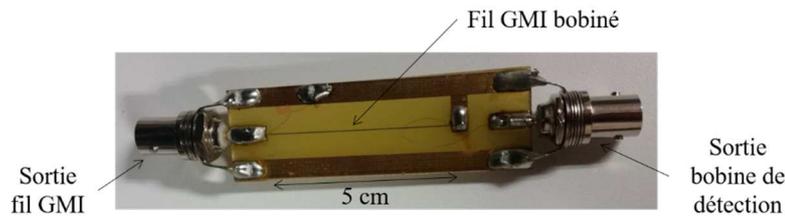


Figure 2.1 : Photo de l'échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, avec une bobine de détection de 800 spires, longueur 5 cm, diamètre 100 μm .

Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 2.2.

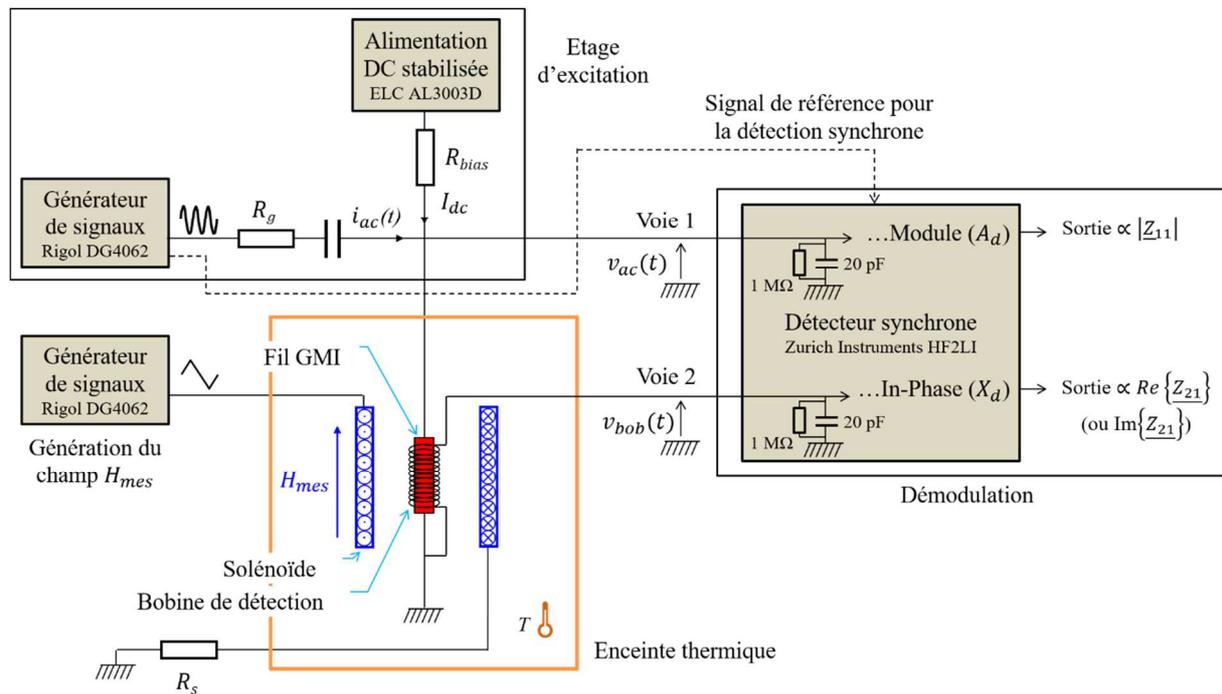


Figure 2.2 : Schéma du dispositif expérimental pour la caractérisation en température des composantes diagonale, \underline{Z}_{11} , et off-diagonale, \underline{Z}_{21} .

Le courant d'excitation i_{ac} dans l'échantillon est fourni par l'association d'une source de tension sinusoïdale (Générateur de fonctions Rigol DG4062) et d'une résistance, R_g . Le courant d'excitation I_{dc} est fourni par l'association d'une source de tension DC (Alimentation ELC) et d'une résistance R_{bias} . Une capacité de quelques nF empêche le courant continu d'arriver sur la source AC.

Rappelons que l'augmentation de la fréquence du courant alternatif i_{ac} est limitée dans le cas du fonctionnement off-diagonal par la résonance de la bobine de détection due aux capacités parasites entre-spices. Pour l'échantillon étudié, la fréquence de résonance de la bobine est de quelques MHz. Il est à noter dans ce contexte que la capacité d'entrée de 20 pF du détecteur synchrone Zurich Instruments HF2LI est non négligeable car elle se trouve connectée en parallèle à la bobine, ce qui peut diminuer la fréquence de résonance de celle-ci. Pour cette raison, la fréquence d'excitation est choisie autour de 1 MHz.

Le champ H_{mes} est appliqué à l'aide d'un solénoïde alimenté par une source de courant AC basse fréquence. Cette source permet de générer un champ H_{mes} de forme triangle, qui permet de « balayer » de manière linéaire les champs à mesurer. La fréquence de H_{mes} est de 0.5 Hz. Le courant dans la bobine est connu en mesurant la tension aux bornes d'un shunt de mesure R_s . Le champ généré par le solénoïde sur son axe est donné par la formule : $H_{mes} = N_{sol} \cdot I_{sol} / L_{sol}$, où N_{sol} est le nombre de spires, I_{sol} est le courant dans le solénoïde et L_{sol} est la longueur du solénoïde. Dans notre cas, $N_{sol}= 290$, $L_{sol}= 0.1$ m, ce qui donne un transfert de 2900 (A/m)/A. Le champ maximal est atteint pour un courant I_{sol} de 0.33 A, ce qui correspond à un champ H_{max} d'environ 1 kA/m.

L'échantillon est placé dans une enceinte thermique (Weiss WTL 34/70). La température dans cette enceinte est réglée à une température de consigne. Une photo de l'enceinte thermique et du volume d'essais est présentée sur la Figure 2.3. L'échantillon a été placé perpendiculairement au champ magnétique terrestre pour limiter son effet.

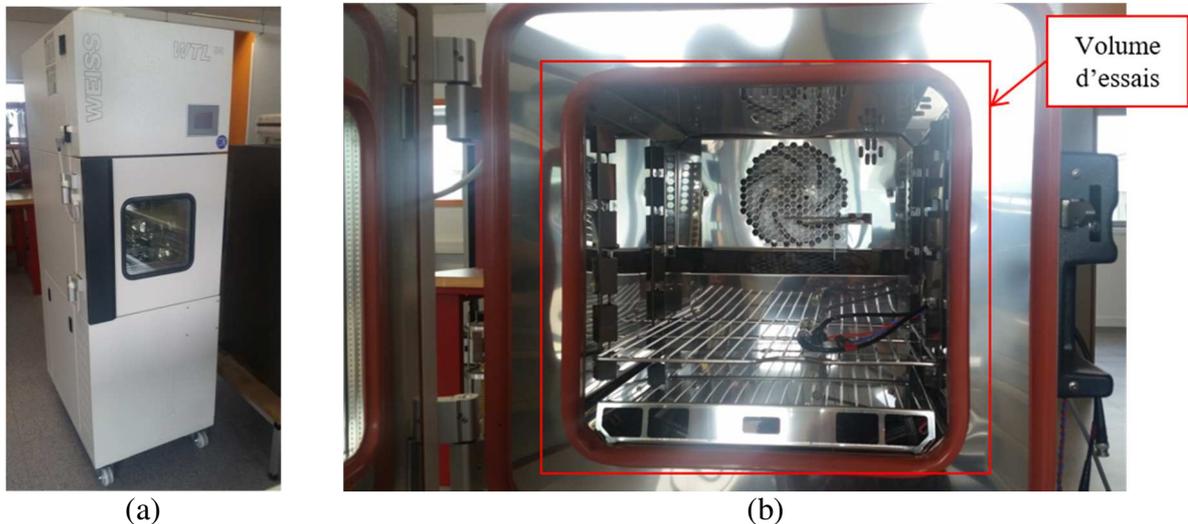


Figure 2.3 : (a) Photo de l'enceinte thermique WEISS WTL 34/70 (b) Photo de l'intérieur de l'enceinte thermique (volume d'essais)

Le module de l'impédance de la composante diagonale, $|Z_{11}|$, et les parties réelle et imaginaire de l'impédance off-diagonal, $Re\{Z_{21}\}$ et $Im\{Z_{21}\}$, sont mesurées avec un détecteur synchrone (Zurich Instruments HF2LI).

Pour la composante diagonale, la tension aux bornes du fil v_{ac} est appliquée à l'entrée de ce détecteur (sur la voie 1). Rappelons que le module de l'impédance, $|Z_{11}|$, à un champ fixe donné, est directement proportionnel à l'amplitude V_{ac} de cette tension alternative, selon la relation : $V_{ac} = |Z_{11}| \cdot I_{ac}$.

Notons G_1 le gain de la voie 1 du détecteur synchrone. Notons également A_d la sortie du détecteur proportionnelle à l'amplitude du signal d'entrée. Cette sortie s'exprime : $A_d = G_1 \cdot$

$V_{ac} = G_1 \cdot |Z_{11}| \cdot I_{ac}$. La mesure de cette composante A_d permet donc de déduire le module de l'impédance $|Z_{11}|$ avec la formule :

$$|Z_{11}| = A_d / (G_1 \cdot I_{ac}) \quad (2.1)$$

La composante off-diagonal est définie par $Z_{21} = \frac{v_{bob}}{i_{ac}}$. Les parties réelles et imaginaires s'expriment $Re\{Z_{21}\} = |Z_{21}| \cdot \cos(\varphi_{21})$ et $Im\{Z_{21}\} = |Z_{21}| \cdot \sin(\varphi_{21})$, avec φ_{21} déphasage entre v_{bob} et i_{ac} . En prenant comme origine des phases la phase du courant d'excitation i_{ac} (il s'agit de la phase de la tension fournie par le générateur de signaux sur la Figure 2.2), les composantes, en phase (X_d) et en quadrature (Y_d) du détecteur synchrone sont données par :

$$X_d = G_2 \cdot |Z_{21}| \cdot I_{ac} \cdot \cos(\varphi_{21}(H_{mes}) + \varphi_R) \quad (2.2)$$

$$Y_d = G_2 \cdot |Z_{21}| \cdot I_{ac} \cdot \sin(\varphi_{21}(H_{mes}) + \varphi_R) \quad (2.3)$$

Où :

- $\varphi_{21}(H_{mes})$ est le déphasage, fonction du champ H_{mes} , entre la tension v_{bob} et le courant i_{ac} (qui correspond à la phase de la composante off-diagonal).
- φ_R désigne le déphasage réglable du signal de multiplication (référence) du détecteur synchrone par rapport sa tension d'entrée v_{bob} .
- Et G_2 est le gain de la voie considérée du détecteur synchrone.

Dans ces équations (2.2) et (2.3), si le terme φ_R est nul, les composantes X_d et Y_d sont donc directement proportionnelles à $|Z_{21}| \cdot \cos(\varphi_{21}) = Re\{Z_{21}\}$ et $|Z_{21}| \cdot \sin(\varphi_{21}) = Im\{Z_{21}\}$. Les parties réelle et imaginaire de la composante off-diagonal découlent directement de la mesure de ces sorties X_d et Y_d , avec naturellement : $Re\{Z_{21}\} = X_d / (G_2 \cdot I_{ac})$ et $Im\{Z_{21}\} = Y_d / (G_2 \cdot I_{ac})$.

Il est à remarquer, comme la notation le suggère, que le déphasage $\varphi_{21}(H_{mes})$ entre v_{bob} et i_{ac} est fonction du champ mesuré H_{mes} . La réponse off-diagonal se caractérise par une inversion de cette phase φ_{21} autour du champ nul qui permet d'obtenir une caractéristique impaire [49]. De manière simplifiée, cette phase peut prendre deux valeurs : une pour les champs négatifs, et une pour les champs positifs. A champ nul, le changement de phase est de π .

La détection synchrone permet de détecter ce changement de phase et de préserver ainsi cette caractéristique impaire. En effet, le déphasage pour les champs négatifs peut être noté $\varphi_{21-\Delta}$.

Le déphasage pour les champs positifs est donc, selon le paragraphe précédent, $\varphi_{21-\Delta} + \pi$. Revenons maintenant aux réglages qui peuvent être appliqués au niveau du détecteur synchrone pour afficher la sortie. Si la valeur du paramètre φ_R est réglée à une valeur constante quel que soit le champ magnétique H_{mes} appliqué, telle que $\varphi_R = -\varphi_{21-\Delta}$, la somme $\varphi_{21} + \varphi_R$ va prendre la valeur 0 pour les champs négatifs et la valeur π (pour les champs positifs). Dans ce cas, la composante en phase X_d vaut, en théorie, $\left|Z_{21}\right| \cdot I_{ac} \cdot \cos(0) = \left|Z_{21}\right| \cdot I_{ac}$ pour les champs négatifs et $\left|Z_{21}\right| \cdot I_{ac} \cdot \cos(\pi) = -\left|Z_{21}\right| \cdot I_{ac}$ pour les champs positifs. Quant à la composante Y_d , elle est nulle.

Cette « manipulation » de réglage du paramètre φ_R à la valeur $-\varphi_{21-\Delta}$ définie permet de maximiser la réponse off-diagonal telle qu'elle est vue en sortie du détecteur synchrone. En effet, dans ce cas, la composante X_d est maximale (et la composante Y_d est nulle). La manipulation suivante a été effectuée dans le cas étudié. La phase φ_R de la détection est réglée de telle manière que la composante X_d soit maximale. Pour plus de simplicité, et par abus de langage, la composante maximisée qui est calculée avec l'expression : $X_d / (G_2 \cdot I_{ac})$ sera désignée comme étant $Re\{Z_{21}\}$.

2.2.2. Caractérisation en température de la composante diagonale

Le module de l'impédance, $\left|Z_{11}\right|$, est représenté en fonction du champ mesuré H_{mes} et pour différentes températures sur la Figure 2.4. Seule la variation de $\left|Z_{11}\right|$ dans les champs positifs est présentée, pour plus de simplicité dans la présentation des résultats. Le placement du champ H_{pol} sera commenté dans la suite de la partie.

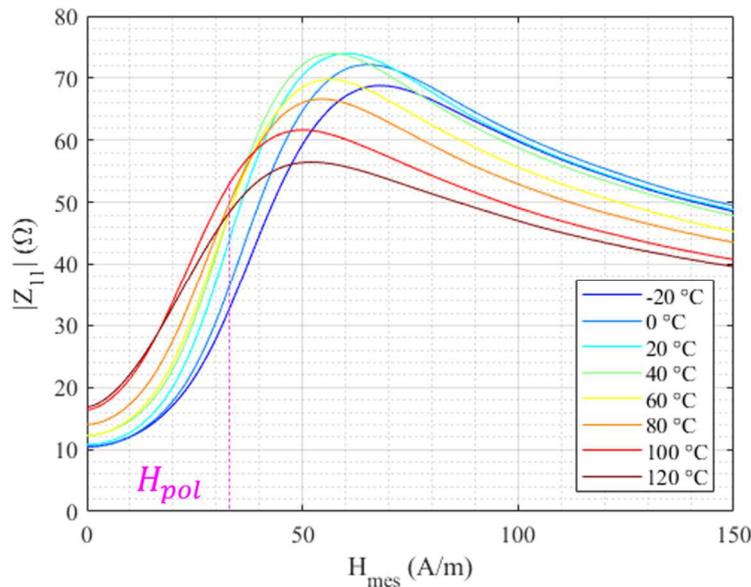


Figure 2.4 : $\left|Z_{11}(H_{mes})\right|$ pour un échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, diamètre 100 μm , longueur 5 cm, excité par un courant alternatif i_{ac} d'amplitude 5 mA et de fréquence 1 MHz.

L'échantillon amorphe est excité par un courant alternatif i_{ac} d'amplitude 5 mA et de fréquence 1 MHz. Aucune composante continue de courant n'est ajoutée ($I_{dc} = 0$ mA).

Pour commenter cette courbe, nous allons introduire le rapport GMI (ou GMI ratio). Ce terme est une grandeur usuelle qui permet de quantifier le changement relatif de l'impédance avec le champ magnétique mesuré [89]. Il est défini comme :

$$(\Delta|Z_{11}|/|Z_{11}|) = \frac{|Z_{11}|(H) - |Z_{11}|(H_{max})}{|Z_{11}|(H_{max})} \quad (2.4)$$

Où H_{max} est le champ maximal appliqué lors de la mesure [5]. Ce terme n'est pas le plus approprié pour décrire l'effet GMI dans une application de mesure, étant donné qu'il n'y a pas forcément de lien entre un rapport GMI élevé et une sensibilité intrinsèque élevée [90]. Cependant, il est utile pour commenter ces résultats, étant donné qu'il est très utilisé dans la littérature existante sur l'effet GMI.

Le rapport GMI atteint un maximum, noté $(\Delta|Z_{11}|/|Z_{11}|)_{max}$. Ce rapport GMI max est représenté en fonction de la température sur la Figure 2.5. Ce rapport augmente avec la température entre -20 °C et 20 °C, puis décroît de manière presque monotone entre 20 °C et 120 °C.

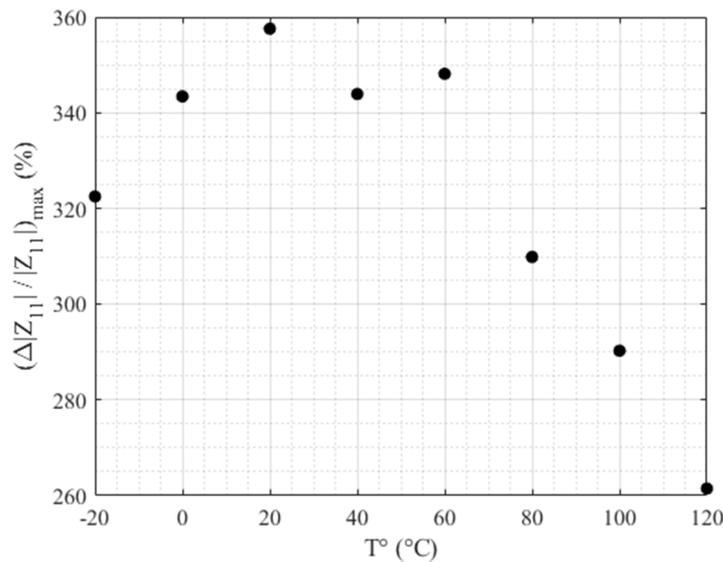


Figure 2.5 : $(\Delta|Z_{11}|/|Z_{11}|)_{max}$ en fonction de la température.

La variation du rapport $(\Delta|Z_{11}|/|Z_{11}|)_{max}$ avec la température a été rapportée dans plusieurs travaux.

Par exemple, les travaux de Chiriac et al. sur des échantillons de fil amorphe de composition Co-Fe-Si-B, de diamètre 120 μm , excités par un courant alternatif d'amplitude 15 mA et de fréquence 1 MHz, montrent que le rapport GMI maximal augmente jusqu'à des températures

légèrement plus élevées que la température ambiante (entre 20 °C et 50 °C), puis diminue [64].

L'hypothèse avancée par Chiriac et al. est qu'une légère augmentation de la température induit un phénomène de relâchement des contraintes internes dans le fil (dus à la fabrication), ce qui contribue à l'amélioration du rapport GMI. Cependant, à partir d'un certain seuil de température (autour de 100 °C), la perméabilité circonférentielle diminue à cause de la détérioration de la structure en domaines, ce qui est à l'origine de la diminution du rapport GMI. Bien évidemment, pour des températures au-delà de la température de Curie du matériau, l'effet GMI disparaît car l'échantillon n'a plus de propriétés magnétiques. Pour les matériaux utilisés dans les travaux de Chiriac et al., cette température de Curie est proche de 300 °C [64].

La variation de la perméabilité circonférentielle avec la température est le mécanisme dominant qui permet d'expliquer le changement du rapport $(\Delta|Z_{11}|/|Z_{11}|)_{max}$. Lorsque des mesures indépendantes de l'aimantation dans le matériau avec la température sont réalisées, une forte corrélation entre ces variations liées à la température et celles de l'impédance avec la température est mesurée [63], [69].

Par ailleurs, la variation du module de l'impédance, $|Z_{11}|$, avec la température ne peut pas être due à la variation de la résistance statique, R_{dc} , de l'échantillon avec la température, étant donné que le coefficient thermique de celle-ci est très faible, et ne peut donc pas être la cause des changements du rapport GMI [62]. Cela a été confirmé par les résultats obtenus pour la variation de la résistance statique d'un échantillon du même type que celui utilisé dans le dispositif expérimental décrit précédemment, de longueur 5 cm. Ces résultats sont présentés sur la Figure 2.6.

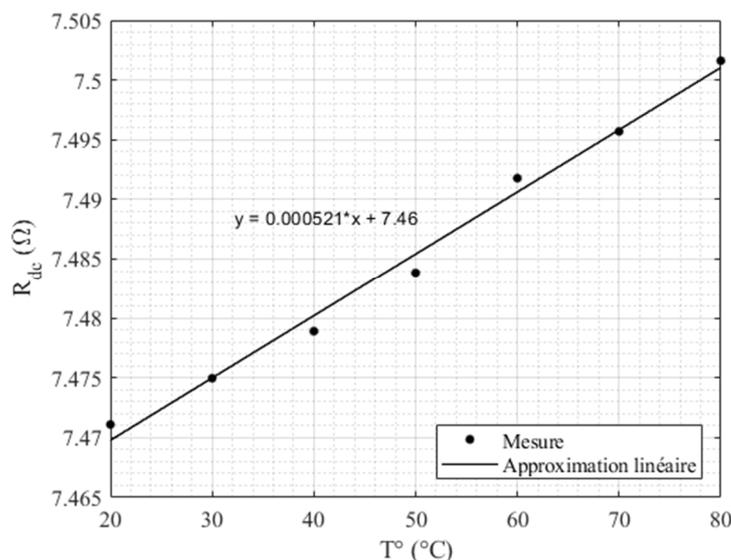


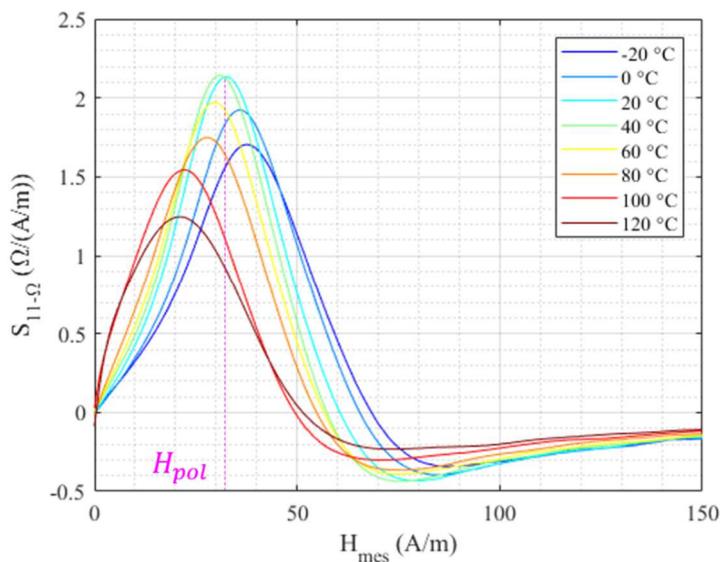
Figure 2.6 : Résistance statique, R_{dc} , d'un échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, diamètre 100 μm , longueur 5 cm en fonction de la température.

La résistance R_{dc} a été mesurée avec un multimètre (Agilent 34405A). L'échantillon a été placé dans une enceinte thermique, avec une température variant entre 20 °C et 80 °C. L'effet de l'élévation de la température sur les pistes et fils de connexion pour la mesure de R_{dc} a été pris en compte par une mesure en court-circuit. La variation de la résistance statique entre 20 °C et 80 °C est de +0.007 %/°C (+70 ppm/°C).

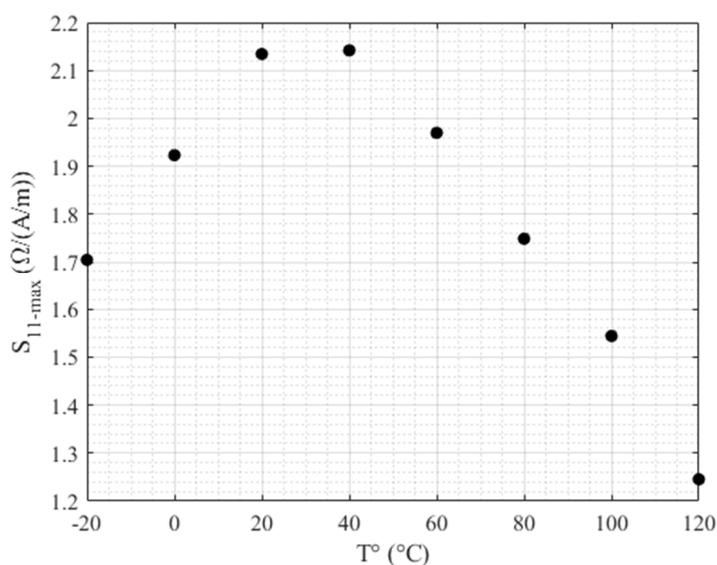
Enfin, la variation du rapport GMI avec la température peut être diminuée grâce au recuit de l'échantillon. Les travaux de Kurniawan et al. ont montré que le rapport GMI d'un échantillon de fil amorphe de composition Co-Fe-Si-B, de diamètre 80 μm , variait moins avec la température dans la plage [20 °C, 260 °C] après un premier cycle de chauffe qui dépassait la température de Curie de l'échantillon (estimée à 280 °C) [63]. Le même type de résultats a été rapporté par Rakhmanov et al. dans un échantillon de fil amorphe de composition Co-Fe-Si-B et de diamètre 100 μm [65].

Après ces considérations générales sur les résultats obtenus avec le rapport GMI, les effets de la température sur la sensibilité et sur l'offset sont maintenant rapportés.

La sensibilité intrinsèque de l'échantillon, $S_{11-\Omega}$, est obtenue par dérivation de la courbe de la Figure 2.4. Elle est représentée en fonction du champ et pour différentes températures sur la Figure 2.7 (a). L'évolution du maximum de cette sensibilité, $S_{11-\Omega-max}$, est représentée en fonction de la température sur la Figure 2.7 (b).



(a)



(b)

Figure 2.7 : (a) $S_{11-\Omega}(H_{mes})$ pour différentes températures dans la plage [-20 °C, 120 °C] (b) $S_{11-\Omega-max}$ en fonction de la température.

La sensibilité $S_{11-\Omega-max}$ augmente avec la température jusqu'à 20-40 °C, puis diminue entre 40 °C et 120 °C. La variation relative est de 0.9 $\Omega/(A/m)$ entre la sensibilité intrinsèque la plus basse (à 120 °C) et la sensibilité la plus haute (à 40 °C). Précisons par ailleurs que le champ magnétique qui correspond à $S_{11-\Omega-max}$ varie avec la température (dans un ordre croissant de températures, la sensibilité maximale est obtenue pour des champs de 37 A/m, 36 A/m, 33 A/m, 31 A/m, 30 A/m, 28 A/m, 23 A/m et 22 A/m).

Le plus important pour la mise en œuvre du capteur est le gain de la chaîne directe, qui est proportionnel à la valeur de la sensibilité au champ de polarisation. Pour choisir ce champ de polarisation, le plus simple est de se placer dans les conditions de référence pour le capteur, qui peut être une température ambiante de 20 °C. Le champ de polarisation H_{pol} choisi est celui qui maximise la sensibilité S_{Ω} (ou S_v) à 20 °C.

En fonction de la température, la sensibilité $S_{\Omega}(H_{pol})$ au champ de polarisation choisi peut varier. C'est cette variation que nous quantifions dans le paragraphe suivant.

Pour l'échantillon et les paramètres d'excitation utilisés ici, la sensibilité maximale $S_{11-\Omega-max}$ est obtenue pour un champ de polarisation H_{pol} de 33 A/m, à 20 °C, et vaut 2.1 $\Omega/(A/m)$

(voir Figure 2.7 (a)). En fonction de la température, Cette sensibilité $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ varie au maximum entre 2.1 $\Omega/(A/m)$ (à 20 °C) et 1 $\Omega/(A/m)$ (à 120 °C). Le coefficient de température de la sensibilité décrit la variation relative de celle-ci par rapport à la température. Dans ce cas, le changement de la sensibilité intrinsèque correspond à un pourcentage de -0.5 %/°C (ou -5000 ppm/°C). Une valeur dans les mêmes ordres de grandeur de 0.2 %/K a été rapportée pour des échantillons de ruban amorphe [72], [73]. Sans dispositif de compensation, cette variation peut influencer directement la sortie du capteur en boucle ouverte.

Le choix du champ de polarisation H_{pol} détermine aussi la valeur de l'offset, proportionnel à $|\underline{Z}_{11}(H_{pol})|$. Ce module est représenté en fonction de la température sur la Figure 2.8.

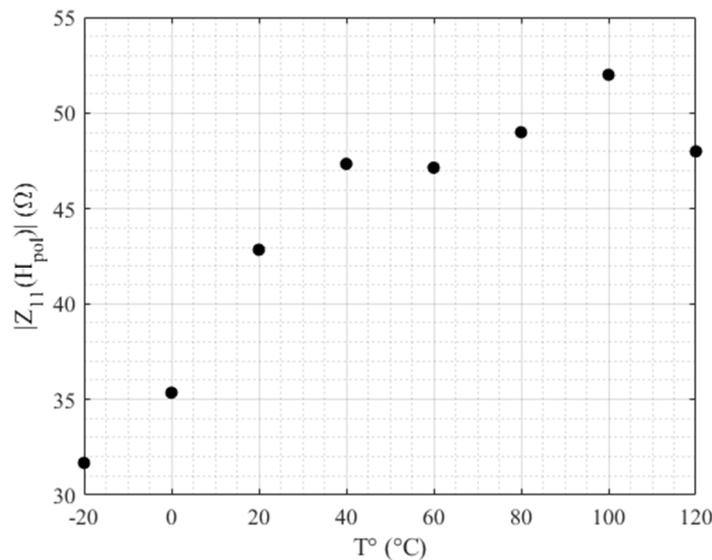


Figure 2.8 : $|\underline{Z}_{11}(H_{pol})|$ en fonction de la température.

Pour l'échantillon et les paramètres d'excitation utilisés ici, $|\underline{Z}_{11}(H_{pol})|$ varie au maximum entre 43 Ω (à 20 °C) et 32 Ω (à -20 °C), soit une variation de -11 Ω (voir Figure 2.8). Cette différence relative correspond à un taux de variation d'environ -0.28 $\Omega/^\circ\text{C}$. Ce taux de variation permet de calculer le coefficient de température de l'offset, en T/°C, en associant celui-ci à un champ mesuré. Pour une sensibilité intrinsèque de 2.1 $\Omega/(A/m)$ à 20 °C, cette variation de -0.28 $\Omega/^\circ\text{C}$ correspond à une dérive en champ mesuré de -0.13 (A/m)/°C (ou -170 nT/°C). Un coefficient de température de 340 nT/K a été rapporté dans un échantillon de ruban amorphe de composition Co-Fe-Cr-Si-B [62].

Pour conclure sur ces premiers résultats, il est à noter également que la variation relative du module de l'impédance $|Z_{11}|$ en fonction de la température est plus faible autour du champ nul.

Nous définissons la variation relative de l'impédance en fonction de la température à un champ H donné comme étant $|Z_{11}(H)|_{max} - |Z_{11}(H)|_{min}$. Cette différence relative est représentée en fonction du champ sur la Figure 2.9.

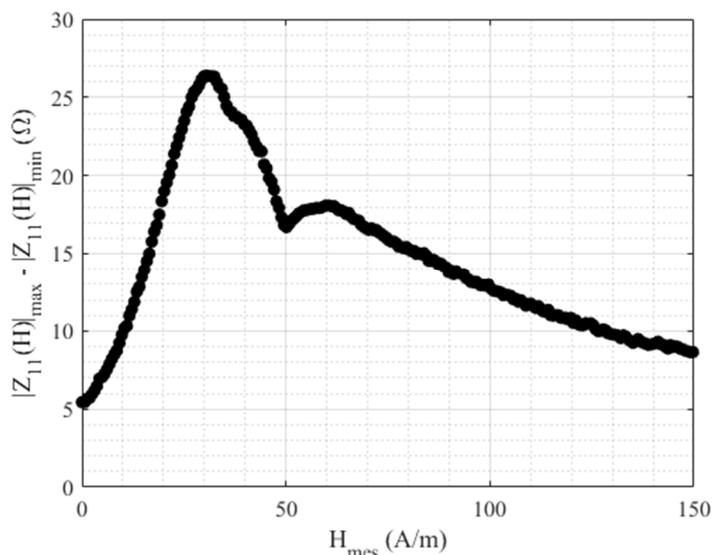


Figure 2.9 : Variation relative $|Z_{11}(H)|_{max} - |Z_{11}(H)|_{min}$ due à la température en fonction du champ.

Pour les conditions expérimentales considérées, la variation relative maximale due à la température est obtenue pour un champ magnétique positif de 30 A/m (voir Figure 2.9). Ce champ est proche de celui pour lequel la sensibilité intrinsèque maximale est obtenue ($H_{pol} = 33$ A/m). En pratique, cela signifie que si le champ de polarisation H_{pol} est choisi de manière à obtenir à la sensibilité intrinsèque maximale, la variation de l'offset (proportionnel à $|Z_{11}(H_{pol})|$) en fonction de la température est aussi quasi-maximale. En revanche, le plus petit changement de l'impédance en fonction de la température a été obtenu au champ nul.

Ce résultat est important car il peut motiver le choix d'une stratégie de mise en œuvre différente pour le capteur, comme cela sera étudié dans le chapitre 3.

Le Tableau 2.1 récapitule les coefficients de température de la sensibilité $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ et de l'offset $|Z_{11}(H_{pol})|$ pour le champ de polarisation H_{pol} qui maximise la sensibilité à température ambiante.

Tableau 2.1 : Résultats de la caractérisation en température de la composante diagonale

Grandeur d'influence	Stratégie de de mise en œuvre	Variation de $ Z_{11}(H_{pol}) $	Variation de $S_{11-\Omega}(H_{pol})$
----------------------	-------------------------------	----------------------------------	---------------------------------------

Température	Utilisation de la composante \underline{Z}_{11}	-0.13 (A/m)/°C (-170 nT/°C)	-0.5 %/°C
--------------------	--	--------------------------------	-----------

Nous avons détaillé en Annexe 3 le protocole expérimental et les résultats obtenus pour un échantillon similaire (échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, diamètre 100 μm , longueur 5 cm, excité par un courant alternatif \underline{i}_{ac} d'amplitude 3 mA et de fréquence 1 MHz).

Nous reproduisons ici sur la Figure 2.10 le module de l'impédance $|\underline{Z}_{11}|$ et la sensibilité $S_{11-\Omega}$ obtenus dans ces conditions expérimentales. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication [91].

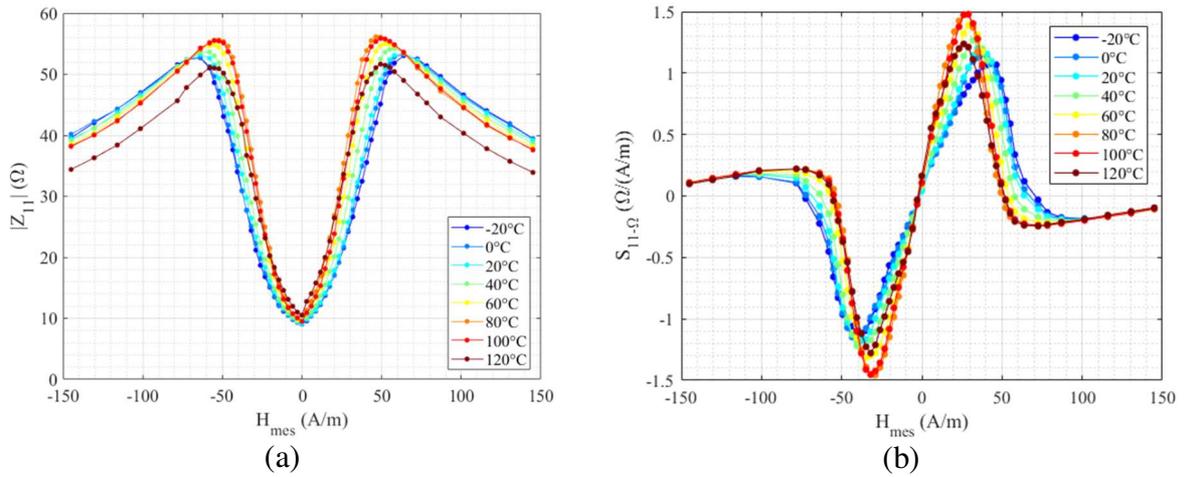


Figure 2.10 : (a) $|\underline{Z}_{11}(H_{mes})|$ pour un échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, diamètre 100 μm , longueur 5 cm, excité par un courant alternatif \underline{i}_{ac} d'amplitude 3 mA et de fréquence 1 MHz. (b) $S_{11-\Omega}(H_{mes})$ pour différentes températures dans la plage [-20 °C, 120 °C].

Les coefficients de température obtenus de la sensibilité $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ et de l'offset $|\underline{Z}_{11}(H_{pol})|$ sont respectivement -0.2 %/°C et +0.22 (A/m)/°C. La différence entre ces résultats et ceux du Tableau 2.1 peut éventuellement s'expliquer par la différence d'échantillonnage entre les deux mesures (voir Annexe 3).

2.2.3. Caractérisation en température de la composante off-diagonal

La même démarche est appliquée pour la composante off-diagonal. La partie réelle de l'impédance, $Re\{\underline{Z}_{21}\}$ (calculée en mesurant la sortie X_d (cf. équation (2.2)) du détecteur synchrone maximale avec les réglages définis dans le paragraphe 2.2.1), est représentée en fonction du champ mesuré et pour différentes températures sur la Figure 2.11 (a).

La sensibilité intrinsèque de l'échantillon, $S_{21-\Omega}$, est obtenue par dérivation de la courbe de la Figure 2.11 (a). $S_{21-\Omega}$ est représentée en fonction du champ et pour différentes températures sur la Figure 2.11 (b).

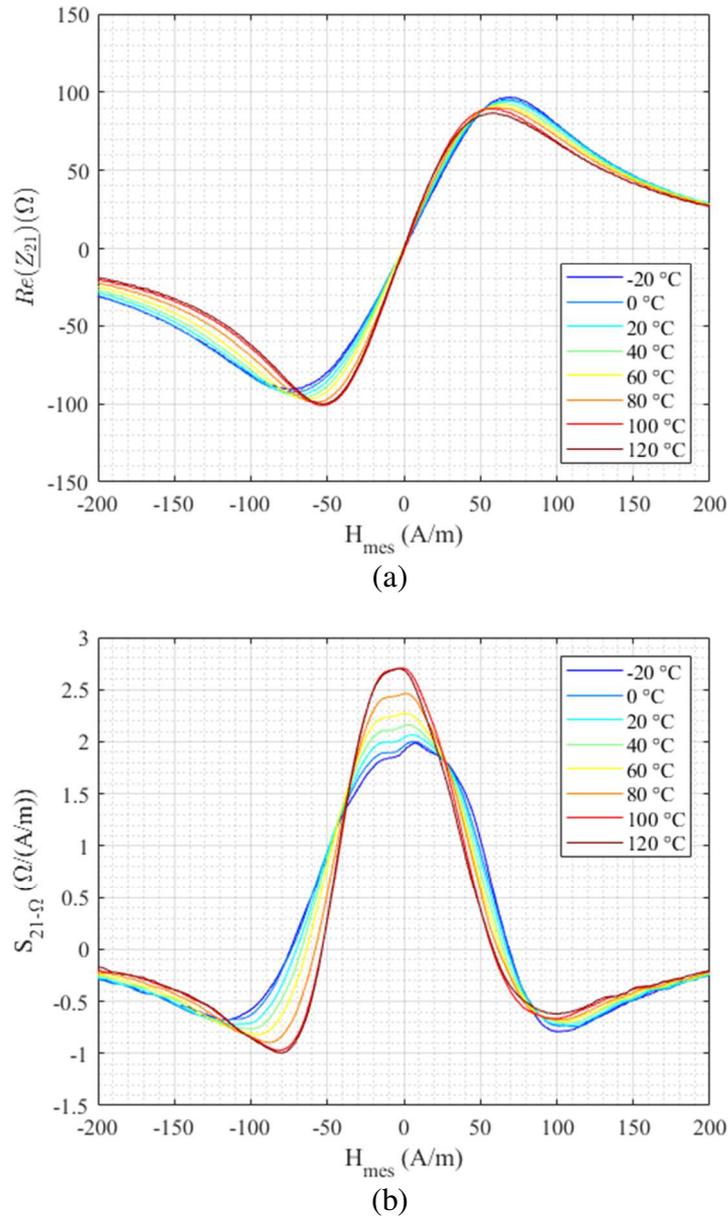


Figure 2.11 : (a) $Re\{Z_{21}\}$ pour un échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, diamètre 100 μm , longueur 5 cm, avec une bobine de détection de 800 spires, excité par un courant alternatif i_{ac} d'amplitude 5 mA et de fréquence 1 MHz (b) $S_{21-\Omega}(H_{mes})$ pour différentes températures dans la plage [-20 °C, 120 °C].

L'échantillon amorphe est excité par un courant alternatif i_{ac} d'amplitude 5 mA et de fréquence 1 MHz, comme dans le cas précédent. En revanche, pour pouvoir observer la composante off-diagonal, un courant I_{dc} de 10 mA est superposé au courant i_{ac} . L'effet de ce courant continu a été décrit dans le paragraphe 1.3.3. L'influence de la valeur de I_{dc} sur les résultats obtenus au cours des tests en température est décrit dans la fin de cette partie.

La variation de la réponse off-diagonal avec la température a été rapportée par quelques travaux très récents [70], [71].

L'étude de Panina et al. porte sur des micro-fils amorphes recouverts de verre de composition Co-Fe-Ni-B-Si-Mo, de diamètre 42 μm (dont 36 μm de cœur métallique et 6 μm d'épaisseur de verre), excités par un courant alternatif de fréquence 20 MHz avec une composante continue de 14.4 mA [70]. Cette étude montre que la sensibilité (dérivée) de la réponse off-diagonal augmente avec la température entre 20 °C et 60 °C et diminue entre 60 °C et 100 °C.

L'hypothèse avancée par les auteurs est que l'augmentation de la température induit un relâchement des contraintes induites durant la fabrication, comme dans le cas précédent pour la composante diagonale (cf. paragraphe 2.2.2). Au-delà d'une certaine température, le relâchement non-uniforme des contraintes à l'interface entre le conducteur métallique et le verre conduit à une distribution plus dispersée de l'anisotropie dans le matériau [70]. Ces résultats peuvent être rapprochés des nôtres (cf. Figure 2.11) dans le sens où la température induit des variations de la sensibilité et de la réponse off-diagonal, en général. L'étude de Panina et al. est différente dans le sens où elle porte sur des échantillons recouverts de verre, ce qui n'est pas le cas de nos échantillons.

Ces travaux présentent aussi que, comme dans le cas précédent, la variation de la réponse off-diagonal avec la température peut être réduite avec un recuit de l'échantillon [70], [71]. C'est ce qui est rapporté par exemple dans les travaux de Yudanov et al., où un recuit de 160 °C permet de réduire le changement de la tension de sortie en off-diagonal [71].

Comme dans le cas précédent, les grandeurs importantes pour le développement d'un capteur sont l'offset et la sensibilité. Dans le cas off-diagonal, le capteur n'est a priori pas polarisé par un champ statique H_{pol} , c'est donc le comportement de cet offset et de cette sensibilité autour du champ nul qui est étudié.

Le maximum de sensibilité est obtenu à un champ proche de zéro pour toutes les températures étudiées (cf. Figure 2.11 (b)). Le champ correspondant au maximum de sensibilité ne se déplace donc que de très peu, contrairement aux résultats précédents obtenus avec Z_{11} . Globalement, la sensibilité $S_{21-\Omega}$ autour de zéro, $S_{21-\Omega}(0)$, croît avec la température (cf. Figure 2.11 (b)). Cette sensibilité $S_{21-\Omega}(0)$ varie entre 2 $\Omega/(A/m)$ à 20 °C et 2.7 $\Omega/(A/m)$ à 120 °C, ce qui est une augmentation de 35 %. Ce pourcentage correspond à une variation de +0.4 %/°C. L'augmentation est comparable à ce qui a été observé pour la composante diagonale (-0.2 %/°C, cf. paragraphe 2.2.2 et Tableau 2.1).

Par ailleurs, la quasi-nullité de la réponse $Re\{Z_{21}\}$ à champ nul est à peu près conservée malgré la variation de la température. Pour l'échantillon et les paramètres d'excitation utilisés, la variation maximale est de 2 Ω entre 20 °C ($\approx 0 \Omega$) et 80 °C (- 2 Ω). Avec une sensibilité intrinsèque, $S_{21-\Omega}(0)$, de 2 $\Omega/(A/m)$, cette variation de -0.03 $\Omega/^\circ\text{C}$ correspond à une dérive de -0.015 (A/m)/°C, ou -19 nT/°C.

Le Tableau 2.2 récapitule les coefficients de température de la sensibilité $S_{21-\Omega}(0)$ et de l'offset $Re\{Z_{21}(0)\}$.

Tableau 2.2 : Résultats de la caractérisation en température de la composante off-diagonal

Grandeur d'influence	Stratégie de mise en œuvre	Variation de $Re\{Z_{21}(0)\}$	Variation de $S_{21-\Omega}(0)$
Température	Utilisation de la composante Z_{21}	-0.015 (A/m)/°C (-19 nT/°C)	+0.4 %/°C

Comme mentionné au paragraphe 1.3.3, l'apparition d'une composante off-diagonal dans les fils à anisotropie circonférentielle nécessite un courant I_{dc} dans le fil. Il est bien connu que ce courant a aussi des impacts sur la sensibilité intrinsèque (cf. paragraphe 1.3.4.3). On peut s'interroger sur l'effet de ce courant sur la dépendance en température de la sensibilité et de l'offset.

Nous avons donc mené une étude expérimentale, qui se veut seulement exploratoire, pour constater l'éventuel effet de ce courant I_{dc} . Pour un courant i_{ac} fixe d'amplitude 5 mA, plusieurs valeurs du courant I_{dc} ont été testées (0 mA, 2.5 mA, 5 mA, 7.5 mA, 10 mA et 15 mA). Les résultats sont détaillés en Annexe 5. Ces résultats ont permis de constater que l'augmentation du courant I_{dc} fait baisser la sensibilité quelle que soit la température. Cette baisse de la sensibilité est corrélée, après un certain seuil de courant I_{dc} (autour de 10 mA) avec une variation plus faible de cette sensibilité avec la température. En revanche, l'augmentation du courant I_{dc} a peu d'impact sur la dérive de l'offset avec la température.

Un autre volet de cette étude expérimentale a porté sur la caractérisation en température pour différentes fréquences d'excitation de la composante diagonale et de la composante off-diagonal. Les fréquences supplémentaires (autres que 1 MHz) investiguées pour la composante diagonale sont 5 MHz et 10 MHz, et 0.5 MHz et 1.5 MHz pour la composante off-diagonal. Ces résultats sont présentés à la fin de l'Annexe 3 et dans l'Annexe 4. La fréquence d'excitation n'a pas d'influence décisive, dans les cas étudiés, sur le comportement en température de l'échantillon.

2.2.4. Conclusion sur l'effet de la température

En conclusion, la caractérisation en température des composantes Z_{11} et Z_{21} a montré que ces deux composantes étaient sensibles à la variation de la température ambiante.

Les résultats obtenus pour l'échantillon étudié et les paramètres d'excitation choisis montrent que la composante diagonale varie plus avec la température, avec une variation de -0.5 %/C pour la sensibilité $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ et -170 nT/°C pour $|Z_{11}(H_{pol})|$, que la composante off-diagonal, avec une variation de +0.4 %/C pour $S_{21-\Omega}(0)$ et -19 nT/°C pour $Re(Z_{21})(0)$. Les conditions expérimentales (paramètres d'excitation choisis, choix du point de polarisation) correspondent à une utilisation réaliste des échantillons considérés. Nous nous permettons donc d'utiliser ces résultats comme une référence pour la suite de l'étude. En pratique, il faut bien sûr nuancer les résultats obtenus en précisant qu'il s'agit de conditions expérimentales

particulières, notamment au niveau du choix des paramètres d'excitation et du champ de polarisation H_{pol} .

Il a aussi été démontré que pour la composante diagonale, les variations de la température étaient plus faibles autour du champ nul. Ce résultat est important car il peut motiver le choix d'une stratégie de mise en œuvre différente pour le capteur, comme cela sera étudié dans le chapitre 3.

Enfin, l'influence de l'amplitude de la composante continue I_{dc} a été étudiée. Pour les deux composantes, l'augmentation du courant I_{dc} permet de réduire la variation de la sensibilité avec la température, mais fait aussi baisser la sensibilité, comme cela est connu [7]. Il a aussi été observé que la dérive de l'offset avec la température était assez peu affectée par l'augmentation du courant I_{dc} .

2.3. Effet de la flexion

La flexion est la contrainte qui s'applique de manière évidente sur l'élément sensible du capteur quand celui-ci est fléchi de manière à entourer le conducteur (dans lequel circule le courant à mesurer). Cet aspect a été évoqué dans le chapitre 1 (cf. notamment 1.3.5.2). L'objectif de cette partie est de déterminer l'effet de la flexion sur l'offset et la sensibilité du capteur.

La flexion n'est pas une grandeur d'influence à proprement parler sur le capteur, car en théorie, la contrainte appliquée sur le capteur en fonctionnement est connue et maîtrisée par le prototypage mécanique. Néanmoins, cette étude permet de quantifier de manière générale la sensibilité du capteur à ce type de contraintes mécaniques.

Les composantes Z_{11} et Z_{21} ont donc été caractérisées en fonction d'une contrainte de flexion. Cette contrainte a été appliquée avec un rayon de courbure constant. Des tests de répétabilité des résultats obtenus ont été menés avec dix flexions successives. Ces résultats ont fait l'objet de publications [92], [93].

2.3.1. Description du dispositif expérimental

L'échantillon utilisé mesure 15 cm de longueur. Cet échantillon comporte une bobine de détection à spires jointives réalisée avec un fil de cuivre de 0.063 mm de diamètre (isolant compris), soit un total d'environ 2400 spires sur toute la longueur de l'échantillon.

Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 2.12.

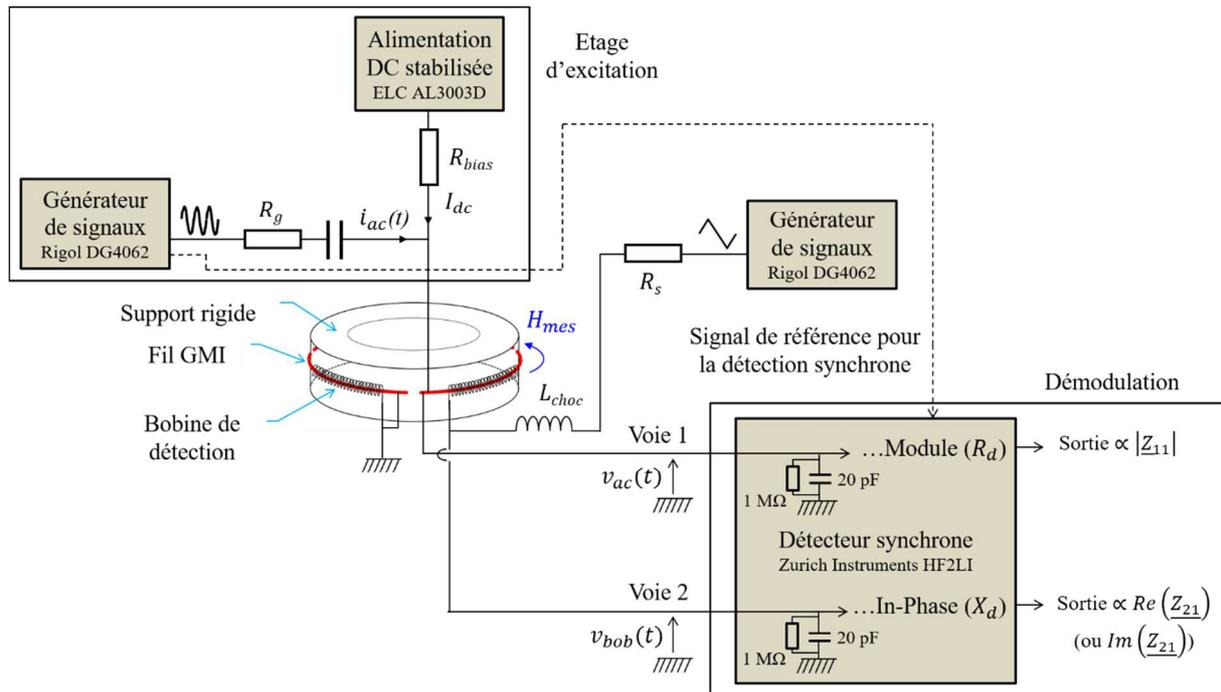


Figure 2.12 : Schéma du dispositif expérimental pour la caractérisation en flexion des composantes diagonale, Z_{11} , et off-diagonale, Z_{21} .

Le courant alternatif i_{ac} et la composante continue I_{dc} dans l'échantillon sont générés de la même manière que dans le dispositif expérimental décrit dans la section précédente (cf. 2.2.1). De même, les grandeurs $|Z_{11}|$ et $Re\{Z_{21}\}$ sont mesurées avec un détecteur synchrone (Zurich Instruments HF2LI), à partir des tensions alternatives v_{ac} et v_{bob} (cf. paragraphe 2.2.1).

Le champ H_{mes} très basse fréquence (0.5 Hz) de forme triangulaire est appliqué avec la même bobine servant à la détection de la tension v_{bob} pour la composante off-diagonale. L'impédance de la self de choc L_{choc} est élevée à la fréquence d'excitation de i_{ac} pour limiter le courant HF, évitant ainsi la chute de tension de v_{bob} .

La contrainte mécanique de flexion est appliquée en positionnant l'échantillon le long d'un support rigide et circulaire. Dans ces conditions, théoriquement, la contrainte s'exerce de manière uniforme le long du fil, car le rayon de courbure, qui détermine l'amplitude de la contrainte de flexion, est constant le long de l'échantillon.

Dans une première approximation, la contrainte de flexion appliquée peut être décrite comme la combinaison d'une contrainte de traction, qui s'exerce sur les fibres externes du fil, et d'une contrainte de compression qui s'exerce sur les fibres internes du fil tel qu'illustré sur la Figure 2.13.

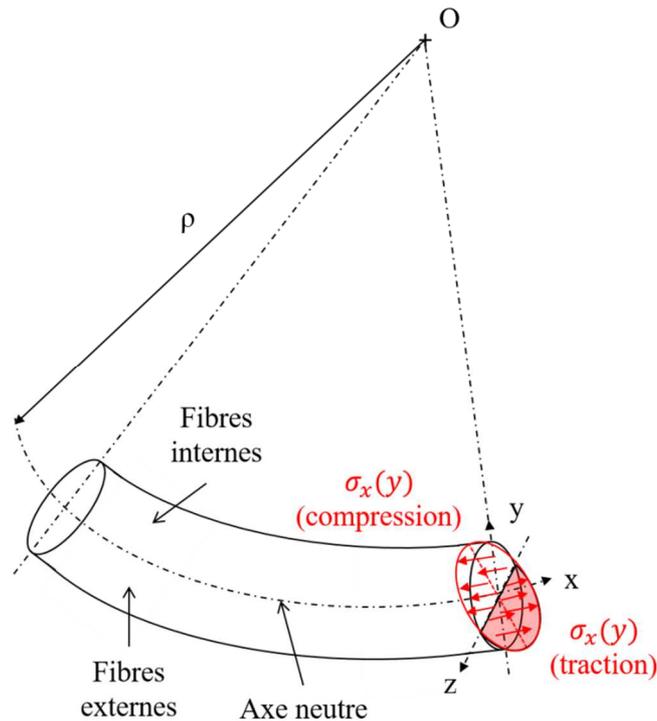


Figure 2.13 : Schéma d'une flexion appliquée sur un échantillon de section circulaire, avec un rayon de courbure ρ

Cette contrainte conduit à un allongement le long de la fibre externe (traction) et un rétrécissement le long de la fibre interne (compression). La délimitation entre fibres externes et internes est l'axe neutre, sur lequel aucune déformation du fil n'est observée. La contrainte s'applique perpendiculairement à la section du fil.

Notons (x, y, z) le repère à la surface de la section de l'échantillon fléchi. Notons $\sigma_x(y)$ la contrainte appliquée sur la section du fil dans la direction x , qui dépend de la coordonnée y . Notons également ρ le rayon de courbure de l'échantillon. La contrainte $\sigma_x(y)$ est donnée par la relation, qui découle de la loi de Hooke [94] :

$$\sigma_x(y) = -E \times \frac{y}{\rho} \quad (2.4)$$

Où E est le module d'Young du fil, y est la distance à l'axe neutre.

Le module d'Young de l'échantillon vaut 16000 kg/mm^2 [95]. Rappelons que le diamètre de l'échantillon est $100 \text{ }\mu\text{m}$. La contrainte appliquée est maximale pour $y = a/2$, c'est-à-dire $y = 50 \text{ }\mu\text{m}$. Dans notre cas, le rayon de courbure choisi est de 2.5 cm . D'après la relation (2.4), l'amplitude de la contrainte appliquée sur l'échantillon dans ce cas est de 320 MPa . Cette contrainte maximale reste inférieure à la limite élastique du fil GMI, qui est de 3600 MPa [95].

Ce dispositif permet de manipuler le fil pour appliquer une ou plusieurs flexions successives.

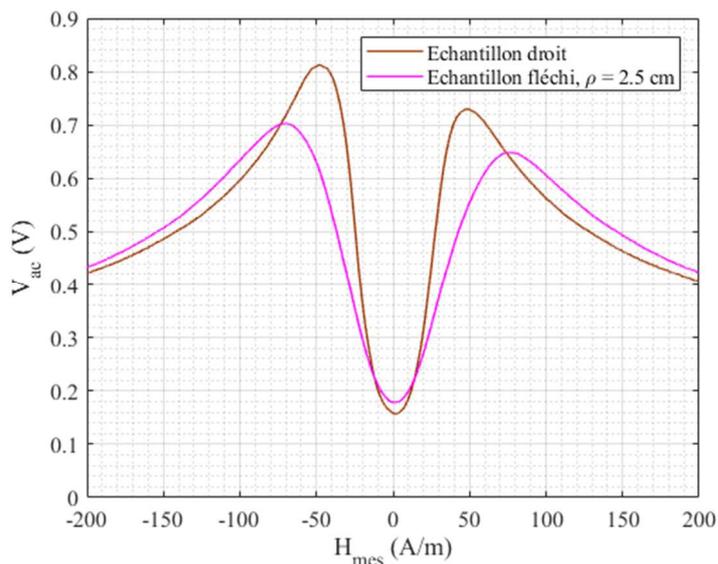
2.3.2. Caractérisation en flexion des composantes diagonale et off-diagonal

Les résultats obtenus sont présentés pour une flexion, puis pour dix flexions successives.

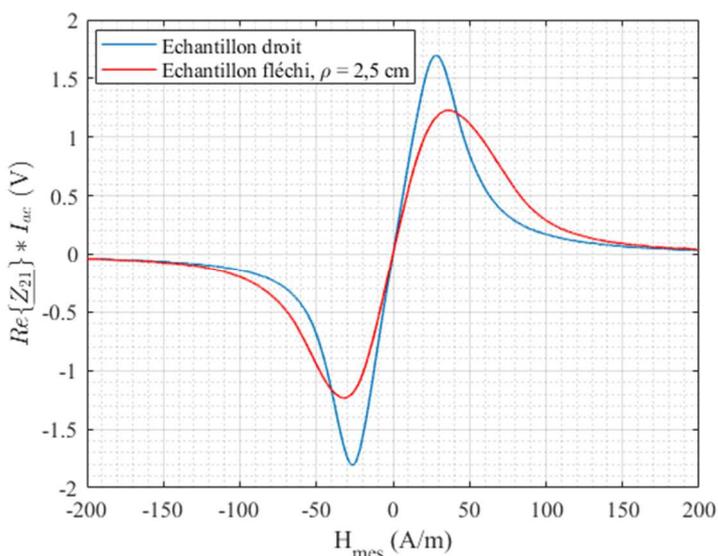
2.3.2.1. Résultats pour une flexion

Sans perte de généralité, les résultats sont représentés en termes de tension et non plus d'impédance. La tension est une grandeur significative pour l'implémentation du capteur. Ces résultats peuvent être convertis en impédance en divisant la tension par l'amplitude du courant d'excitation I_{ac} .

L'amplitude V_{ac} (tension aux bornes du fil), égale à $\left| \underline{Z}_{11} \right| \cdot I_{ac}$, est représentée en fonction du champ H_{mes} , avec et sans contrainte, sur la Figure 2.14 (a). La tension aux bornes de la bobine (qui est en phase avec le courant d'excitation), égale à $Re \left\{ \underline{Z}_{21} \right\} \cdot I_{ac}$, est représentée dans les mêmes conditions, sur la Figure 2.14 (b). Conformément à ce qui a été décrit précédemment dans le paragraphe 2.2.1, cette tension est calculée en mesurant la sortie X_d (cf. équation (2.2)) du détecteur synchrone maximale avec les réglages adéquats de la phase de ce détecteur.



(a)



(b)

Figure 2.14 : (a) Tension V_{ac} (égale à $|\underline{Z}_{11}| \cdot I_{ac}$) et (b) Tension aux bornes de la bobine $Re\{\underline{Z}_{21}\} \cdot I_{ac}$ pour un échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, diamètre 100 μm , longueur 15 cm, excité par un courant alternatif i_{ac} d'amplitude 5 mA et de fréquence 800 kHz, avec une composante continue, I_{dc} , de 1 mA.

L'échantillon amorphe utilisé est excité par un courant alternatif i_{ac} d'amplitude 5 mA et de fréquence 800 kHz. Comme il est nécessaire pour l'observation de la composante off-diagonal, un courant continu I_{dc} de 1 mA a été superposé au courant d'excitation. Ce courant continu est présent dans les deux cas de mesure (composante diagonale et composante off-diagonal). La valeur de I_{dc} n'est pas trop grande pour éviter de réduire beaucoup la sensibilité de la composante diagonale.

De la même manière que pour le cas précédent, pour la composante diagonale, il est intéressant de commenter l'évolution du rapport GMI (défini dans l'équation (2.4)). Ce

rapport $(\Delta|Z_{11}|/|Z_{11}|)$ permet de rapprocher les résultats obtenus de ceux présents dans la littérature existante.

Pour la composante $|Z_{11}|$, le rapport GMI maximal, $(\Delta|Z_{11}|/|Z_{11}|)_{max}$, diminue de 170 % à 140 % avec la contrainte de flexion appliquée. De plus, le champ H_{peak} où le maximum d'impédance est atteint croît de 50 A/m à 75 A/m.

Une piste d'explication de ces résultats est proposée dans le paragraphe suivant. Le point de départ de cette piste est de considérer que, comme expliqué dans la description du dispositif expérimental, la contrainte de flexion appliquée peut être, en première approximation, décrite comme la superposition d'une contrainte de traction et d'une contrainte de compression.

L'effet d'une contrainte de traction a été largement étudié dans la littérature sur l'effet GMI. Rappelons que dans les échantillons de fil amorphe à magnétostriction légèrement négative à quasi-nulle, comme c'est le cas de l'échantillon utilisé dans ces mesures, l'orientation de l'aimantation dans les domaines situés à la surface de l'échantillon est circonférentielle [89]. A cause du signe négatif de la magnétostriction, l'application d'une contrainte de traction favorise l'orientation des domaines dans la direction transverse. L'augmentation de l'anisotropie transverse causée par la contrainte de traction pourrait augmenter la contribution du mouvement des domaines magnétiques à la perméabilité circonférentielle au détriment de la contribution de la rotation de l'aimantation dans les domaines quand un champ magnétique est appliqué [74], [77]. Cet effet pourrait augmenter le rapport GMI aux basses fréquences d'excitation [77]. En revanche, pour les fréquences d'excitation hautes, la mobilité des domaines est extrêmement réduite (à cause de l'apparition de courants de Foucault) ce qui se traduit par une forte baisse de la perméabilité magnétique. L'amplitude de la variation de la perméabilité circonférentielle serait donc réduite, ce qui pourrait causer une décroissance du rapport GMI avec la traction. De plus, la valeur du champ d'anisotropie, H_k , augmente à cause de l'anisotropie magnéto-élastique induite par la traction, ce qui provoque l'augmentation du champ H_{peak} , dont la valeur dépend de celle du champ d'anisotropie du matériau ($H_{peak} \approx H_k$) [77].

Plusieurs travaux ont rapporté la diminution du rapport GMI et l'augmentation du champ H_{peak} avec une contrainte de traction dans des échantillons de fil amorphe avec une constante de magnétostriction légèrement négative à quasi-nulle, soit le même cas que celui qui est étudié ici [74]–[80]. Comme ces effets sont similaires à ceux qui sont observés dans notre cas, cette observation pourrait suggérer que l'effet de la traction est dominant comparé à celui de la compression.

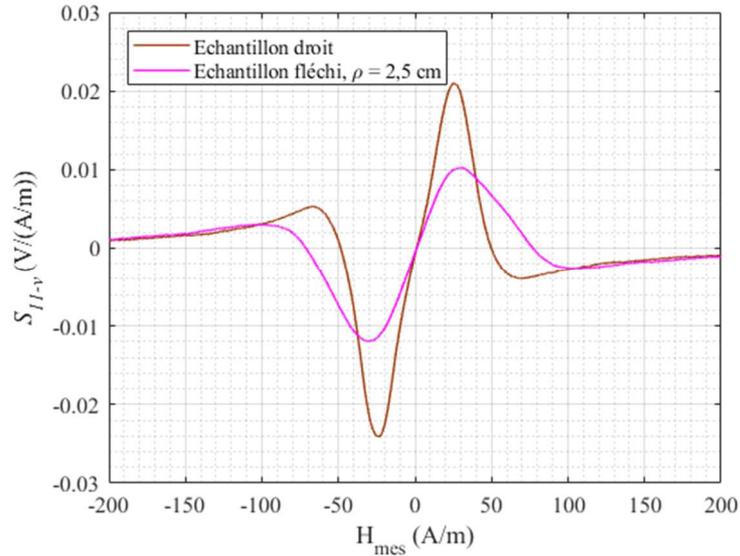
L'effet de la compression est très peu étudié, à notre connaissance, sur les échantillons de fil amorphe. Les travaux de Kinoshita et al. rapportent l'effet d'une compression sur la tension de Matteucci aux bornes d'un échantillon de fil amorphe de composition Fe-Si-B, de diamètre 125 μm [96]. Ces travaux ne s'intéressent pas aux quantités relatives à l'effet GMI. A notre connaissance, l'influence de la compression sur l'effet GMI n'a pas été étudiée à ce jour. La complexité d'une telle étude, notamment due à la nécessité de réaliser un dispositif expérimental permettant d'appliquer une contrainte de compression pure, reproductible, sur

un fil de seulement quelques dizaines de micromètres de diamètre, explique sûrement la faible quantité de résultats existants. Une compréhension plus complète de l'impact de la flexion devrait inclure l'étude d'une traction pure et d'une compression pure le long du fil, suivie par l'étude de la combinaison de ces deux contraintes le long du fil. Des études plus approfondies devraient aussi inclure une approche plus théorique pour expliquer les phénomènes observés.

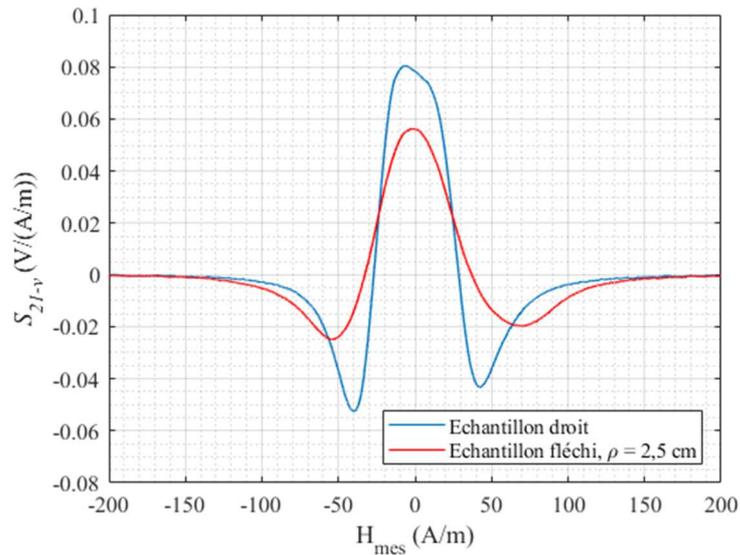
Pour la composante Z_{21} , à ce jour, il n'existe pas d'études dans la littérature de la variation de la composante off-diagonal sous une contrainte mécanique. La sensibilité de cette composante aux contraintes de flexion est néanmoins exploitée dans certains travaux pour mettre en œuvre des capteurs de déformation [97].

Les grandeurs les plus importantes pour la mise en œuvre d'un capteur sont bien entendu l'offset et la sensibilité.

Les sensibilités en tension pour la composante diagonale et pour la composante off-diagonal, respectivement S_{11-v} et S_{21-v} , sont obtenues par dérivation des courbes de la Figure 2.14. Celles-ci sont représentées en fonction du champ magnétique appliqué, avec et sans contrainte de flexion, sur la Figure 2.15.



(a)



(b)

Figure 2.15 : (a) $S_{11-v}(H_{mes})$ et (b) $S_{21-v}(H_{mes})$ avec et sans contrainte appliquée.

Pour plus de simplicité, nous considérons uniquement la région des champs positifs, sans perte de généralité des résultats obtenus.

La sensibilité intrinsèque maximale obtenue pour la composante $|Z_{11}|$ est atteinte pour un champ proche de 25 A/m quand le fil est en position droite. Pour ce champ de polarisation, la sensibilité S_{11-v} décroît de 21 mV/(A/m à 10 mV/(A/m)) dans la position droite, soit une diminution d'environ 50 %. Si ce pourcentage de variation de S_{11-v} est rapporté à la contrainte maximale appliquée (320 MPa), la variation est de -0.16 %/MPa. Par ailleurs, remarquons que le maximum de la sensibilité S_{11-v} n'est pas obtenu exactement au même champ H_{pol} quand le fil est fléchi.

Cette baisse de la sensibilité signifie qu'il y a une sensibilité maximale disponible moins grande pour un capteur en position fléchi. Ce phénomène doit être pris en compte lors de la conception du capteur.

Par ailleurs, la tension d'offset, proportionnelle à $\left|Z_{11}(H_{pol})\right|$, décroît de 25 % (435 mV pour l'échantillon droit et 325 mV pour l'échantillon fléchi). Cette différence de 110 mV correspond à une variation de 0.34 mV/MPa, en considérant la contrainte maximale appliquée (320 MPa). En considérant une sensibilité intrinsèque de 21 mV/(A/m), la dérive en champ correspondante est de -0.02 (A/m)/MPa (-25 nT/MPa).

Pour la composante Z_{21} , la sensibilité S_{21-v} autour du champ nul change de 78 mV/(A/m) à 56 mV/(A/m), c'est-à-dire d'environ 28 %. Cette variation correspond à un pourcentage de 0.09 %/MPa. De plus, contrairement au cas diagonal, la tension d'offset est quasiment nulle pour un champ nul, dans les deux positions du fil, qu'il soit droit ou fléchi.

Le Tableau 2.3 récapitule les variations de la sensibilité et de l'offset pour les deux composantes.

Tableau 2.3 : Résultats de la caractérisation en flexion des composantes diagonale et off-diagonal

Grandeur d'influence	Stratégie de mise en œuvre	Variation de l'offset	Variation de la sensibilité
Flexion	Utilisation de la composante Z_{11}	-0.02 (A/m)/MPa (-25 nT/MPa)	-0.16 %/MPa
Flexion	Utilisation de la composante Z_{21}	Quasi-nulle	-0.09 %/MPa

L'étude suivante concerne la répétabilité des performances obtenues après dix flexions successives. Cette étude permet d'évaluer si l'application d'une sonde flexible pour la mesure du courant est envisageable, ou si les grandeurs offset et sensibilité sont trop variables en fonction des multiples manipulations appliquées pour que cette mise en œuvre soit possible.

2.3.2.2. Résultats pour dix flexions successives

Comme dans le paragraphe précédent, les grandeurs sont présentées en tension (V), ou en V/(A/m), sans qu'il n'y ait de perte de généralité des résultats obtenus. Ces résultats peuvent être convertis en impédance en divisant la tension par l'amplitude du courant d'excitation I_{ac} .

Les sensibilités S_{11-v} et S_{21-v} dans la position fléchi et l'offset dans la même position sont représentés pour dix flexions successives sur la Figure 2.16. Ces grandeurs ont été représentées uniquement dans la position fléchi car il s'agit, en pratique, de la position de mesure pour l'application de capteur de courant.

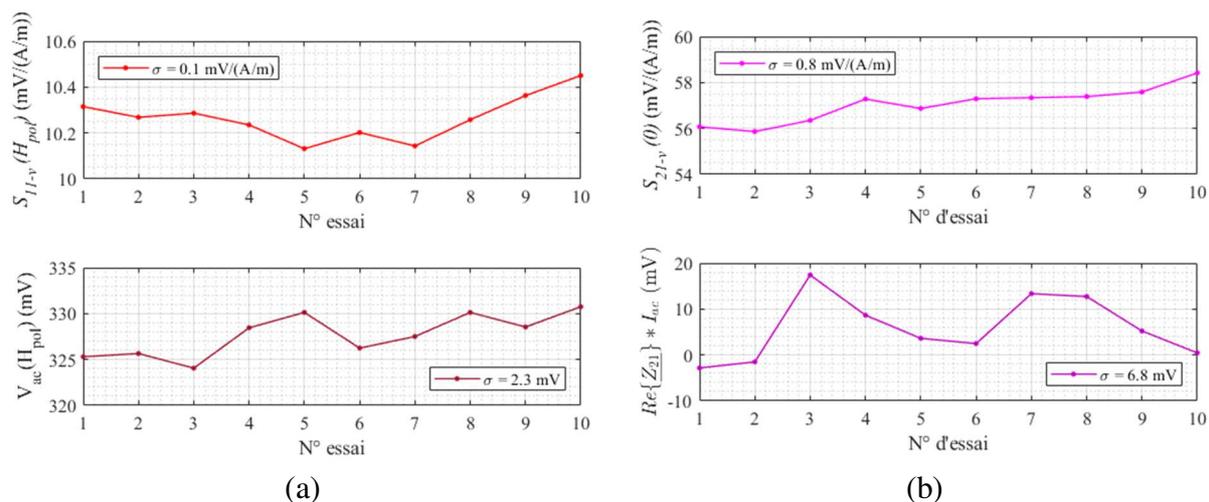


Figure 2.16 : Répétabilité de la mesure dans la position fléchie pour dix flexions successives, pour les composantes (a) Z_{11} et (b) Z_{21} .

La sensibilité $S_{11-v}(H_{pol})$ varie autour d'une valeur moyenne de 10.3 mV/(A/m) avec une déviation standard de 0.1 mV/(A/m). L'offset varie autour de la valeur moyenne de 328 mV, avec une déviation standard de 2.3 mV. La sensibilité $S_{21-v}(0)$ varie autour de la valeur de 57 mV/(A/m) avec une déviation standard de 0.8 mV/(A/m). L'offset varie autour d'une valeur moyenne de 6 mV, avec un écart-type de 6.8 mV. Nous rappelons que la pleine échelle en off-diagonal est de +/- 1.7 V dans la position fléchie (voir Figure 2.14 (b)), ce qui signifie qu'un offset de quelques mV est plus petit que 1 % de l'excursion totale de la courbe off-diagonal.

Les changements observés entre deux flexions pourraient être attribués à la complexité de manipulation du dispositif expérimental, qui garantit difficilement l'application d'une contrainte exactement identique d'une flexion à l'autre. Les résultats semblent garantir qu'aucun changement majeur de comportement n'est obtenu après une dizaine de flexions successives. Par ailleurs, les documentations fournis par le constructeur du fil précisent que la « fatigue » mécanique de ce matériau est très bonne (comparable à celle de la corde à piano [95]).

2.3.3. Conclusion sur l'effet de la flexion

En conclusion, les résultats obtenus pour la caractérisation en flexion des composantes Z_{11} et Z_{21} ont montré que ces deux composantes étaient sensibles à l'application d'une contrainte de flexion.

Pour l'échantillon considéré et les paramètres d'excitation choisis, la composante Z_{11} est plus sensible à la contrainte mécanique appliquée, avec un taux de variation de la sensibilité $S_{11-v}(H_{pol})$ de -0.16 %/MPa contre -0.09 %/MPa pour la sensibilité $S_{21-v}(0)$. Par ailleurs, la dérive d'offset est quasi-nulle pour la composante off-diagonal, contre -25 nT/MPa pour la composante diagonale.

Comme dans le cas précédent, ces résultats sont valables pour des conditions expérimentales bien précises (pour des paramètres d'excitation et un champ de polarisation donné). Nous pensons quand même que ces conditions expérimentales correspondent à une utilisation réaliste des échantillons GMI. Nous proposons donc d'utiliser ces résultats comme une référence du comportement de l'effet GMI, dans les cas diagonal et off-diagonal, sous l'effet d'une contrainte mécanique, dans la suite de l'étude.

Les résultats obtenus pour dix flexions successives ont montré que le nombre de flexions appliqué, à l'échelle d'une dizaine, avait assez peu d'influence sur les valeurs de sensibilité et d'offset intrinsèques.

2.4. Effet de la torsion

Enfin, la torsion est un autre type de contrainte mécanique qui peut être appliquée sur l'élément sensible, notamment pendant la fabrication du capteur. L'objectif de cette partie est de caractériser l'effet de la torsion sur les composantes Z_{11} et Z_{21} . L'influence de l'amplitude de la composante continue, I_{dc} , est étudiée.

2.4.1. Description du dispositif expérimental

L'échantillon utilisé mesure 9 cm. Cet échantillon comporte une bobine de détection à spires jointives réalisé avec un fil de cuivre de 0.063 mm de diamètre (isolant compris), soit un total d'environ 1400 spires sur toute la longueur de l'échantillon.

Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 2.17.

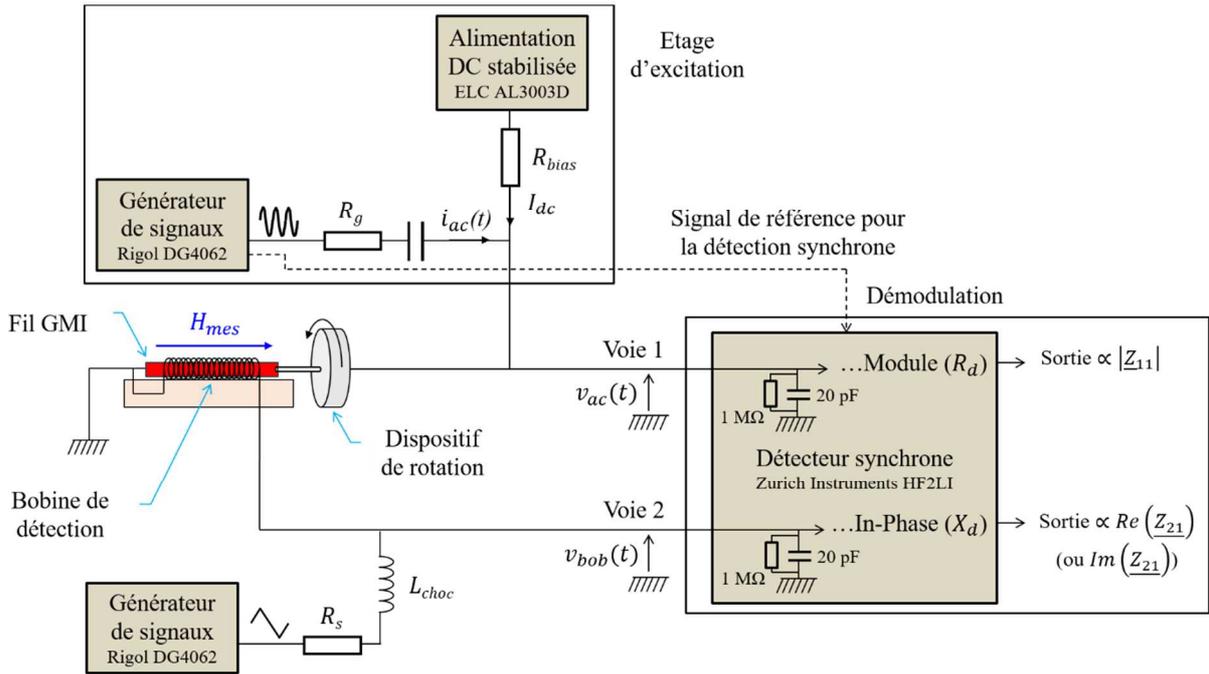


Figure 2.17 : Schéma du dispositif expérimental pour la caractérisation en torsion des composantes diagonale, Z_{11} , et off-diagonale, Z_{21} .

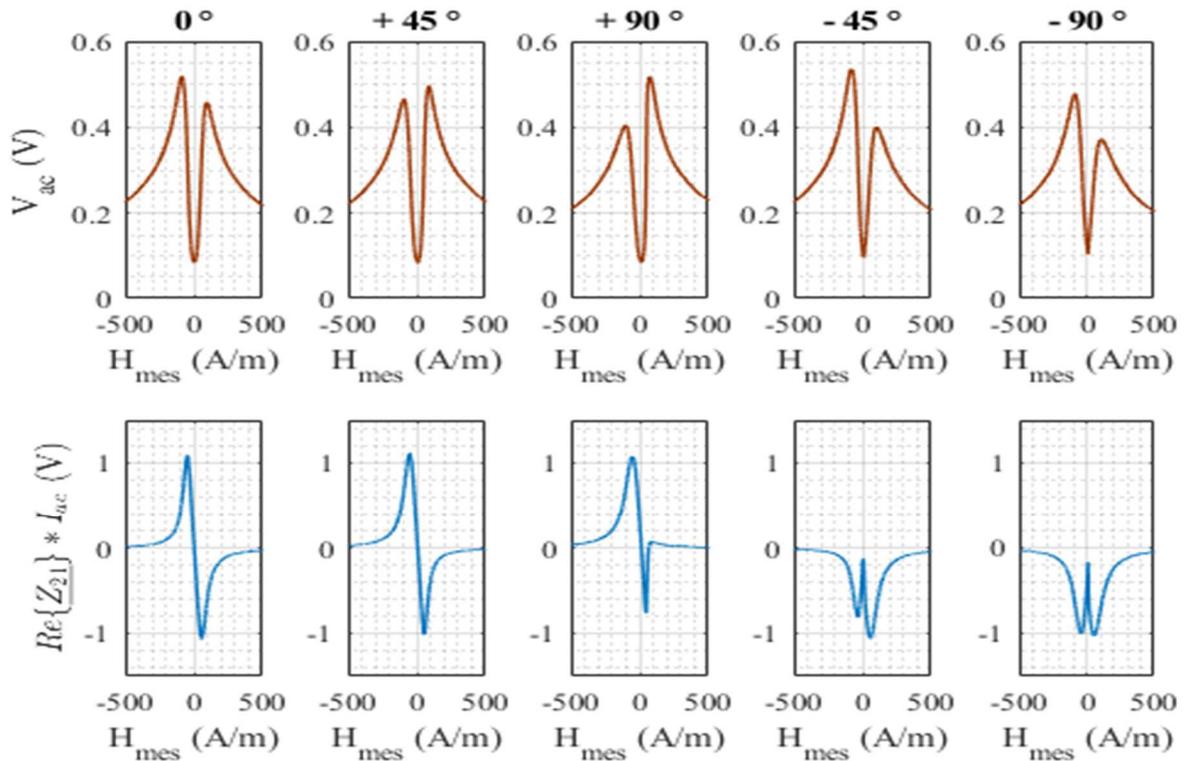
Le courant alternatif i_{ac} et la composante continue I_{dc} dans l'échantillon sont générés de la même manière que dans les dispositifs expérimentaux précédents (cf. 2.2.1.). De même, le module de l'impédance de la composante diagonale, $|Z_{11}|$, et la partie réelle de l'impédance off-diagonale, $Re(Z_{21})$ sont mesurés avec un détecteur synchrone (Zurich Instruments HF2LI), à partir des tensions alternatives v_{ac} et v_{bob} .

En prenant les mêmes précautions que dans la partie 2.3.1, le champ H_{mes} est appliqué avec la bobine de détection de la composante off-diagonale.

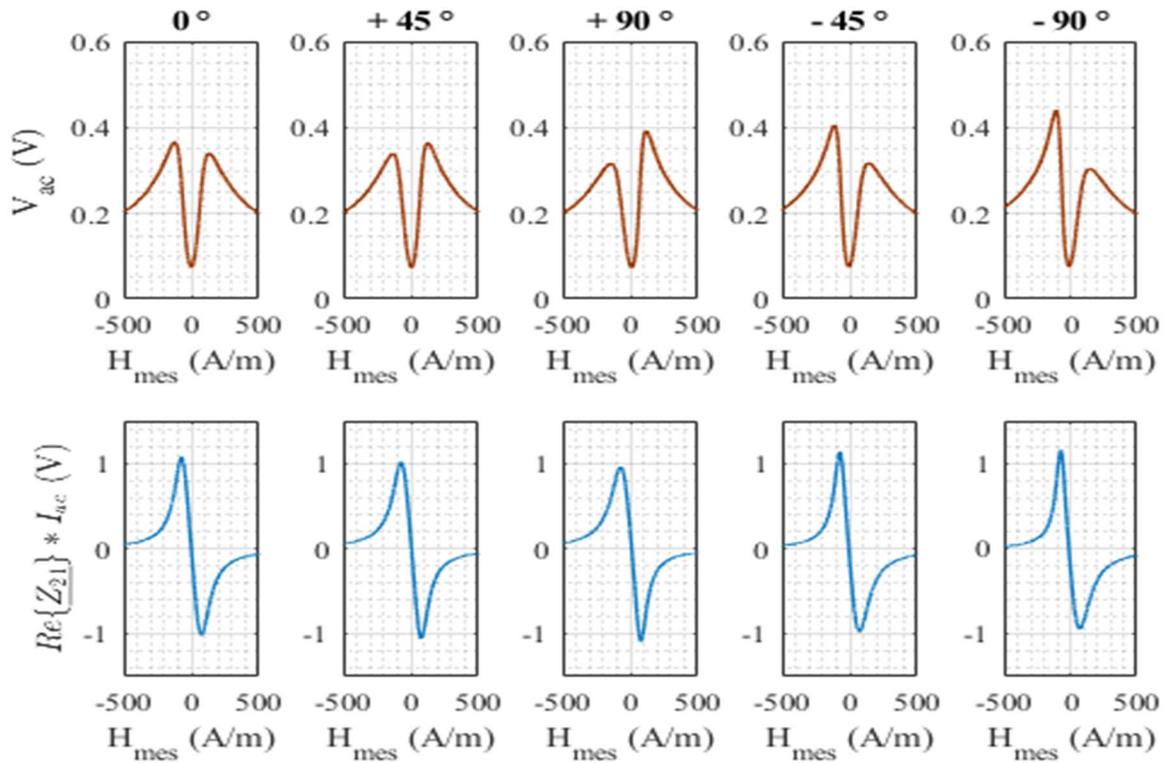
Le fil GMI est soudé à un support mobile selon l'axe de rotation. La contrainte de torsion est appliquée par la rotation du support. L'angle de rotation est connu, ce qui permet de quantifier l'amplitude de la contrainte de torsion. La position de référence (angle de rotation nul) correspond à la position dans laquelle le fil a été soudé sur le dispositif de rotation.

2.4.2. Caractérisation en torsion des composantes diagonale et off-diagonale

L'amplitude V_{ac} (tension aux bornes du fil), égale à $|Z_{11}| \cdot I_{ac}$, et la tension aux bornes de la bobine (qui est en phase avec le courant d'excitation), égale à $Re\{Z_{21}\} \cdot I_{ac}$, sont représentées en fonction du champ mesuré et pour différents angles de torsion (entre -90° et $+90^\circ$ avec un pas de 45°) sur la Figure 2.18.



(a) $I_{dc} = 1 \text{ mA}$



(b) $I_{dc} = 5 \text{ mA}$

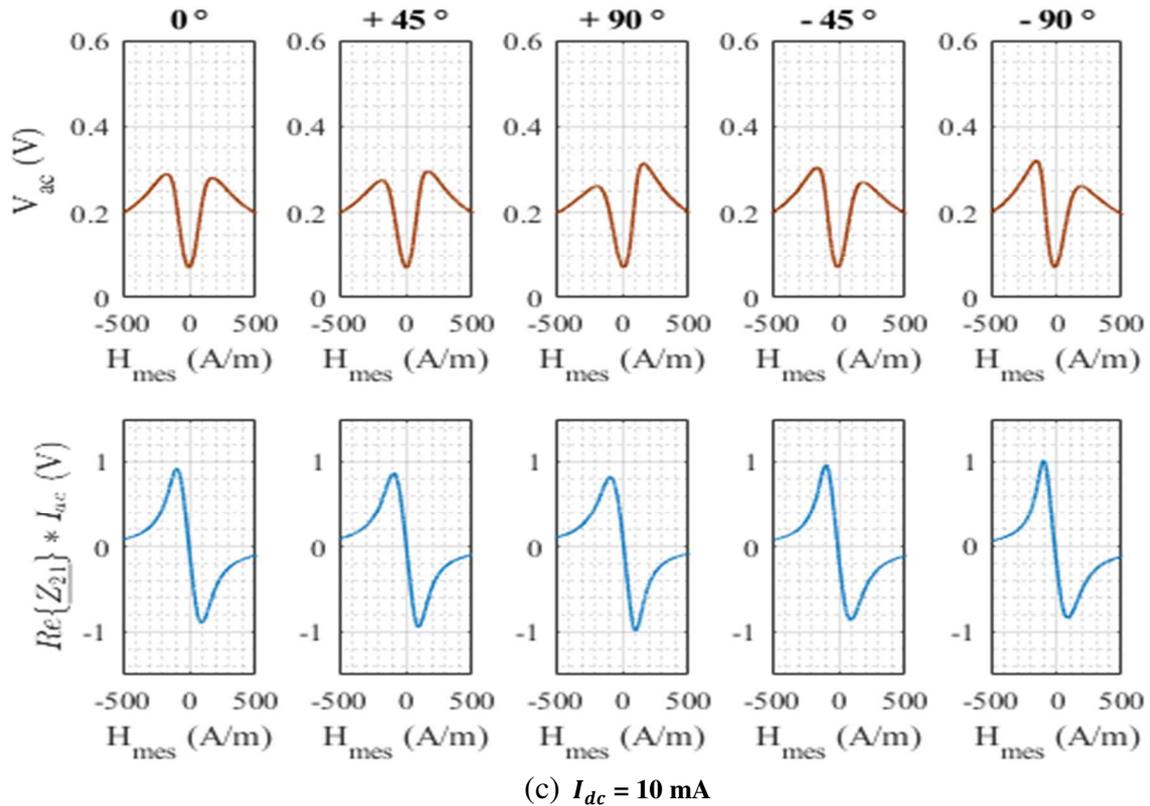


Figure 2.18 : Tension V_{ac} (égale à $|Z_{11}| \cdot I_{ac}$) et tension aux bornes de la bobine $Re\{Z_{21}\} \cdot I_{ac}$ pour un échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, diamètre 100 μm , longueur 9 cm, excité par un courant alternatif i_{ac} d'amplitude 5 mA et de fréquence 1 MHz, avec une composante continue, I_{dc} , de (a) 1 mA, (b) 5 mA, (c) 10 mA.

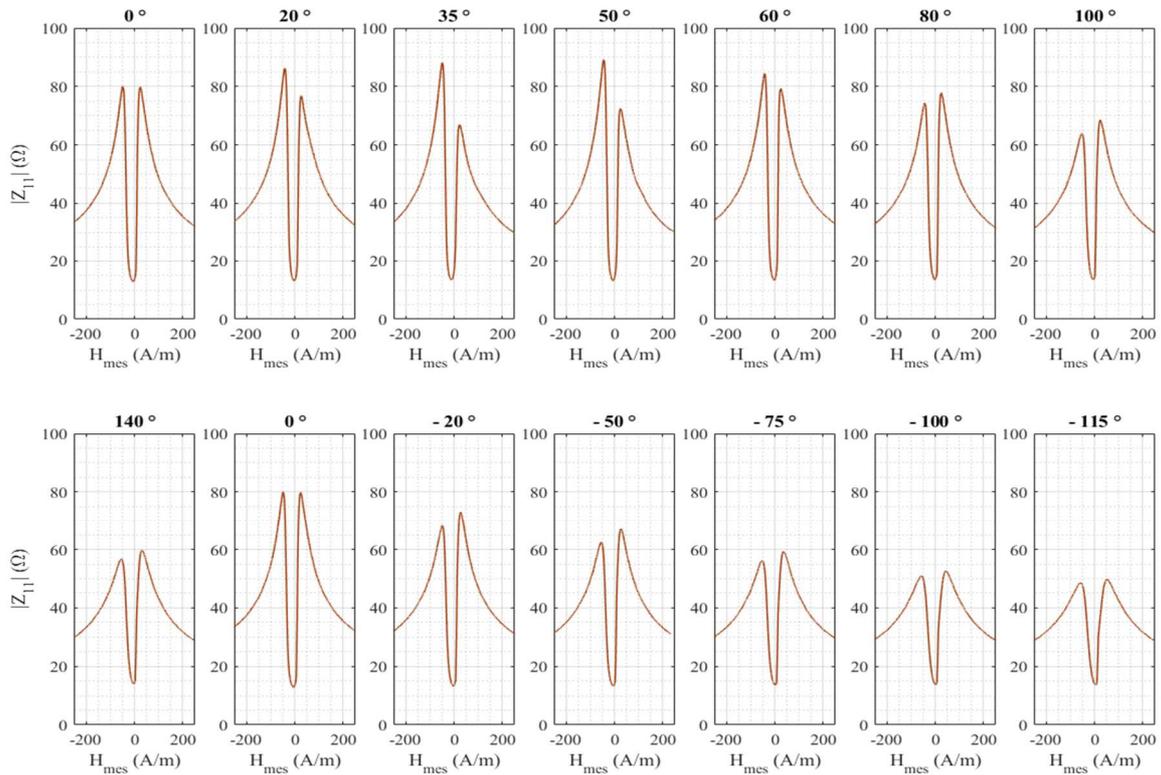
Ces résultats sont obtenus avec un échantillon alimenté avec un courant alternatif i_{ac} d'amplitude 5 mA et de fréquence 1 MHz. La composante continue I_{dc} prend les valeurs 1 mA, 5 mA et 10 mA.

Les résultats montrent que pour un courant I_{dc} de 1 mA, la composante Z_{21} perd son imparité pour un angle de torsion inférieur ou égal à -45° . Cette tendance n'est pas observée pour les amplitudes de courant I_{dc} supérieures.

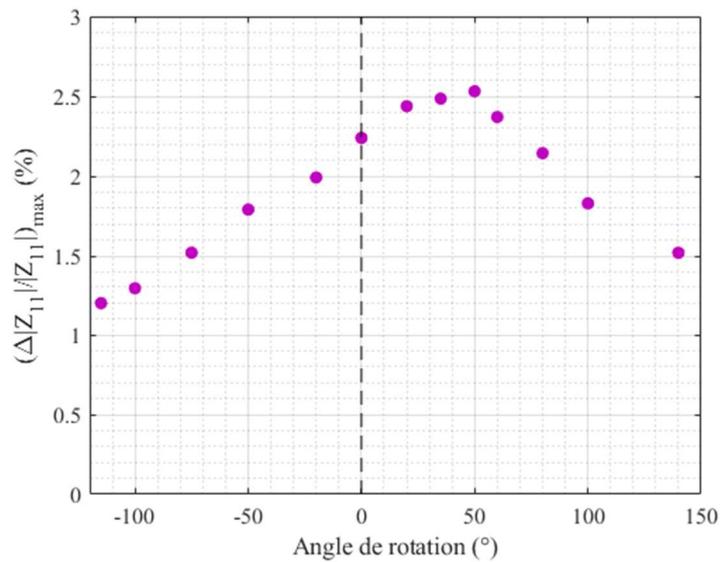
Les variations observées avec la torsion ont tendance à dissymétriser les réponses en fonction du champ magnétique appliqué. C'est notamment le cas pour la composante diagonale.

Sans perte de généralité, les résultats suivants sont affichés en termes d'impédance (et non de tension). Le module de l'impédance, $|Z_{11}|$, avec une composante continue I_{dc} nulle (conditions expérimentales proches de celles retrouvées dans la littérature) et un courant alternatif d'amplitude 3 mA, de fréquence 1 MHz, pour un échantillon de longueur 6.5 cm, sont représentés sur la Figure 2.19 (a).

L'évolution du rapport GMI maximal, $(\Delta|Z_{11}|/|Z_{11}|)_{max}$, en fonction de l'angle de rotation entre -115° et 140° est représenté sur la Figure 2.19 (b).



(a)



(b)

Figure 2.19 : (a) $|Z_{11}(H_{mes})|$ en fonction de l'angle de rotation (torsion) pour un échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, diamètre 100 μm , longueur 6.5 cm, excité par un courant alternatif i_{ac} d'amplitude 3 mA et de fréquence 1 MHz (b) Rapport GMI maximal en fonction de l'angle de rotation.

Les résultats obtenus sont proches de ceux obtenus dans les travaux de Blanco et al. sur des échantillons de fil amorphe de composition Fe-Si-B, pour un courant d'excitation d'amplitude 10-25 mA et de fréquence 700 kHz [80]. Ces résultats se ressemblent notamment sur l'allure de $(\Delta|Z_{11}|/|Z_{11}|)_{max}$ avec l'angle de torsion. Les variations du rapport GMI avec la torsion

seraient liées à la modification de l'anisotropie magnéto-élastique dans le matériau avec cette contrainte [98].

Le fait que le maximum de la quantité $(\Delta|Z_{11}|/|Z_{11}|)_{max}$ ne soit pas obtenu pour un angle de rotation nul indique que des contraintes de torsion préexistantes sont présentes dans l'échantillon avant même qu'une contrainte de torsion soit appliquée [80]. Ces contraintes préexistantes, qui peuvent être dues à la fabrication, sont compensées pour un angle de rotation proche de 50° dans le cas étudié (voir Figure 2.19 (b)).

Reprenons les résultats de la Figure 2.18. Les variations de l'offset et de la sensibilité au champ de polarisation H_{pol} sont représentées pour chaque composante, en fonction de l'angle de rotation de la contrainte appliquée, sur la Figure 2.20.

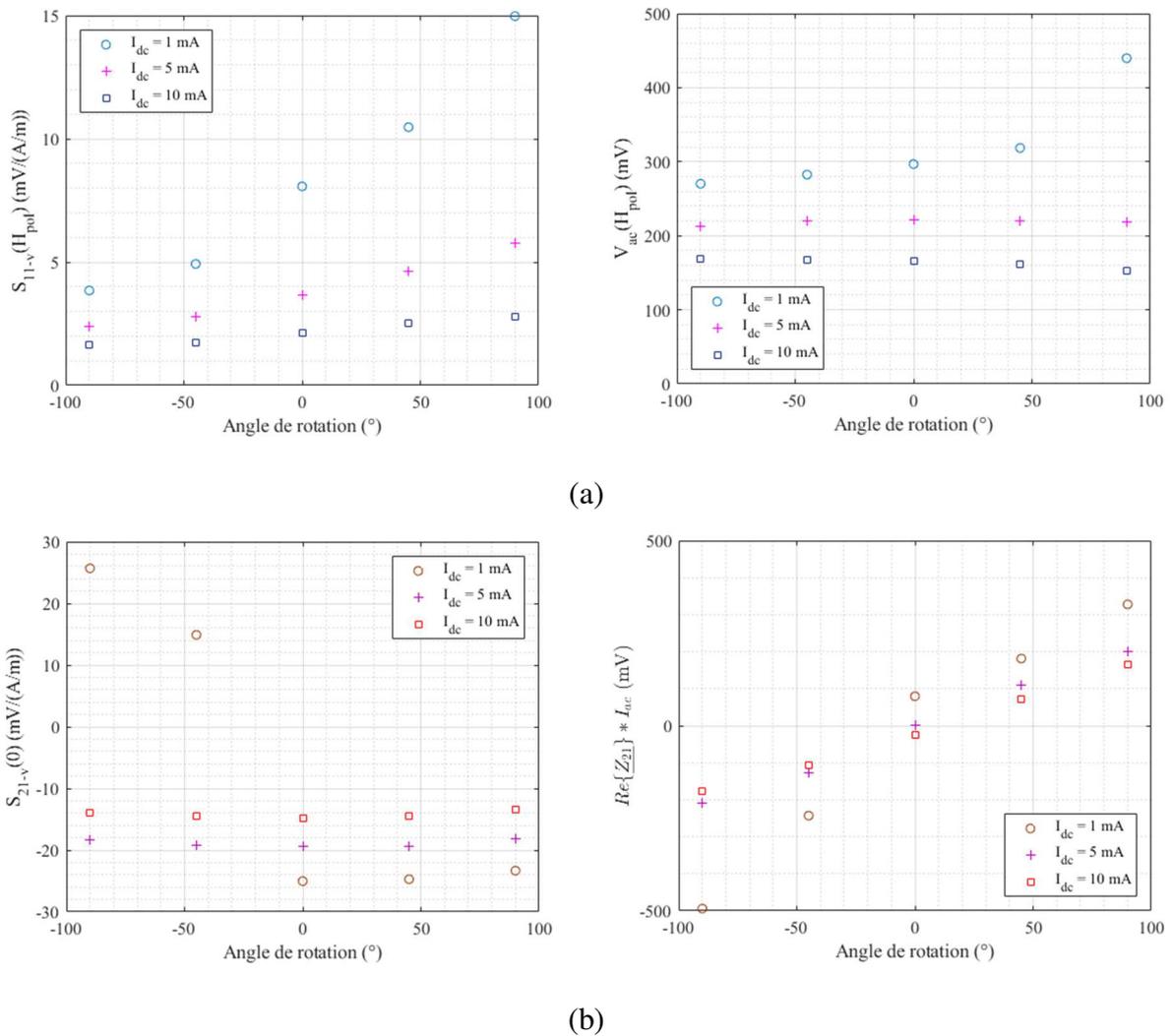


Figure 2.20 : (a) $S_{11-v}(H_{pol})$ et $V_{ac}(H_{pol})$ en fonction de l'angle de rotation
 (b) $S_{21-v}(0)$ et $Re\{Z_{21}\} \cdot I_{ac}$ en fonction de l'angle de rotation.

L'offset intrinsèque de la composante off-diagonal, $Re \{Z_{21}(0)\}$, a une évolution presque linéaire en fonction de l'angle de rotation, dans la plage étudiée, quand le courant continu I_{dc} est plus grand que 1 mA.

Pour les deux composantes, l'augmentation de l'amplitude du courant I_{dc} réduit la variation de la sensibilité intrinsèque avec l'angle de torsion.

En conclusion, l'effet de la torsion a été étudié sur les deux composantes, Z_{11} et Z_{21} . Pour éviter la variation des quantités intrinsèques, il est préconisé d'éviter l'application de telles contraintes sur l'élément sensible du capteur (fil GMI ou fil associé avec une bobine de détection).

2.5. Conclusion générale

Les composante diagonales et off-diagonal ont été caractérisées en fonction de la température, de la flexion et de la torsion. Les résultats obtenus permettent de quantifier l'amplitude des variations de la sensibilité et de l'offset intrinsèques du capteur associées au changement de ces grandeurs d'influence.

Ces résultats sont inséparables de la stratégie de conditionnement choisie pour chaque composante. Dans le cas de la composante diagonale, ils correspondent notamment à une mise en œuvre du capteur avec une stratégie de polarisation continue. Dans le cas de la composante off-diagonal, ils correspondent à une mise en œuvre du fonctionnement off-diagonal.

L'objectif du chapitre suivant est de vérifier comment le conditionnement pourrait éventuellement réduire l'effet de ces grandeurs sur la sortie finale du capteur. Le conditionnement étudié porte notamment sur la composante diagonale.

Chapitre 3

Effet de la stratégie de mise en œuvre sur les grandeurs d'influence

3.1.	La polarisation alternative	84
3.1.1.	Description du principe	84
3.1.2.	Exemple de mise en œuvre électronique.....	93
3.1.2.1.	Implémentation d'un étage de détection synchrone à partir de composants d'électronique analogique	93
3.1.2.2.	Comparaison entre la réponse obtenue avec le dispositif expérimental et la réponse théorique.....	98
3.2.	La dérivation magnétique.....	101
3.2.1.	Description du principe	101
3.2.2.	Exemple de mise en œuvre électronique.....	104
3.3.	Effet de la température et des contraintes	106
3.3.1.	Effet de la température	106
3.3.2.	Effet de la flexion	110
3.3.3.	Discussion	114
3.3.4.	Conclusion.....	116
3.4.	La polarisation continue et l'off-diagonal.....	118
3.5.	Conclusion.....	118

Les changements de l'offset et de la sensibilité intrinsèques du capteur ont été quantifiés en fonction de la température, de la flexion et de la torsion dans le chapitre 2. Ces changements peuvent plus ou moins se répercuter sur la sortie finale du capteur en fonction de la stratégie de mise en œuvre adoptée. Les cas étudiés dans le chapitre 2 correspondaient à l'exploitation de la composante diagonale, avec une polarisation continue, et de la composante off-diagonal.

L'objectif de ce chapitre est de présenter deux autres stratégies de conditionnement pour la composante diagonale, qui sont la polarisation alternative et la dérivation magnétique. Après une description du principe de ces deux stratégies, nous présenterons les variations de la réponse du capteur obtenues avec ces techniques.

3.1. La polarisation alternative

3.1.1. Description du principe

Le principe de la polarisation alternative a été présenté sommairement dans le chapitre 1 (voir partie 1.3.2.2. et Figure 1.16). Pour un élément sensible donné (échantillon de fil amorphe), l'allure typique de $\left| Z_{11}(H_{mes}) \right|$ est fortement non-linéaire, ce qui oblige à fixer un point de fonctionnement dans une zone linéaire de la caractéristique GMI en appliquant un champ de polarisation statique H_{pol} . Dans le cas général ce champ est constant au cours du temps. Il s'agit alors d'une polarisation dite continue. Afin de bénéficier d'une facilité de suppression d'offset (en comparant à ce qu'il en est en polarisation continue), il est possible d'utiliser une polarisation alternative [45].

Ce type de polarisation consiste à appliquer un champ de polarisation qui prend successivement la valeur notée $+H_{pol}$, du côté des champs positifs, et la valeur notée $-H_{pol}$, du côté des champs négatifs. Reprenons la notation h pour désigner une petite variation du champ magnétique mesuré. Le principe de cette polarisation est illustré sur la Figure 3.1.

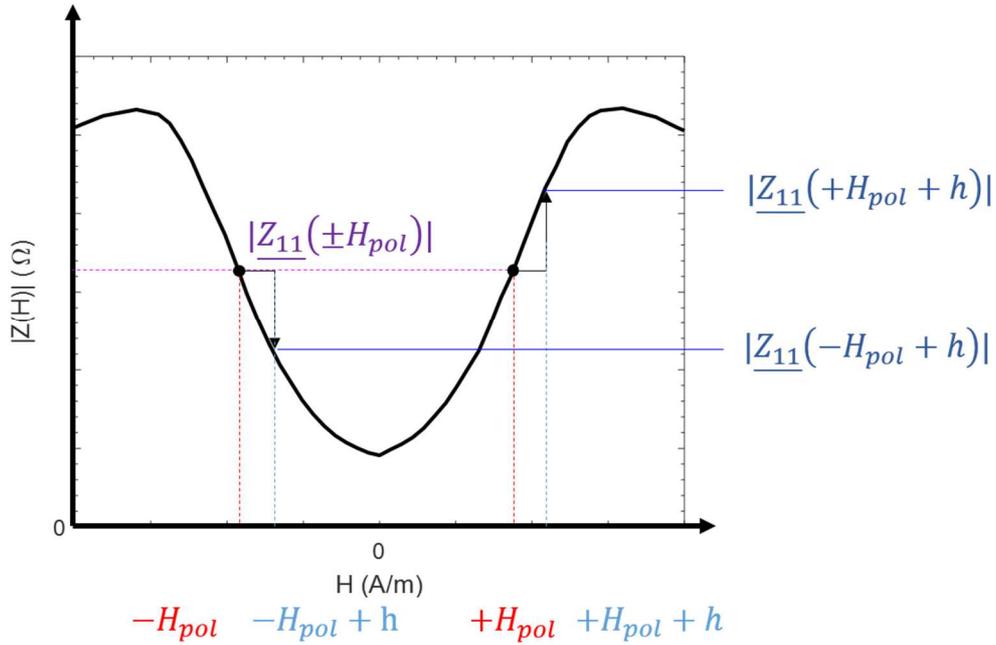


Figure 3.1 : Schéma de principe de la polarisation alternative, avec un champ de polarisation $\pm H_{pol}$ et une petite variation du champ mesuré, h .

Rappelons que l'amplitude du champ de polarisation $\pm H_{pol}$ est théoriquement identique à ce qu'elle serait en polarisation continue, c'est-à-dire que H_{pol} correspond à un point où la réponse du fil est quasi-linéaire et où la sensibilité intrinsèque du matériau est très bonne.

Le module de l'impédance $|Z_{11}|$ est représenté en fonction du champ mesuré sur la Figure 3.1. La notation $|Z_{11}(+H_{pol} + h)|$ désigne le module de l'impédance au niveau du champ $+H_{pol} + h$. La notation $|Z_{11}(-H_{pol} + h)|$ désigne le module de l'impédance au niveau du champ $-H_{pol} + h$. Comme nous considérons une petite variation du champ magnétique mesuré, h , il est possible de linéariser l'expression de $|Z_{11}(+H_{pol} + h)|$ et de $|Z_{11}(-H_{pol} + h)|$ pour écrire :

$$|Z_{11}(+H_{pol} + h)| = |Z_{11}(+H_{pol})| + S_{11-\Omega}(+H_{pol}) \cdot h \quad (3.1)$$

$$|Z_{11}(-H_{pol} + h)| = |Z_{11}(-H_{pol})| + S_{11-\Omega}(-H_{pol}) \cdot h \quad (3.2)$$

Rappelons que $S_{11-\Omega}(+H_{pol}) = \left. \frac{\partial |Z_{11}|}{\partial H} \right|_{H=+H_{pol}}$ désigne la sensibilité intrinsèque au niveau du

champ $+H_{pol}$ et $S_{11-\Omega}(-H_{pol}) = \left. \frac{\partial |Z_{11}|}{\partial H} \right|_{H=-H_{pol}}$ désigne la sensibilité intrinsèque au niveau

du champ $-H_{pol}$. Dans le cas d'une courbe $|Z_{11}(H_{mes})|$ symétrique, il est possible de

considérer que le module de l'impédance au niveau du champ $+H_{pol}$ est égal au module de l'impédance au niveau du champ $-H_{pol}$, c'est-à-dire : $\left| \underline{Z}_{11}(+H_{pol}) \right| = \left| \underline{Z}_{11}(-H_{pol}) \right|$. Il est aussi possible de considérer que la sensibilité au niveau du champ $+H_{pol}$ est égale en valeur absolue, mais opposée en signe, à la sensibilité au niveau du champ $-H_{pol}$, c'est-à-dire : $S_{11-\Omega}(+H_{pol}) = -S_{11-\Omega}(-H_{pol})$. Dans ce cas, la notation $\left| \underline{Z}_{11}(\pm H_{pol}) \right|$ peut être introduite pour désigner indifféremment $\left| \underline{Z}_{11}(+H_{pol}) \right|$ ou $\left| \underline{Z}_{11}(-H_{pol}) \right|$. La notation $|S_{11-\Omega}(\pm H_{pol})|$ est aussi introduite pour désigner la valeur absolue de la sensibilité $S_{11-\Omega}(+H_{pol})$ ou $S_{11-\Omega}(-H_{pol})$.

Notons ω_{pol} la pulsation du signal de polarisation ($\omega_{pol} = 2\pi f_{pol}$, où f_{pol} est la fréquence du signal de polarisation). Si nous écrivons l'expression de la tension aux bornes du fil, $v_{fil}(t)$, dans le domaine temporel, à partir des notations précédentes, nous obtenons :

$$v_{fil}(t) = \left| \underline{Z}_{11}(\pm H_{pol}) \right| \cdot \left(1 + \frac{|S_{11-\Omega}(\pm H_{pol})|}{\left| \underline{Z}_{11}(\pm H_{pol}) \right|} \cdot \frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin((2k+1) \cdot \omega_{pol} \cdot t)}{2k+1} \cdot h \right) \cdot I_{ac} \cos(\omega t + \varphi) \quad (3.3)$$

Où le terme $\frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin((2k+1) \cdot \omega_{pol} \cdot t)}{2k+1}$ est la décomposition en série de Fourier d'un signal carré de pulsation ω_{pol} et d'amplitude 1 [45].

Cette expression (3.3) fait apparaître la double modulation en amplitude de la tension alternative $v_{fil}(t)$, par le champ magnétique h à mesurer d'une part, et par un signal à la fréquence de la polarisation f_{pol} , d'autre part.

La tension alternative $v_{fil}(t)$ doit donc être démodulée deux fois pour accéder au terme utile, proportionnel à h , soit une démodulation à la fréquence d'excitation f_{exc} et une deuxième démodulation à la fréquence f_{pol} .

Par ailleurs, l'offset intrinsèque, $\left| \underline{Z}_{11}(\pm H_{pol}) \right|$, peut facilement être supprimé, après la première démodulation à la fréquence f_{exc} , à l'aide d'un simple filtre passe-haut.

En effet, il est visible dans l'expression (3.3) que le terme obtenu après cette première démodulation d'amplitude à la fréquence f_{exc} est la somme d'un terme statique et d'un terme de fréquence f_{pol} modulé par le champ magnétique à mesurer, h . Avec un filtrage passe-haut, le terme statique peut être éliminé. Il ne reste alors plus que le terme modulé autour de la fréquence f_{pol} , qui doit être démodulé à cette fréquence par une seconde démodulation.

Sur la base des éléments qui ont été exposés dans les paragraphes précédents, nous avons représenté sur la Figure 3.2 la structure générale d'un capteur fonctionnant avec une polarisation alternative.

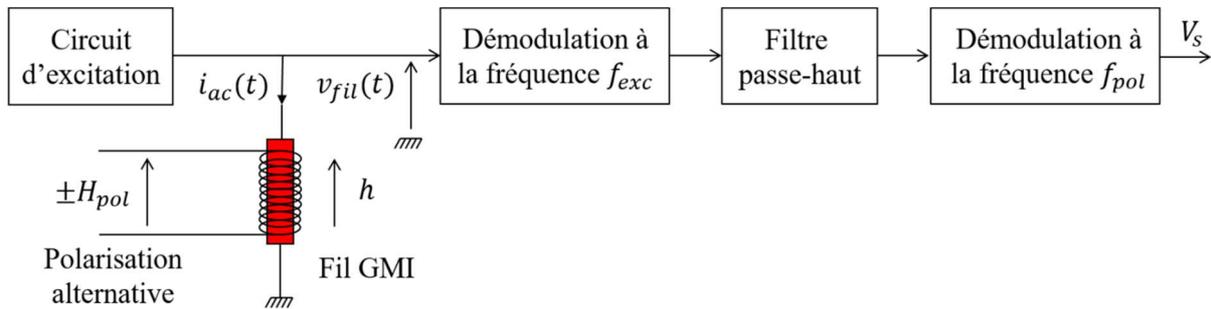


Figure 3.2 : Structure générale d'un capteur fonctionnant avec une polarisation alternative

Nous avons également représenté sur la Figure 3.3 un exemple de double modulation et démodulation sur un signal sinusoïdal.

La modulation apportée par le champ magnétique à mesurer est représentée sur la Figure 3.3 (a). Ce cas correspond à une tension $v_{fil}(t)$ sinusoïdale aux bornes du fil, de fréquence f_{exc} , modulée une première fois par le champ h à mesurer, qui est un signal sinusoïdal de petite amplitude et de fréquence $f_{exc}/60$.

Sur la Figure 3.3 (b), ce signal est modulé une seconde fois par le champ alternatif de polarisation, $\pm H_{pol}$, à la fréquence f_{pol} . Pour la représentation, cette fréquence de polarisation a été choisie telle que $f_{pol} = f_{exc}/6$. Le signal obtenu après une première démodulation à la fréquence f_{exc} est représenté sur la Figure 3.3 (c). Ce même signal, après filtrage passe-haut pour éliminer le terme statique, est représenté sur la Figure 3.3 (d). Enfin, le signal obtenu après la seconde démodulation à la fréquence f_{pol} est représenté sur la Figure 3.3 (e).

La première démodulation, à la fréquence f_{exc} , peut être une simple détection d'amplitude réalisée par exemple avec un détecteur de crête, comme dans le cas d'une polarisation continue.

En revanche, la seconde démodulation, à la fréquence f_{pol} , doit être réalisée avec une détection sensible à la phase, comme une détection synchrone. Cette démodulation ne peut pas être effectuée avec un détecteur à crête étant donné que le signal à la sortie du filtre passe-haut fait apparaître une modulation d'amplitude sans porteuse.

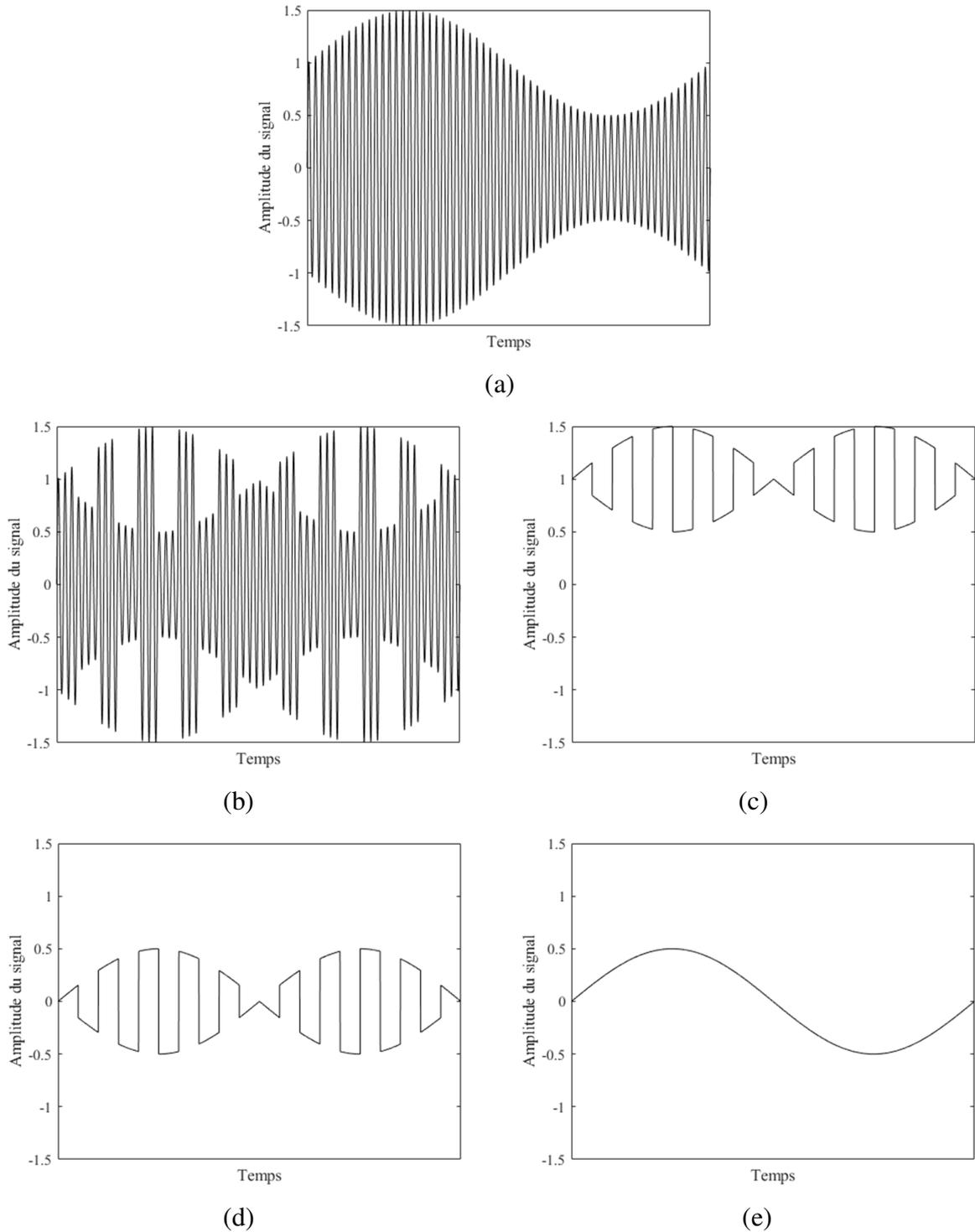


Figure 3.3 : Exemple de double modulation sur un signal sinusoïdal (a) Signal sinusoïdal (porteuse) d'amplitude 1 modulé une fois, avec un facteur de multiplication lors de la modulation de 0.5, par un signal sinusoïdal (b) Signal avec une modulation supplémentaire par un signal carré (c) Signal après une démodulation à la fréquence de la porteuse (d) Signal après filtrage passe-haut (e) Signal après démodulation à la fréquence de la deuxième modulation.

Comme nous l'avons précisé auparavant, nous avons supposé que la courbe $\left| \underline{Z}_{11}(H_{mes}) \right|$ est symétrique, c'est-à-dire que $\left| \underline{Z}_{11}(+H_{pol}) \right| = \left| \underline{Z}_{11}(-H_{pol}) \right|$ et que $S_{11-\Omega}(+H_{pol}) = -S_{11-\Omega}(-H_{pol})$.

Nous pouvons également prendre en considération le cas où le module de l'impédance au niveau du champ $+H_{pol}$ n'est pas égal au module de l'impédance au champ $-H_{pol}$, et le cas où la sensibilité au champ $+H_{pol}$ n'est pas égale en amplitude à la sensibilité au niveau du champ $-H_{pol}$. Nous avons représenté le premier cas sur la Figure 3.4 (a) et le deuxième cas sur la Figure 3.4 (b).

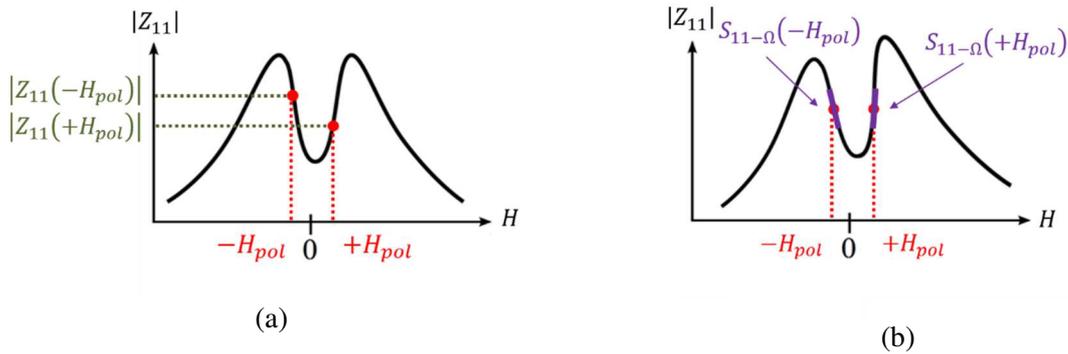


Figure 3.4 : (a) Représentation du cas où le module de l'impédance au niveau du champ $+H_{pol}$, $\left| \underline{Z}_{11}(+H_{pol}) \right|$, n'est pas égal au module de l'impédance au niveau du champ $-H_{pol}$, $\left| \underline{Z}_{11}(-H_{pol}) \right|$
 (b) Représentation du cas où la sensibilité au niveau du champ $+H_{pol}$, $S_{11-\Omega}(+H_{pol})$, n'est pas égale en amplitude à la sensibilité au niveau du champ $-H_{pol}$, $S_{11-\Omega}(-H_{pol})$.

Dans le premier cas, il est facile de démontrer que le fait que les modules $\left| \underline{Z}_{11}(+H_{pol}) \right|$ et $\left| \underline{Z}_{11}(-H_{pol}) \right|$ ne soient pas égaux suscite l'apparition d'un terme proportionnel à la différence $\left| \underline{Z}_{11}(+H_{pol}) \right| - \left| \underline{Z}_{11}(-H_{pol}) \right|$ et de fréquence f_{pol} dans l'expression de la tension (cf. Annexe 6). Ce terme devient une tension statique (offset) après la seconde démodulation à la fréquence f_{pol} . Dans ce cas, le bénéfice d'utiliser une double modulation pour la suppression de l'offset intrinsèque à la courbe $\left| \underline{Z}_{11}(H_{mes}) \right|$ est perdu.

Dans le second cas, il est facile de démontrer que le fait que les sensibilités $S_{11-\Omega}(+H_{pol})$ et $S_{11-\Omega}(-H_{pol})$ ne soient pas égales en valeur absolue provoque l'établissement d'un terme proportionnel à la différence $S_{11-\Omega}(+H_{pol}) - S_{11-\Omega}(-H_{pol})$, qui n'est pas à la fréquence de la polarisation f_{pol} , tout en étant modulé à la fréquence du champ à mesurer (cf. Annexe 6). Dans ce cas, ce terme peut être la cause d'une perturbation basse fréquence s'il n'est pas éliminé par le filtre passe-haut ou à la suite de la deuxième démodulation. Dans la pratique, les deux cas présentés peuvent coexister.

Précisons enfin que la fréquence de la polarisation, f_{pol} , est nécessairement inférieure à la fréquence d'excitation, f_{exc} . Elle doit aussi être supérieure à la fréquence du signal à mesurer.

Dans la pratique, un facteur 10 (une décade) théorique peut être retenu pour le choix de ces grandeurs ($f_{pol} = f_{exc}/10$ et $f_{mes} = f_{pol}/10$). Ce facteur théorique sert en partie à faciliter le travail d'implémentation des filtres, utilisés pendant la détection, pour accentuer la séparation des fréquences. Il peut être réduit ou augmenté en fonction du facteur d'atténuation plus ou moins élevé de ces filtres. Il sert également à assurer la « bonne modulation » du signal à mesurer par le signal de polarisation.

L'utilisation de la polarisation alternative pour la réalisation d'un capteur basé sur l'effet GMI a été décrite par plusieurs auteurs. La fréquence de polarisation choisie et les performances obtenues pour ces références sont récapitulées dans le Tableau 3.1.

Tableau 3.1 : Etat de l'art de l'utilisation de la polarisation alternative dans les capteurs basés sur l'effet GMI

Référence	f_{pol}	Performances
Malatek et al., 2006, [72]	100 Hz	<ul style="list-style-type: none"> • Coefficient de température de l'offset réduit jusqu'à 40 fois • Coefficient de température de la sensibilité avec la température réduit d'un facteur 2 • Erreur de « perming » (résistance aux forts transitoires magnétiques) réduite
Malatek et al., 2005, [73]	200 Hz	<ul style="list-style-type: none"> • Réduction de l'offset à température ambiante • Coefficient de température de la sensibilité divisé par 2 • Coefficient de température de l'offset réduit • Erreur de linéarité divisée par 3
Delooze et al., 2005, [99]	1-5 kHz	<ul style="list-style-type: none"> • Résolution du capteur améliorée d'au moins un ordre de grandeur
Coillot et al., 2013, [45]	100 Hz	<ul style="list-style-type: none"> • Linéarisation de la réponse • Résolution améliorée
Kuźmiński et al., 2008, [100]	1 kHz	<ul style="list-style-type: none"> • Moins de variations dues à la température
Boukhenoufa et al., 2005, [101]	50 kHz	<ul style="list-style-type: none"> • Bande passante de 500 Hz • Résolution du capteur améliorée pour les basses fréquences

La fréquence de polarisation choisie est globalement inférieure à quelques kHz, sauf dans les travaux de Boukhenoufa et al. où elle est de 50 kHz [101]. Outre la limitation théorique due à la fréquence d'excitation, il existe une limitation technologique pour f_{pol} . En effet, l'impédance de la bobine de polarisation a tendance à augmenter avec la fréquence (elle est proportionnelle au produit de l'inductance par la fréquence). L'augmentation de l'impédance de la bobine peut rendre plus difficile l'injection d'un courant de grande amplitude dans celle-ci, pour les hautes fréquences.

Le circuit de détection est généralement constitué de deux étages, le premier étant associé à une détection de crête, et le second à une détection sensible à la phase, généralement une détection synchrone.

Dans les travaux de Delooze et al., il est probable que la mesure soit réalisée à l'aide d'un analyseur de spectre [99]. Dans les travaux de Coillot et al., la démodulation se compose d'une double détection synchrone réalisée avec des interrupteurs (switches) analogiques (DG419) [45].

Les performances rapportées par les auteurs avec l'utilisation de la polarisation alternative attestent d'une amélioration sur plusieurs critères.

Dans les travaux de Malatek et al., les taux de variation de la sensibilité et de l'offset du capteur avec la température sont réduits, jusqu'à un facteur 40 pour l'offset (passage d'une dérive de 700 nT/K à 16 nT/K à un courant d'excitation de valeur efficace 24 mA pour une fréquence de polarisation de 100 Hz [72]). Plusieurs travaux rapportent aussi une amélioration de la linéarité [45], [73]. Ces résultats sont dus au fait que la polarisation alternative est en réalité une technique de différentielle, comme nous le décrirons par la suite. De plus, la modulation du signal à mesurer, h , par une fréquence f_{pol} qui permet de le distinguer de l'offset ouvre la voie pour une amélioration de la résolution du capteur pour les basses fréquences [45], [99], [101].

En définitive, cette stratégie de polarisation de l'élément sensible est particulièrement adaptée à la mesure des signaux continus et basse fréquence, étant donné que la résolution du capteur serait améliorée dans cette plage et que la bande passante finale est limitée, de facto, par la fréquence de la polarisation (elle-même limitée par la fréquence d'excitation).

Pour expliquer en quoi la polarisation alternative est une technique différentielle, nous allons prendre l'exemple d'un champ à mesurer continu. Ce champ h est choisi continu pour plus de simplicité dans l'explication.

Nous avons représenté l'allure du signal $v_{fil}(t)$ aux bornes du fil dans ce cas à plusieurs stades de la démodulation sur la Figure 3.5.

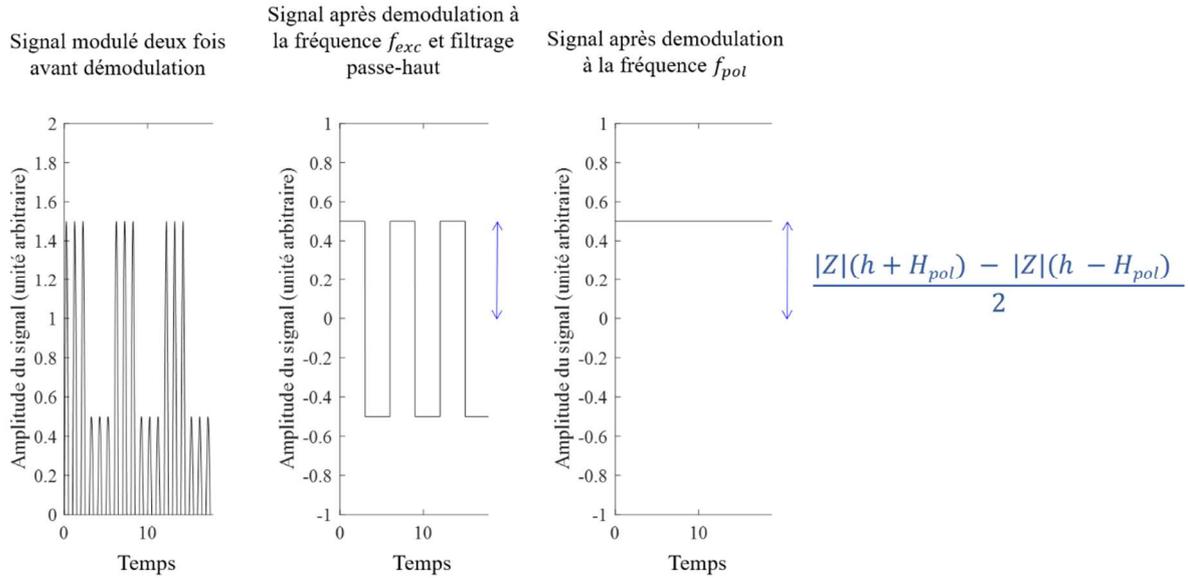


Figure 3.5 : Représentation de la tension $v_{fil}(t)$ aux bornes du fil dans le cas d'un signal à mesurer h continu.

La crête de la tension $v_{fil}(t)$ évolue entre deux valeurs extrêmes qui sont proportionnelles (à l'amplitude du courant, I_{ac} , près) aux modules définis auparavant : $\left| \underline{Z}_{11}(h + H_{pol}) \right|$ et $\left| \underline{Z}_{11}(h - H_{pol}) \right|$. Le signal obtenu après une première démodulation d'amplitude est représenté sur le schéma central de la Figure 3.5. Ce signal varie à la fréquence de la polarisation, et son amplitude crête-à-crête est proportionnelle à la différence $\left| \underline{Z}_{11}(h + H_{pol}) \right| - \left| \underline{Z}_{11}(h - H_{pol}) \right|$. Ces résultats sont les mêmes que ceux de la Figure 3.3, mais pour un champ h continu.

En pratique, le second étage de démodulation est généralement une détection synchrone. Dans ce cas, qui est représenté sur la Figure 3.5, le signal obtenu après la démodulation à la fréquence f_{pol} est proportionnel à l'amplitude du signal c'est-à-dire à $\left(\left| \underline{Z}_{11}(h + H_{pol}) \right| - \left| \underline{Z}_{11}(h - H_{pol}) \right| \right) / 2$. Nous considérons donc que le terme $\left(\left| \underline{Z}_{11}(h + H_{pol}) \right| - \left| \underline{Z}_{11}(h - H_{pol}) \right| \right) / 2$ peut être apparenté à la réponse théorique du capteur avec une détection synchrone. Nous proposons de prendre cette expression comme référence pour la sortie du capteur en polarisation alternative.

Cette expression se rapproche bien d'une technique différentielle, qui exploite la symétrie de la courbe au champ de polarisation $\pm H_{pol}$.

Nous allons présenter un exemple de mise en œuvre électronique de la polarisation alternative.

3.1.2. Exemple de mise en œuvre électronique

La structure générale d'un capteur fonctionnant avec une polarisation alternative a été présentée sur la Figure 3.2.

Comme nous l'avons précisé, la seconde démodulation, à la fréquence f_{pol} , doit être réalisée avec une détection sensible à la phase. Ce type de détection est généralement réalisé avec une détection synchrone. Dans l'optique de réaliser un capteur de courant autonome et portable, il est important de considérer la facilité d'implémentation d'une détection synchrone sur le capteur final.

Nous allons donc présenter brièvement la conception d'un étage de détection synchrone à partir de composants analogiques simples.

3.1.2.1. Implémentation d'un étage de détection synchrone à partir de composants d'électronique analogique

Un étage de détection synchrone est constitué d'un circuit multiplieur, d'un filtre passe-bas et d'un circuit déphaseur [48].

Circuit multiplieur

Deux solutions basées sur des composants analogiques ont été envisagées. La première solution consiste à utiliser le composant AD630 de Analog Devices [102]. Ce composant sert à former un multiplieur pour les deux entrées du montage. Le signal à démoduler est multiplié avec le signal de référence.

Dans le cas décrit, le signal à démoduler est la tension obtenue après le filtre passe-haut (voir Figure 3.2). Le signal de référence est un signal carré d'amplitude ± 1 à la fréquence de la polarisation, f_{pol} . Nous avons présenté sur la Figure 3.6 une photo du circuit multiplieur mis en œuvre de la sorte. L'entrée du circuit et la référence sont raccordées à la carte avec des prises BNC.

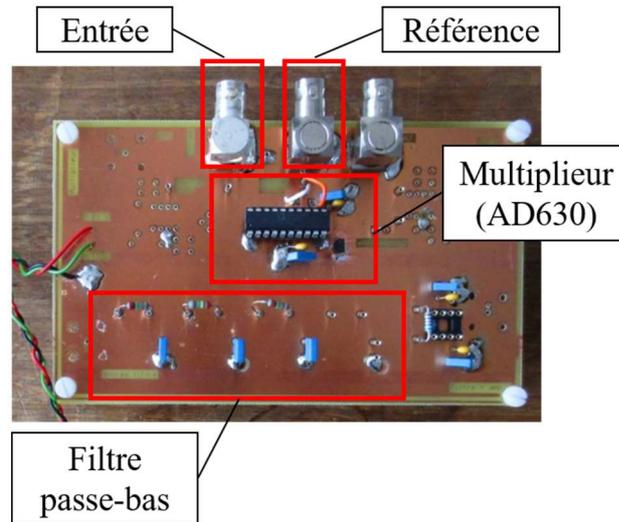


Figure 3.6 : Photo du circuit multiplieur avec le composant AD630

La deuxième solution consiste à utiliser deux interrupteurs DG419, comme dans les travaux de Coillot et al. [45], [103], [104]. Ces switches sont de type Single Pole Double Throw (SPDT). Cette appellation décrit la distribution des contacts électriques dans l'interrupteur. Le nombre de « pôles » est le nombre d'interrupteurs, isolés électriquement entre eux, qui sont contrôlés par une seule commande. Le nombre de « throws » est le nombre de chemins de sortie qui existent pour chaque pôle, autre que la position « ouvert ». Un schéma d'un interrupteur SPDT est représenté sur la Figure 3.7.

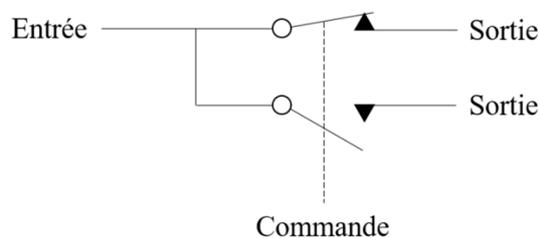


Figure 3.7 : Schéma d'un interrupteur SPDT

Ce composant peut être utilisé de manière à fabriquer un multiplieur. Cette installation nécessite d'utiliser deux interrupteurs en parallèle.

L'entrée du premier switch est connectée à la tension d'entrée à multiplier. L'entrée du second switch est connectée à la masse. Les deux switches sont commandés par un signal à la fréquence du signal de référence. Un schéma de principe du fonctionnement est décrit sur la Figure 3.8.

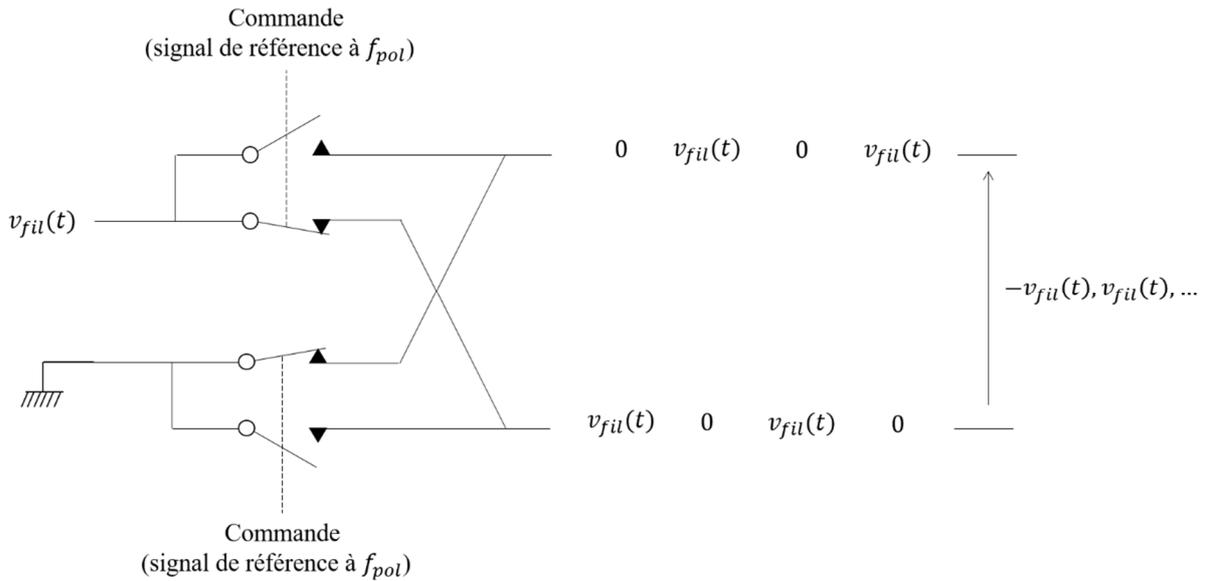


Figure 3.8 : Schéma de principe du fonctionnement du multiplieur avec deux switches de type SPDT

La commande raccorde l'entrée du premier switch à la tension d'entrée puis au potentiel de la masse, et de même pour le second switch, mais avec un décalage d'une demi-période du signal de commande (signal de référence).

Ainsi, la différence de potentiel entre les deux bornes de sortie est alternativement égale à la tension d'entrée, puis à l'opposé de la tension d'entrée, à la fréquence f_{pol} . Cette opération revient donc à multiplier la tension d'entrée par un signal d'amplitude ± 1 à la fréquence f_{pol} .

Cette différence de potentiel est amplifiée avec un amplificateur différentiel (AD620). Nous avons présenté sur la Figure 3.9 une photo du circuit multiplieur avec les deux interrupteurs DG419 et l'amplificateur différentiel.

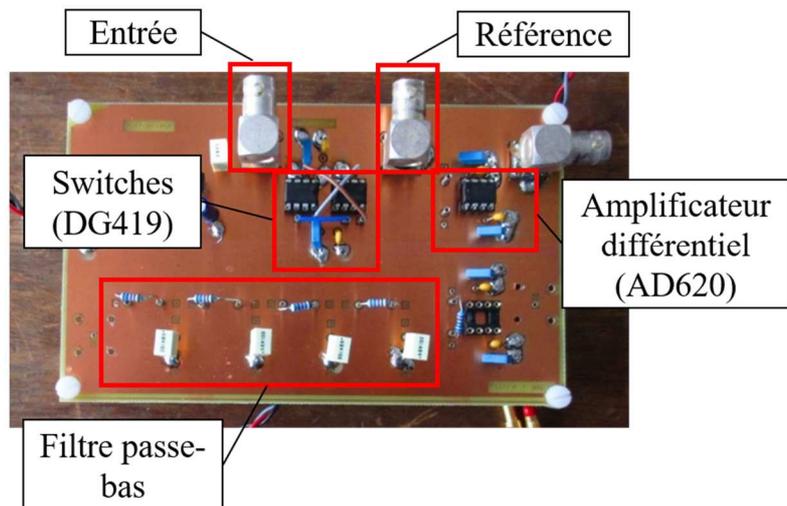


Figure 3.9 : Photo du circuit multiplieur avec les deux switches DG419 et l'amplificateur différentiel

Filtre passe-bas

Le filtre passe-bas se place en aval du circuit multiplieur, il est visible sur les photos des Figure 3.6 et Figure 3.9. La mise en œuvre peut consister, par exemple, à mettre en série plusieurs filtres du premier ordre comme des filtres RC. La fréquence de coupure des filtres est réglable en changeant la valeur des composants passifs. Dans la réalisation présentée, l'ordre du filtre dépend du nombre d'étages du premier ordre mis en série.

Circuit déphaseur

L'étage de détection synchrone doit disposer d'un réglage de phase entre le signal de référence et la tension d'entrée (φ_R). Ce réglage peut être effectué sur le signal de référence, qui est un signal carré.

La solution proposée ici fait appel à des composants d'électronique logique. Il ne s'agit bien évidemment pas de la seule solution possible pour générer ce déphasage.

L'idée générale pour obtenir un signal carré déphasé du signal de référence est de générer une impulsion au double de la fréquence du signal de référence de largeur réglable par l'utilisateur, puis de comparer ce signal avec le signal de référence par un OU exclusif.

Le signal au double de la fréquence du signal de référence avec des impulsions de largeur réglable, noté Q_3 , est obtenu à partir d'une impulsion de largeur fixe au double de la fréquence de référence et d'un multivibrateur monostable à trigger de Schmitt. L'impulsion de largeur fixe au double de la fréquence de référence est obtenue à partir de la multiplication logique (ET) de deux signaux, notés Q_1 et Q_2 . Le principe de l'opération est représenté sur la Figure 3.10.

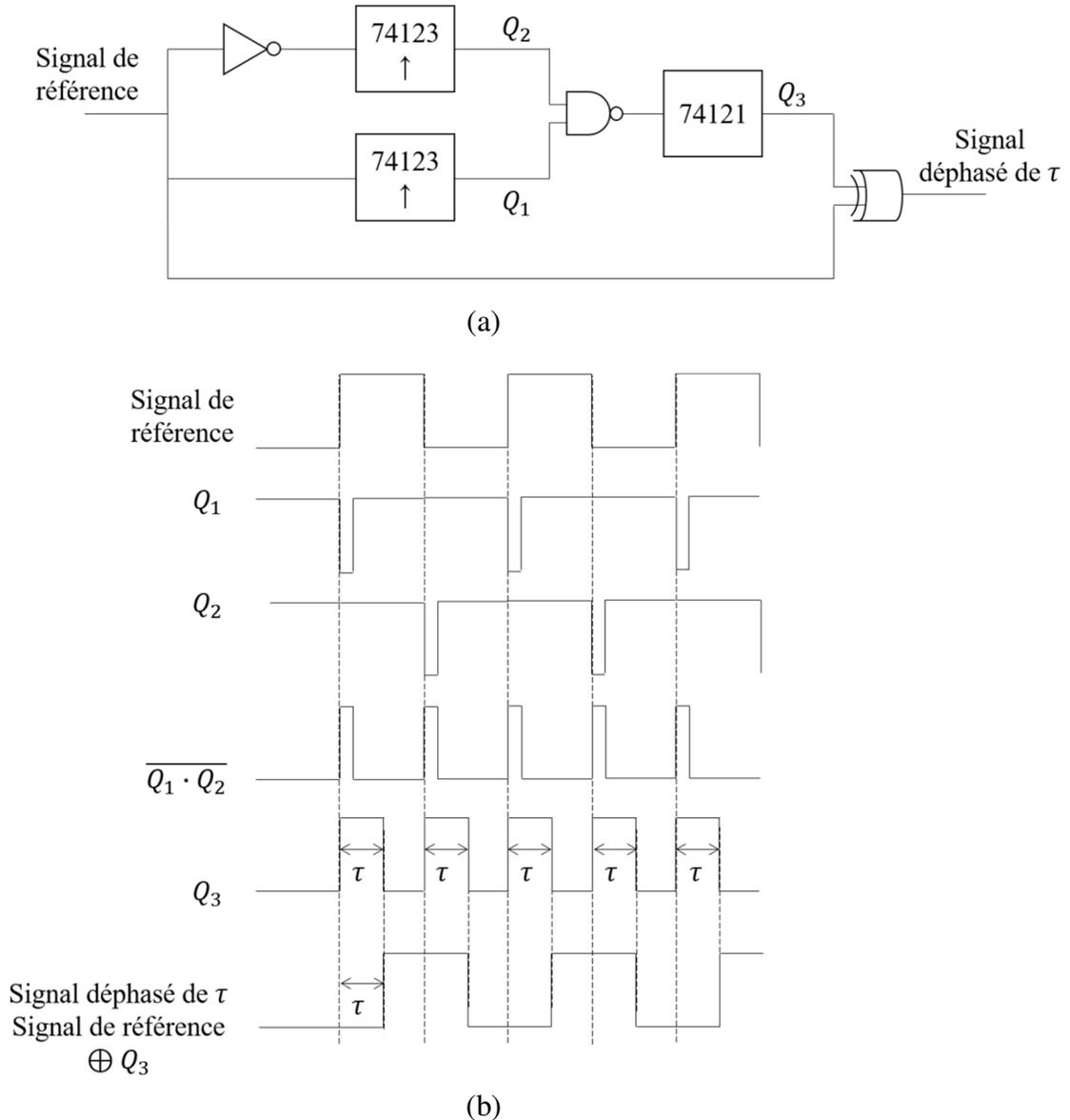


Figure 3.10 : Schéma du principe de réglage du déphasage sur le signal de référence avec des composants logiques

Le signal Q_1 est obtenu avec un multivibrateur monostable (74123) qui a pour entrée le signal de référence. Le signal Q_2 est obtenu avec un multivibrateur monostable de référence identique mais avec en entrée le complémentaire (inverse) du signal de référence.

Les signaux Q_1 et Q_2 sont multipliés et complémentés avec un NON-ET (7400N). Le signal obtenu, $\overline{Q_1 \cdot Q_2}$, est une impulsion au double de la fréquence du signal de référence. Ce signal est ensuite fourni en entrée d'un multivibrateur monostable à trigger de Schmitt (74121), qui permet de générer des impulsions à la même fréquence que le signal d'entrée $\overline{Q_1 \cdot Q_2}$, mais de largeur réglable en fonction de la valeur des composants passifs choisis. Nous obtenons en sortie le signal Q_3 .

La comparaison de ce signal Q_3 avec le signal de référence par un OU exclusif (7486) est un signal déphasé du signal de référence par la largeur de l'impulsion du signal Q_3 . Nous

obtenons donc bien un signal à la fréquence du signal de référence de déphasage réglable par rapport à celui-ci. Le réglage de la phase peut être dynamique en utilisant des potentiomètres ou des capacités variables.

Une photo du circuit déphaseur est présentée sur la Figure 3.11.

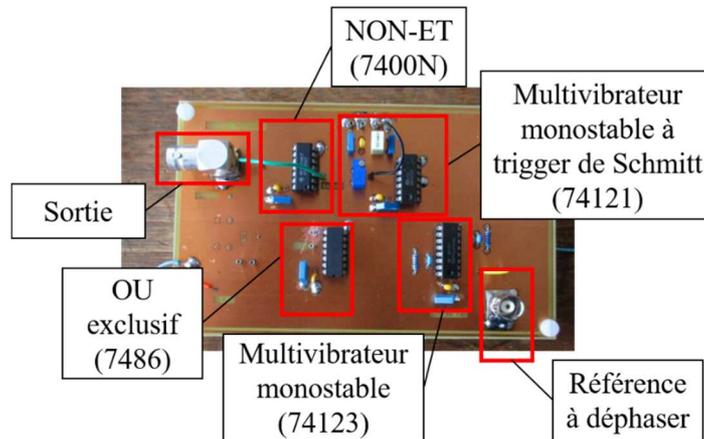


Figure 3.11 : Photo du circuit déphaseur avec des composants logiques

Cette mise en œuvre d'un étage de détection synchrone à partir de composants logiques prouve qu'il est possible de réaliser ce type de détection de manière raisonnablement simple. Rappelons que la première démodulation à la fréquence f_{exc} peut se faire avec un simple détecteur de crête à diodes.

3.1.2.2. Comparaison entre la réponse obtenue avec le dispositif expérimental et la réponse théorique

La réponse théorique définie dans le paragraphe 3.1.1 peut être confrontée avec la réalité expérimentale. L'idée générale est de comparer la réponse V_s d'un capteur en polarisation alternative (dont la structure générale a été présentée sur la Figure 3.2) avec la réponse théorique obtenue à partir de l'allure $|Z_{11}(H_{mes})|$ de l'élément sensible du capteur et de l'expression $(|Z_{11}(h + H_{pol})| - |Z_{11}(h - H_{pol})|)/2$ (cf. partie 3.1.1). Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 3.12.

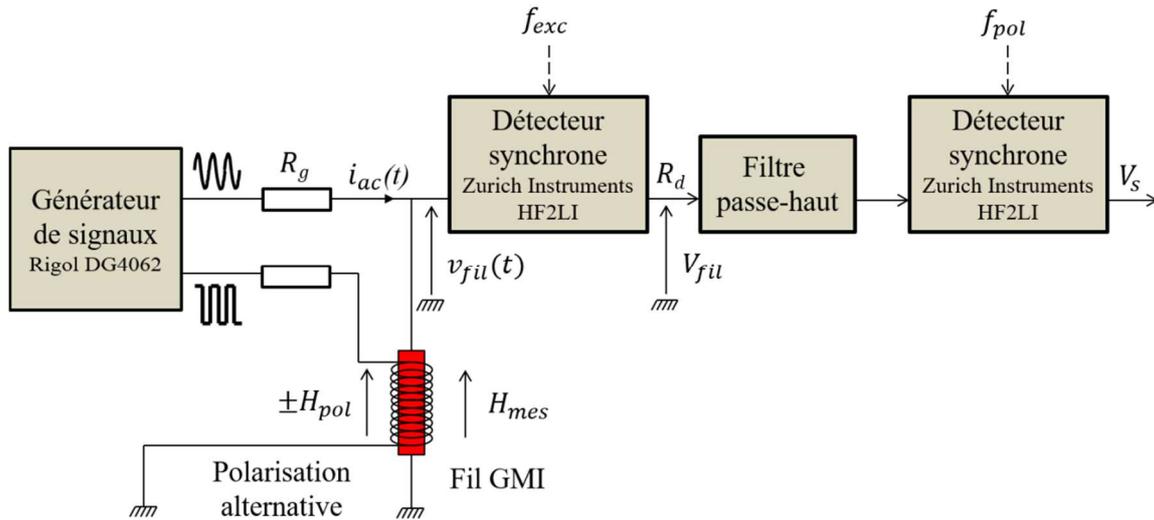


Figure 3.12 : Schéma du dispositif expérimental pour la polarisation alternative

L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 6.3 cm, excité par un courant alternatif d'amplitude 2.5 mA et de fréquence 10 MHz. La fréquence d'excitation est élevée pour faciliter la séparation des fréquences lors de la double démodulation. Cet échantillon comporte une bobine de 100 tours pour l'application du champ de polarisation alternatif $\pm H_{pol}$. La fréquence du signal de polarisation choisie est 10 kHz. Le courant dans la bobine de polarisation est fourni par l'association d'un générateur de signaux et d'une résistance.

La double démodulation nécessaire pour la détection est réalisée avec une double détection synchrone. La mesure aurait pu être réalisée avec le détecteur synchrone présenté dans le paragraphe précédent (cf. 3.1.2.1), mais nous avons choisi de faire la mesure avec un appareil de référence, qui est le détecteur synchrone Zurich Instruments HF2LI.

La tension aux bornes du fil, V_{fil} (proportionnelle au module de l'impédance, $|Z_{11}|$) est représentée sur la Figure 3.13, en fonction du champ mesuré. Cette courbe sert de référence pour le calcul de la réponse théorique du capteur.

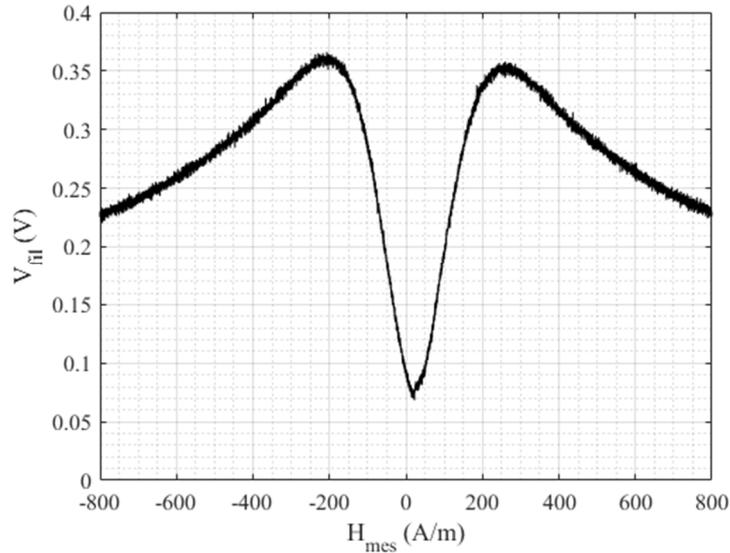


Figure 3.13 : Tension aux bornes du fil, $V_{fil}(H_{mes})$, pour un échantillon de fil amorphe de longueur 6.3 cm, excité par un courant alternatif d'amplitude 2.5 mA et de fréquence 10 MHz.

En reprenant les notations précédentes (chapitre 2), la tension V_{fil} s'exprime : $V_{fil} = A_d/G_1$, où A_d est la composante du détecteur synchrone proportionnelle à l'amplitude du signal d'entrée, et G_1 le gain sur la voie 1 du détecteur. La tension V_{fil} est mesurée dans le cas où aucune polarisation alternative n'est appliquée sur l'élément sensible.

A partir de cette courbe (Figure 3.13), la réponse intrinsèque du capteur en polarisation alternative est calculée à partir de l'expression : $\left(\left| \underline{Z}_{11}(H_{mes} + H_{pol}) \right| - \left| \underline{Z}_{11}(H_{mes} - H_{pol}) \right| \right) / 2$. Cette expression s'applique de la même manière à la tension aux bornes du fil, V_{fil} , à un facteur I_{ac} près.

Cette réponse théorique obtenue à partir de la courbe de la Figure 3.13 est représentée en fonction du champ mesuré sur la Figure 3.14 (en noir). Pour l'exemple, le champ de polarisation choisi est $H_{pol} = 30$ A/m.

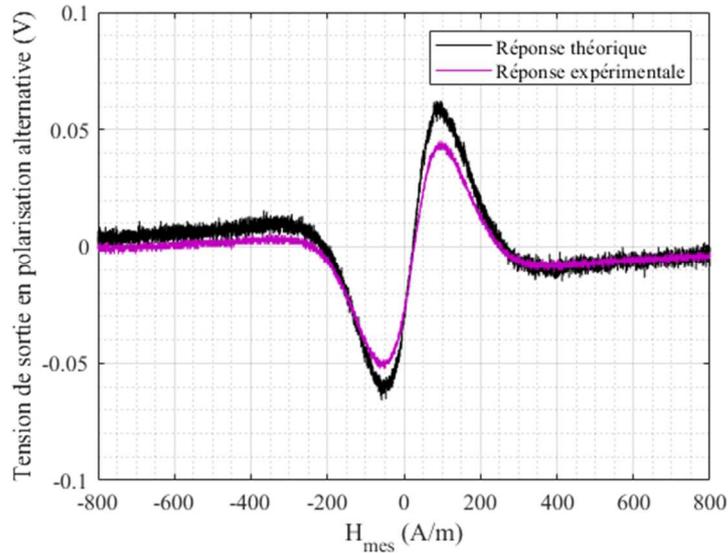


Figure 3.14 : Comparaison entre la réponse théorique et la réponse expérimentale obtenue en polarisation alternative, pour un champ de polarisation, H_{pol} , de 30 A/m.

Pour comparaison, la réponse expérimentale obtenue avec le montage de la Figure 3.12 pour un champ de polarisation de 30 A/m est également représentée sur la Figure 3.14 (en violet). Précisons que le gain de détection sur chaque voie du détecteur synchrone est unitaire.

L'adéquation entre la réponse théorique et la réponse expérimentale semble satisfaisante. La réponse expérimentale (en violet) est globalement d'amplitude plus faible que la réponse théorique. Cet état de fait pourrait être attribué notamment à l'amplitude réelle du champ H_{pol} appliqué, qui peut être différente de la valeur estimée. En l'état, elle nous paraît suffisamment bonne pour valider notre expression théorique.

Cette expression est utilisée dans la partie 3.3 pour évaluer l'effet de la température et des contraintes sur le capteur en polarisation alternative. L'objectif de la partie suivante est de présenter la deuxième technique de mise en œuvre envisagée pour le capteur, appelée dérivation magnétique.

3.2. La dérivation magnétique

3.2.1. Description du principe

Le principe de la dérivation magnétique est dans la continuité de celui de la polarisation alternative. Ce concept a été développé au G2ELAB [105], [106].

La dérivation magnétique consiste à obtenir une image de la dérivée de la courbe $\left|Z_{11}(H_{mes})\right|$, en appliquant un champ de différenciation autour du point de mesure, que nous notons $\pm\Delta H$. Ce champ peut être appliqué à l'aide d'une bobine enroulée autour de l'élément sensible. Nous avons représenté un schéma de principe de la dérivation magnétique sur la Figure 3.15.

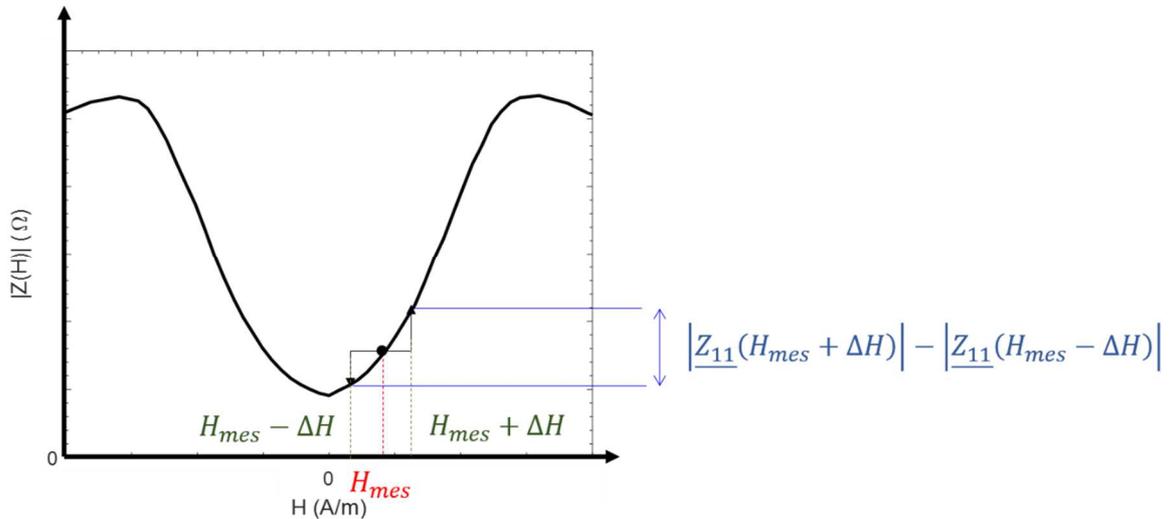


Figure 3.15 : Schéma de principe de la dérivation magnétique, avec un champ de différenciation $\pm\Delta H$ et un champ mesuré H_{mes} .

La technique de détection associée doit permettre de détecter le module de l'impédance sur un incrément de champ $+\Delta H$, $|Z_{11}(H_{mes} + \Delta H)|$, et le module de l'impédance sur un incrément de champ $-\Delta H$, $|Z_{11}(H_{mes} - \Delta H)|$. Le dispositif de conditionnement réalise ensuite la différence entre ces deux grandeurs.

La sortie du capteur est donc proportionnelle à la différence : $\frac{1}{2} \cdot (|Z_{11}(H_{mes} + \Delta H)| - |Z_{11}(H_{mes} - \Delta H)|)$ autour du champ mesuré, H_{mes} . Le facteur $\frac{1}{2}$ est dû à la détection synchrone.

La structure générale d'un capteur fonctionnant avec une dérivation magnétique est présentée sur la Figure 3.16.

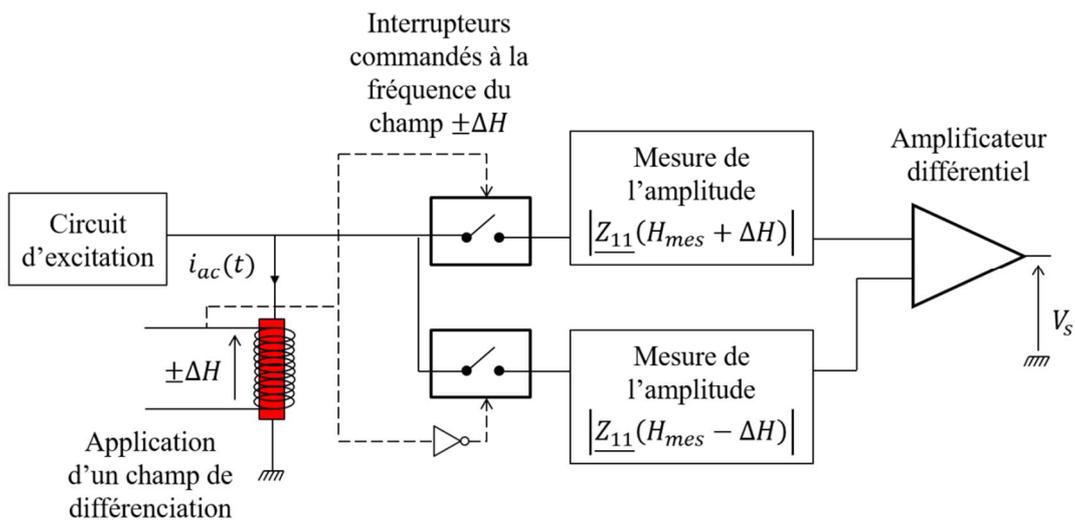


Figure 3.16 : Structure générale d'un capteur fonctionnant avec une dérivation magnétique, d'après les travaux de Yonnet et al. [105]

La tension image du module de l'impédance sur un incrément de champ $+\Delta H$, $\left| \underline{Z}_{11}(H_{mes} + \Delta H) \right|$, est mesurée sur une première voie avec une détection d'amplitude. La tension image du module de l'impédance sur un incrément de champ $-\Delta H$, $\left| \underline{Z}_{11}(H_{mes} - \Delta H) \right|$, est détectée sur une seconde voie. La séparation entre la première et la seconde voie est réalisée par deux interrupteurs, commandés à la fréquence du signal $\pm\Delta H$, avec un décalage d'une demi-période entre le premier et le deuxième interrupteur. La différence entre ces deux tensions est réalisée à l'aide d'un amplificateur différentiel.

L'expression de la tension de sortie est proche de celle qui est obtenue en polarisation alternative : en réalité, ces deux stratégies de mise en œuvre permettent d'obtenir une image de la différentielle de la courbe $\left| \underline{Z}_{11}(H_{mes}) \right|$. La différence majeure entre ces deux techniques est la valeur de l'incrément de champ : $\pm H_{pol}$ dans le cas de la polarisation alternative, $\pm\Delta H$ dans le cas de la dérivation magnétique.

Dans le cas de la polarisation alternative, nous rappelons que l'amplitude du champ H_{pol} est choisie de manière à maximiser la sensibilité intrinsèque, $S_{11-\Omega}$. Ce champ est généralement situé au milieu de la zone linéaire, et prend des valeurs de l'ordre de quelques dizaines d'A/m. Dans le cas de la dérivation magnétique, l'incrément de champ ΔH est choisi de manière à obtenir la sortie la plus proche de la dérivée de la courbe. Ce champ est donc d'amplitude plus faible que le champ H_{pol} [105], [106].

L'avantage de ce champ d'incrément ΔH plutôt modeste est qu'il permettrait de conserver la stabilité de la courbe $\left| \underline{Z}_{11}(H_{mes}) \right|$ autour du champ nul. Rappelons que nous avons démontré avec les résultats obtenus dans le chapitre 2 que les variations de la courbe en fonction de la température étaient d'amplitude beaucoup plus réduite autour de ce champ (voir Figure 1.9).

En ce qui concerne la stratégie de conditionnement, celle associée à la dérivation magnétique peut être rapprochée de celle qui est utilisée en polarisation alternative. En effet, nous remarquons l'utilisation des mêmes fonctions pour la démodulation (multiplication par des interrupteurs à la fréquence du signal de différenciation, qui peut être rapprochée de la multiplication associée à une détection synchrone, combinée à une détection de crête) que celles utilisées en polarisation alternative.

En résumé, la dérivation magnétique est l'équivalent de la polarisation alternative, pour de faibles champs de polarisation.

Un exemple de mise en œuvre de la dérivation magnétique est présenté dans la partie suivante. Ensuite, l'effet des grandeurs d'influence sur le capteur utilisant la dérivation magnétique est étudié dans la partie 3.3.

3.2.2. Exemple de mise en œuvre électronique

La structure générale d'un capteur fonctionnant avec une dérivation magnétique a été présentée sur la Figure 3.16. Nous avons représenté un exemple de mise en œuvre électronique de cette stratégie, sur la Figure 3.17, à partir des travaux de Yonnet et al. [105].

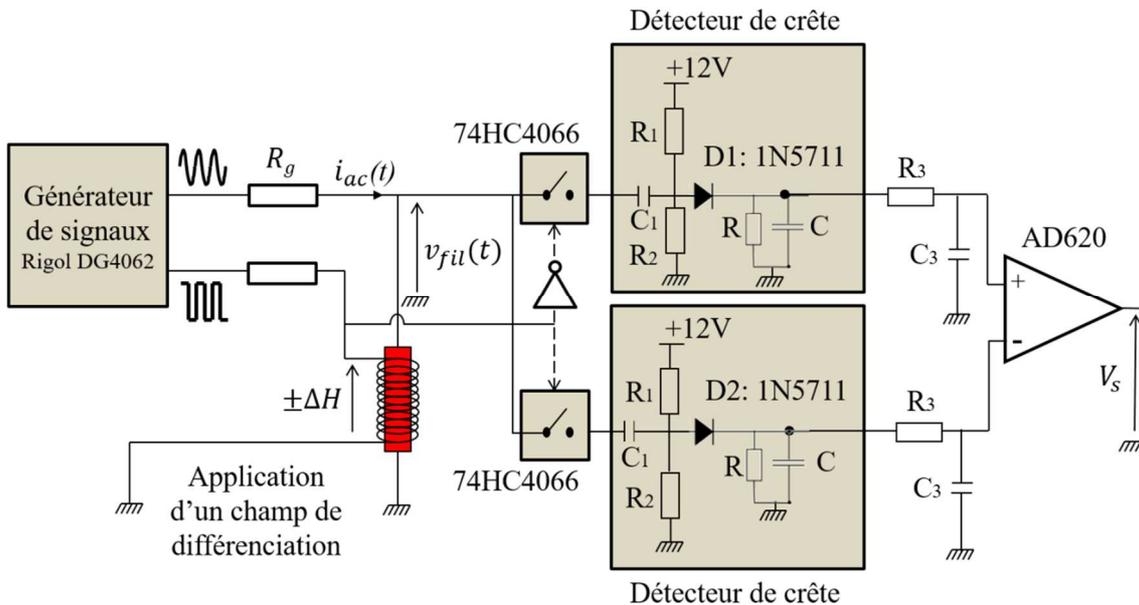


Figure 3.17 : Exemple de mise en œuvre de dérivation magnétique, d'après les travaux de Yonnet et al. [105].

Dans l'exemple présenté, la démodulation d'amplitude est effectuée avec deux détecteurs de crête à diode. Un filtre passe-bas en bout de chaîne permet de filtrer les fréquences parasites sur chaque voie. La constante de temps de ce filtre doit être adaptée à la fréquence du signal à mesurer. La fonction d'interrupteur est réalisée par les composants 74HC4066 et celle d'amplificateur différentiel par le composant AD620.

De la même manière que dans la partie 3.1.2.2, l'adéquation entre la réponse théorique et la réponse expérimentale du capteur a été vérifiée. Le dispositif expérimental utilisé pour la dérivation magnétique est celui de la Figure 3.17.

Comme dans le cas précédent, l'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 6.3 cm, excité par un courant alternatif d'amplitude 2.5 mA et de fréquence 10 MHz. Cet échantillon comporte une bobine de 100 tours pour l'application du champ de différenciation $\pm\Delta H$.

La tension aux bornes du fil, V_{fil} (proportionnelle au module de l'impédance, $|Z_{11}|$), en fonction du champ mesuré est représentée sur la Figure 3.18.

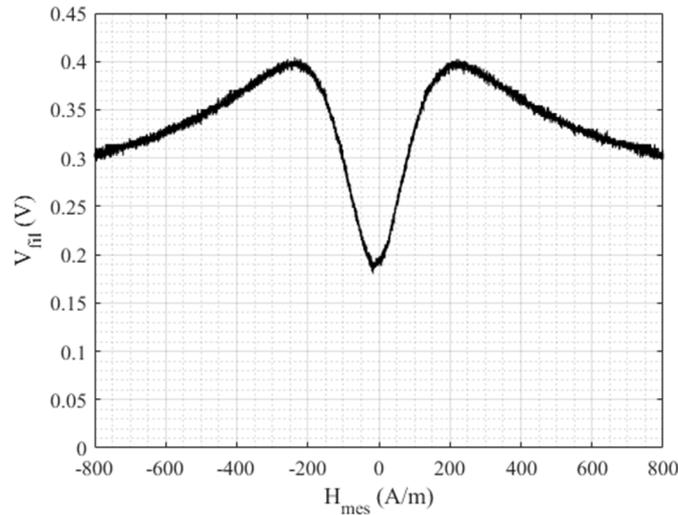


Figure 3.18 : Tension aux bornes du fil, $V_{fil}(H_{mes})$, pour un échantillon de fil amorphe de longueur 6.3 cm, excité par un courant alternatif d'amplitude 2.5 mA et de fréquence 10 MHz.

Cette courbe sert de référence pour le calcul de la réponse théorique du capteur. La tension V_{fil} est mesurée dans le cas où aucun champ de différenciation n'est appliqué sur l'élément sensible. Cette tension est relevée au moyen d'un des deux détecteurs de crête du montage (voir Figure 3.17), utilisé de manière indépendante.

A partir de cette courbe, la réponse intrinsèque du capteur en dérivation magnétique est calculée à partir de l'expression : $\frac{1}{2} \cdot \left(\left| Z_{11}(H_{mes} + \Delta H) \right| - \left| Z_{11}(H_{mes} - \Delta H) \right| \right)$. Cette expression concerne des impédances mais elle s'applique de la même manière à la tension aux bornes du fil, V_{fil} (rappelons que $V_{fil} = \left| Z_{11} \right| \cdot I_{ac}$). Cette réponse est représentée en fonction du champ mesuré sur la Figure 3.19 (en noir).

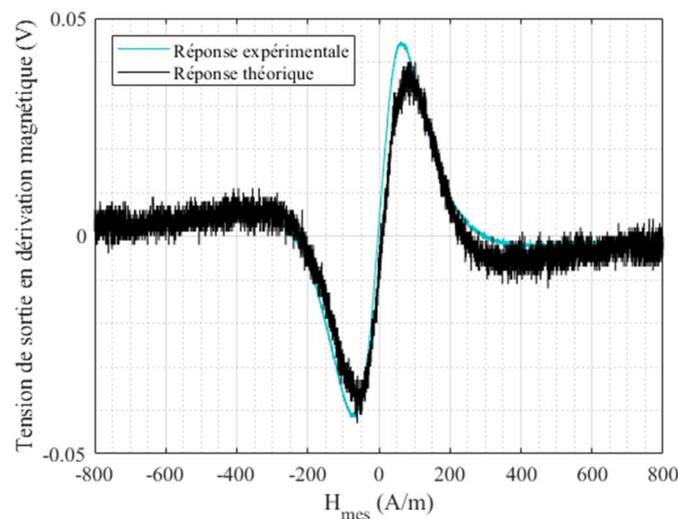


Figure 3.19 : Comparaison entre la réponse théorique et la réponse expérimentale obtenue en dérivation magnétique, pour un champ de différenciation, ΔH , de 23 A/m.

Cette expression est très similaire à celle de la polarisation alternative. Rappelons que le champ d'incrément $\pm\Delta H$ appliqué sur le fil est néanmoins plus faible que $\pm H_{pol}$.

Pour l'exemple, le champ de polarisation choisi est $\Delta H = 23$ A/m (ce champ est élevé par rapport à une utilisation réaliste de la stratégie de détection présentée). La réponse expérimentale obtenue pour un champ de différenciation de 23 A/m a également été représentée sur la Figure 3.19 (en bleu). Précisons que le gain apporté par l'amplificateur différentiel a été compensé.

L'accord entre réponse expérimentale et réponse théorique semble satisfaisant. Cette expression théorique va donc être utilisée pour évaluer l'effet des grandeurs d'influence sur le capteur.

3.3. Effet de la température et des contraintes

L'objectif de cette partie est de calculer la réponse théorique du capteur en polarisation alternative et en dérivation magnétique à partir des caractéristiques GMI en fonction de la température et des contraintes mécaniques qui ont été mesurées dans le chapitre 2. Le calcul de cette réponse permet d'évaluer les changements de l'offset et de la sensibilité du capteur en polarisation alternative et en dérivation magnétique. Ces changements seront comparés à ceux obtenus dans le cadre de la mise en œuvre off-diagonal ou de la dérivation magnétique (cf. paragraphe 3.2).

Précisons que les changements de l'offset et de la sensibilité dépendent, que ce soit en polarisation alternative ou en polarisation continue, de la valeur du champ de polarisation H_{pol} choisi. Le champ de polarisation choisi pour calculer la réponse théorique en polarisation alternative est donc le même que celui choisi dans le chapitre 2 (pour les échantillons considérés et les paramètres d'excitation choisis, respectivement $H_{pol} = 33$ A/m pour l'échantillon caractérisé en température et $H_{pol} = 25$ A/m pour celui caractérisé en flexion).

3.3.1. Effet de la température

La réponse théorique du capteur en polarisation alternative est calculée à partir des courbes $\left| \underline{Z}_{11}(H_{mes}) \right|$ pour différentes températures reprises dans le chapitre 2 (voir Figure 2.4). Cette réponse est représentée sur la Figure 3.20.

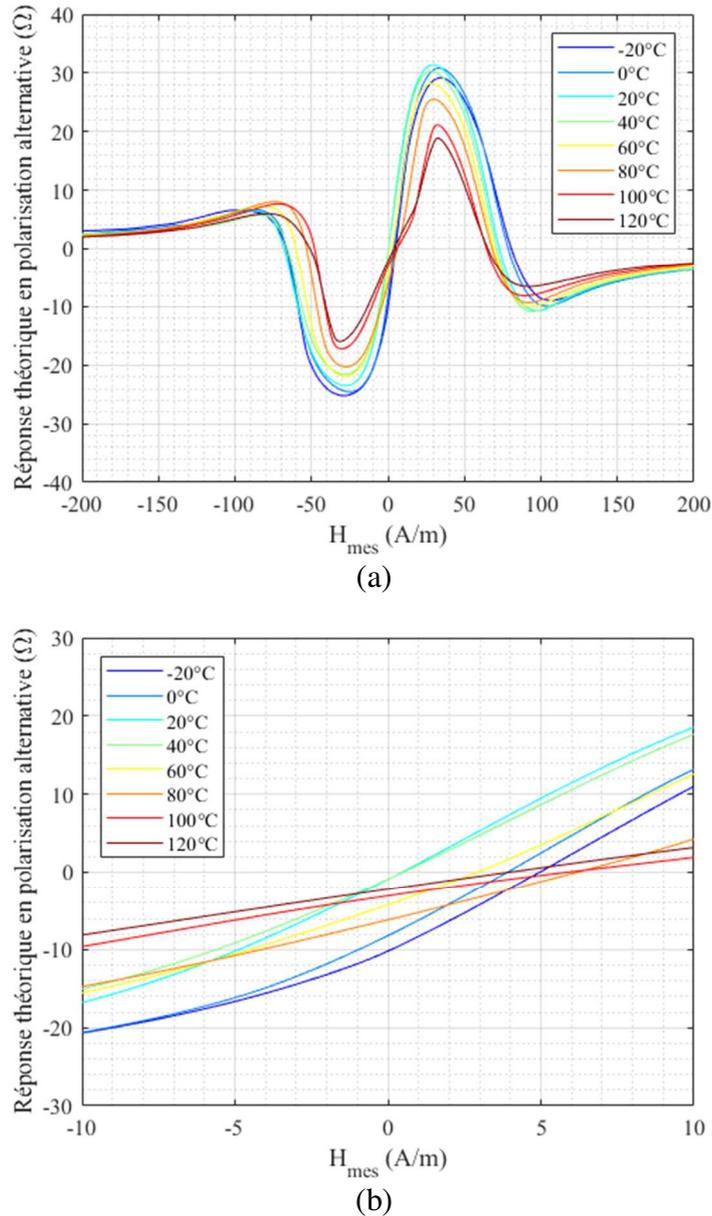


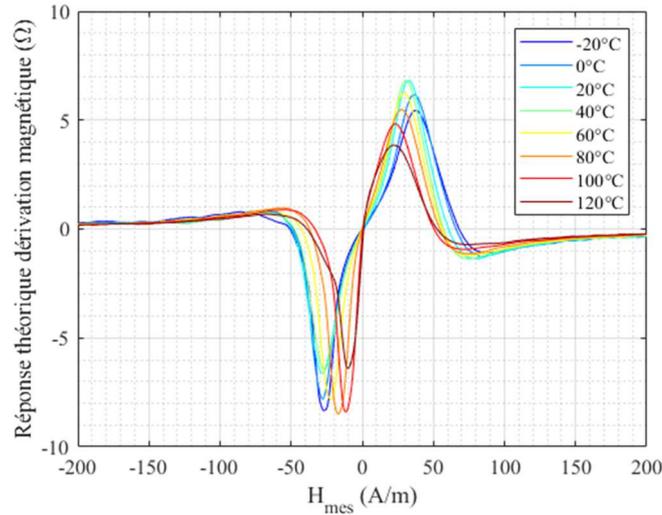
Figure 3.20 : (a) Réponse théorique du capteur utilisé en polarisation alternative, à partir des résultats du chapitre 2 (voir Figure 2.4), pour un champ de polarisation, $\pm H_{pol}$, d'amplitude ± 33 A/m. L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 5 cm, excité par un courant alternatif d'amplitude 5 mA et de fréquence 1 MHz (b) Zoom autour de [-10 A/m, 10 A/m].

Cette réponse est obtenue pour un champ de polarisation alternatif, $\pm H_{pol}$, d'amplitude ± 33 A/m. La valeur de 33 A/m est la même que celle considérée pour H_{pol} dans le chapitre 2.

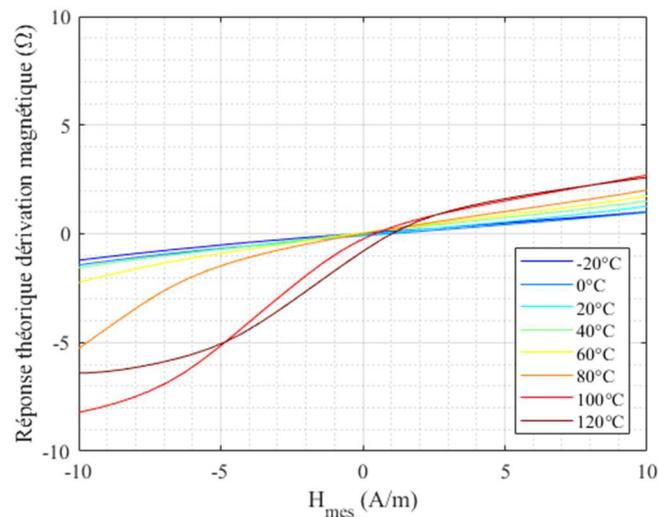
La réponse théorique en polarisation alternative est quasi-linéaire autour du champ nul (Figure 3.20). Cette réponse est également impaire, ce qui permet de discriminer les champs positifs des champs négatifs. En revanche, cette réponse n'est pas exactement nulle pour un champ mesuré nul. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que l'impédance en $+H_{pol}$ n'est pas exactement égale à l'impédance en $-H_{pol}$, ce qui génère un offset à champ nul.

La sensibilité (dérivée) de la courbe de la Figure 3.20 (a) autour du champ nul est calculée de manière numérique, avec le même pas de différenciation que celui utilisé pour calculer $S_{11-\Omega}$ dans le chapitre 2 (partie 2.2.2). La sensibilité obtenue est $1.9 \Omega/(A/m)$ à $20^\circ C$, qui diminue jusqu'à $0.6 \Omega/(A/m)$ à $120^\circ C$, soit un écart de $-0.7 \%/^\circ C$. Par ailleurs, la réponse intrinsèque à $20^\circ C$ est de -1Ω . Pour une température qui varie jusqu'à $-20^\circ C$, la sortie diminue jusqu'à -10Ω soit une variation $-0.23 \Omega/^\circ C$. Avec une sensibilité de $1.9 \Omega/(A/m)$, cette différence correspond à une dérive de $-0.12 (A/m)/^\circ C$.

Le même travail a été effectué pour obtenir la réponse du capteur en dérivation magnétique. La réponse théorique du capteur en dérivation magnétique est obtenue à partir des courbes $\left| \underline{Z}_{11}(H_{mes}) \right|$ pour différentes températures ambiantes reprises dans le chapitre 2 (voir Figure 2.4). Cette réponse est représentée sur la Figure 3.21.



(a)



(b)

Figure 3.21 : (a) Tension de sortie théorique du capteur utilisé en dérivation magnétique, à partir des résultats du chapitre 2 (voir Figure 2.4), pour un champ de différenciation, ΔH , d'amplitude 3 A/m. L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 5 cm, excité par un courant alternatif d'amplitude 5 mA et de fréquence 1 MHz (b) Zoom autour de [-10 A/m, 10 A/m].

Nous rappelons que l'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 5 cm. Il est excité par un courant alternatif d'amplitude 5 mA et de fréquence 1 MHz.

Cette réponse est obtenue pour un champ de différenciation, ΔH , d'amplitude 3 A/m. Ce champ est inférieur au champ de polarisation qui a été considéré dans le chapitre 2 ($H_{pol} = 33$ A/m), comme il le serait dans une utilisation réaliste du capteur en dérivation magnétique.

La sensibilité (dérivée) de la courbe de la Figure 3.21 (a) autour du champ nul est calculée de manière numérique, avec le même pas de différenciation que celui utilisé pour calculer $S_{11-\Omega}$ dans le chapitre 2 (partie 2.2.2). La sensibilité obtenue est $0.12 \Omega/(A/m)$ à $20^\circ C$, qui augmente jusqu'à $0.54 \Omega/(A/m)$ à $100^\circ C$ (variation maximale), soit un écart de $+4.4 \%/^\circ C$. Pour l'offset, la sortie du capteur à $20^\circ C$ est de 0Ω . La sortie diminue jusqu'à -0.75Ω à

120 °C, soit une variation de $-0.0075 \Omega/^{\circ}\text{C}$. Avec une sensibilité de $0.12 \Omega/(\text{A/m})$, cette différence correspond à une dérive de $-0.06 (\text{A/m})/^{\circ}\text{C}$.

Les coefficients de température de l'offset et de la sensibilité en polarisation alternative et en dérivation magnétique sont récapitulés dans le Tableau 3.2.

Tableau 3.2 : Résultats pour la réponse intrinsèque en polarisation alternative et dérivation magnétique avec l'effet de la température

Grandeur d'influence	Stratégie de mise en œuvre	Variation de l'offset	Variation de la sensibilité
Température	Utilisation de la composante Z_{11} en polarisation alternative	$-0.12 (\text{A/m})/^{\circ}\text{C}$	$-0.7 \%/^{\circ}\text{C}$
Température	Utilisation de la composante Z_{11} en dérivation magnétique	$-0.06 (\text{A/m})/^{\circ}$	$+4.4 \%/^{\circ}\text{C}$

Rappelons les résultats obtenus avec la polarisation continue dans le chapitre 2 (Tableau 1.1) : $-0.13 (\text{A/m})/^{\circ}\text{C}$ pour l'offset et $-0.5 \%/^{\circ}\text{C}$ pour la sensibilité ; avec la composante off-diagonal (Tableau 1.2) : $-0.015 (\text{A/m})/^{\circ}\text{C}$ pour l'offset et $+0.4 \%/^{\circ}\text{C}$ pour la sensibilité.

3.3.2. Effet de la flexion

La réponse théorique du capteur en polarisation alternative est calculée à partir des courbes $V_{fil}(H_{mes})$ dans la position droite et dans la position fléchie reprises dans le chapitre 2 (voir Figure 2.18). Cette réponse est représentée sur la Figure 3.22.

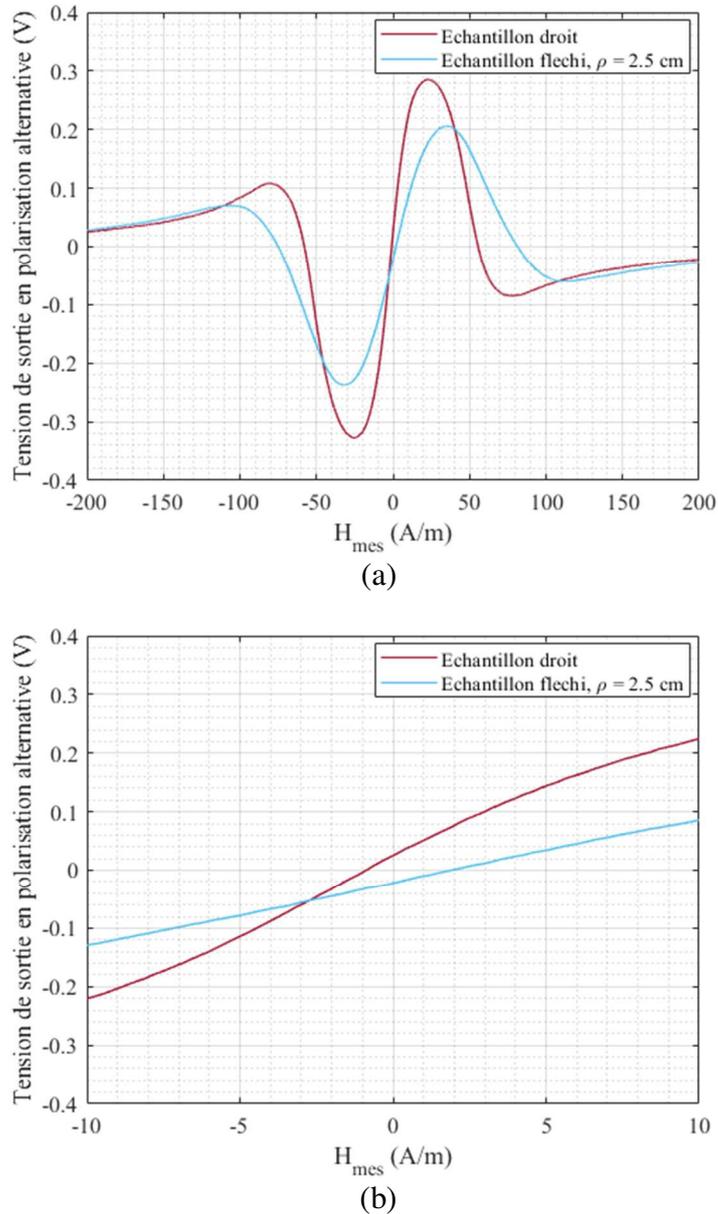


Figure 3.22 : (a) Tension de sortie théorique du capteur utilisé en polarisation alternative, à partir des résultats du chapitre 2 (voir Figure 2.18), pour un champ de polarisation, H_{pol} , d'amplitude 25 A/m. L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 15 cm, excité par un courant alternatif d'amplitude 5 mA et de fréquence 800 kHz, avec un courant I_{dc} de 1 mA (b) Zoom autour de [-10 A/m, 10 A/m].

Rappelons que l'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 15 cm. Il est excité par un courant alternatif d'amplitude 5 mA et de fréquence 800 kHz, avec un courant I_{dc} de 1 mA.

Cette réponse est obtenue pour un champ de polarisation, H_{pol} , d'amplitude 25 A/m. Ce champ de polarisation est identique à celui qui a été considéré dans le chapitre 2.

De la même manière que pour le cas précédent, la réponse (Figure 3.22) est quasi-linéaire autour du champ nul. La tension de sortie n'est pas exactement nulle pour un champ mesuré nul, en raison d'une petite asymétrie de la courbe de référence en $\pm H_{pol}$.

La sensibilité (dérivée) de la courbe de la Figure 3.22 (a) autour du champ nul est calculée avec le même pas de différenciation que celui utilisé pour calculer S_{11-v} dans le chapitre 2 (partie 2.3.2.1). Pour un échantillon droit, la sensibilité calculée vaut 22 mV/(A/m). Pour un échantillon fléchi, cette sensibilité vaut 11 mV/(A/m). Cette variation correspond à un pourcentage de -50 %. Ramené à la contrainte maximale appliquée qui est de 320 MPa (voir partie 2.3.1), le taux de variation relative de la sensibilité est de -0.16 %/MPa. Pour l'offset, autour du champ nul, la tension de sortie vaut 25 mV dans la position droite, et -20 mV dans la position fléchie, soit une variation de -45 mV avec les contraintes appliquées. Cette différence correspond à une dérive de -0.14 mV/MPa. Avec une sensibilité de 22 mV/(A/m), cette dérive se rapporte à -0.006 (A/m)/MPa.

De la même manière, la réponse théorique du capteur en dérivation magnétique est obtenue à partir des courbes $V_{fil}(H_{mes})$ dans la position droite et dans la position fléchie reprises dans le chapitre 2 (voir Figure 2.18). Cette réponse a été représentée sur la Figure 3.23.

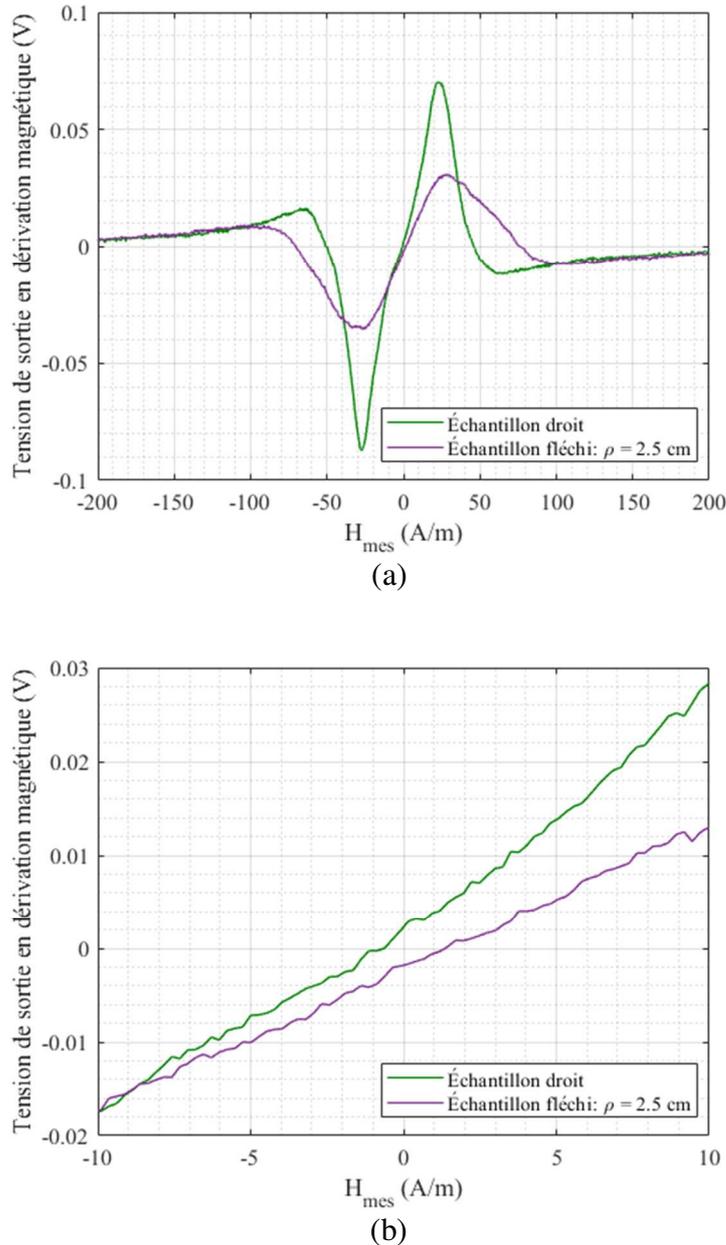


Figure 3.23 : (a) Tension de sortie intrinsèque du capteur utilisé en dérivation magnétique, à partir des résultats du chapitre 2 (voir Figure 2.18), pour un champ de différenciation, ΔH , d'amplitude 3 A/m. L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 15 cm, excité par un courant alternatif d'amplitude 5 mA et de fréquence 800 kHz, avec un courant I_{dc} de 1 mA (b) Zoom autour de [-10 A/m, 10 A/m].

Cette réponse est obtenue pour un champ de différenciation, ΔH , d'amplitude 3 A/m. Ce champ est inférieur au champ de polarisation qui a été considéré dans le chapitre 2 ($H_{pol} = 25$ A/m), comme il le serait dans une utilisation réaliste du capteur en dérivation magnétique.

La sensibilité (dérivée) de la courbe de la Figure 3.23 (a) autour du champ nul est calculée de manière numérique, avec le même pas de différenciation que celui utilisé pour calculer S_{11-v} dans le chapitre 2 (partie 2.3.2.1). La sensibilité calculée de la sorte vaut 2.2 mV/(A/m) en position droite et 1.5 mV/(A/m) en position fléchie, ce qui correspond à une variation de -32 %. Ramené à la contrainte maximale appliquée qui est de 320 MPa (voir partie 2.3.1), le

taux de variation relative de la sensibilité est de -0.1 \%/MPa . Pour l'offset, la tension de sortie du capteur à zéro champ passe de 2 mV en position droite à -1.5 mV en position fléchie, soit un écart de -0.01 mV/MPa . Avec une sensibilité de 2.2 mV/(A/m) , cette dérive se rapporte à -0.005 (A/m)/MPa .

Les variations de l'offset et de la sensibilité en polarisation alternative et en dérivation magnétique dues à la flexion appliquée sur l'élément sensible du capteur sont récapitulés dans le Tableau 3.3.

Tableau 3.3 : Résultats pour la réponse intrinsèque en polarisation alternative et dérivation magnétique avec l'effet de la flexion

Grandeur d'influence	Stratégie de mise en œuvre	Variation de l'offset	Variation de la sensibilité
Flexion	Utilisation de la composante \underline{Z}_{11} en polarisation alternative	-0.006 (A/m)/MPa	-0.16 \%/MPa
Flexion	Utilisation de la composante \underline{Z}_{11} en dérivation magnétique	-0.005 (A/m)/MPa	-0.1 \%/MPa

Rappelons les résultats obtenus avec la polarisation continue dans le chapitre 2 (Tableau 2.5) : -0.02 (A/m)/MPa pour l'offset et -0.16 \%/MPa pour la sensibilité ; pour la composante off-diagonal (Tableau 2.5) : quasi-aucune variation de l'offset et -0.09 \%/MPa pour la sensibilité.

3.3.3. Discussion

Il apparaît que dans presque tous les cas les variations de l'offset sont réduites en polarisation alternative et en dérivation magnétique par rapport à la polarisation continue. En effet, une diminution d'un facteur 2 à 4 environ est constatée sur la dérive de l'offset, pour l'échantillon et les paramètres d'excitation utilisés, dans trois cas sur les quatre considérés. Cette diminution n'est néanmoins pas constatée en polarisation alternative avec l'effet de la température (Tableau 3.2) : les variations de l'offset sont quasiment identiques à celles obtenues en polarisation continue.

Rappelons que la réponse intrinsèque en polarisation alternative au niveau du champ nul vaut : $\left(\left| \underline{Z}_{11}(H_{pol}) \right| - \left| \underline{Z}_{11}(-H_{pol}) \right| \right) / 2$. La présence d'un offset (malgré la suppression de l'offset intrinsèque à la courbe avec un filtrage passe-haut) est due au fait que le module de l'impédance au niveau du champ $+H_{pol}$ n'est pas exactement égal au module de l'impédance au niveau du champ $-H_{pol}$. Les variations de l'offset avec les grandeurs d'influence peuvent être réduites dans le cas de la polarisation alternative si le module de l'impédance en $H_{mes} + H_{pol}$ varie plus ou moins de la même manière que le module de l'impédance en $H_{mes} - H_{pol}$ avec les grandeurs d'influence. En d'autres termes, il faut que la symétrie de la courbe $\left| \underline{Z}_{11}(H_{mes}) \right|$ soit plus ou moins bien préservée malgré l'action des grandeurs d'influence.

Si les variations de l'offset ne sont pas réduites en utilisant cette technique de différenciation au niveau du champ $\pm H_{pol}$, c'est dû au fait que la symétrie de la courbe n'est pas suffisamment préservée sous l'effet de la température. En revanche, elle semble suffisamment bien conservée dans les autres cas pour qu'une amélioration puisse être constatée.

La symétrie de la courbe peut dépendre de plusieurs facteurs, comme le courant I_{dc} , mais aussi des conditions de fabrication et de recuit de l'échantillon, et de facteurs externes supplémentaires comme des contraintes mécaniques supplémentaires de torsion lors de la manipulation, ou de la soudure de l'échantillon... Elle est donc assez difficile à maîtriser. Néanmoins, sans effort particulier d'optimisation de cette symétrie sur les échantillons utilisés, une amélioration de la dérive d'offset est constatée dans trois cas sur quatre, ce qui reste encourageant.

Dans le cas de l'effet de la température, comme une amélioration est constatée en dérivation magnétique alors qu'elle n'est pas constatée en polarisation alternative, une conclusion assez simple serait d'affirmer que la symétrie de la courbe est plus facilement préservée avec un champ de différenciation faible ($\pm \Delta H$) qu'avec un champ de différenciation « grand » ($\pm H_{pol}$). L'utilisation de la dérivation magnétique est donc a priori plus favorable, à partir des résultats obtenus dans cette partie, pour la réduction de la dérive de l'offset avec les grandeurs d'influence.

En ce qui concerne les variations de la sensibilité en polarisation alternative et en dérivation magnétique, quelle que soit les grandeurs d'influence considérées, ces variations en fonction de celles-ci sont quasiment identiques à celles obtenues en polarisation continue.

Cette similitude peut s'expliquer par le fait que les sorties en polarisation alternative et en dérivation magnétique sont proches d'une différentielle, donc d'une dérivée (à un facteur multiplicatif près) de la courbe GMI. Or, la dérivée seconde de la courbe GMI (qui est donc la sensibilité, dans le cas d'une technique différentielle qui utilise cette courbe) est très proche de la dérivée première, étant donné la forme de cette courbe. En d'autres termes, la sensibilité de la différentielle de la caractéristique GMI est donc proportionnelle à la sensibilité de la caractéristique GMI, ce qui se traduit par des pourcentages de variations avec les grandeurs d'influence assez voisins. L'exception à cette règle étant, en dérivation magnétique, dans le cas de la température, le pourcentage de variation de la sensibilité (+4.4 %/°C) qui est pour le reste beaucoup plus élevé que dans tous les autres cas investigués. Ce fort pourcentage s'explique par la valeur relativement faible (0.12 $\Omega/(A/m)$) de la sensibilité de départ.

En valeur absolue, les valeurs de la sensibilité en polarisation alternative sont quasiment identiques à celles obtenues en polarisation continue (par exemple, dans le cas de la flexion, pour un échantillon droit, 21 mV/(A/m) pour le capteur en polarisation continue et 22 mV/(A/m) pour le capteur en polarisation alternative ; pour un échantillon fléchi, 10 mV/(A/m) pour le capteur en polarisation continue et 11 mV/(A/m) pour le capteur en polarisation alternative). Ce résultat n'est pas étonnant compte tenu de l'expression de la tension aux bornes du fil $v_{fil}(t)$ (cf. équation (3.3)). Cette expression permet de deviner que la sortie du capteur en polarisation alternative est proportionnelle à la valeur absolue de la

sensibilité au champ de polarisation $|S_{11-\Omega}(\pm H_{pol})|$, ce qui est également le cas en polarisation continue (valeur absolue exceptée, sachant qu'en polarisation continue une seule des deux flancs de la caractéristique est utilisé).

En revanche, la sensibilité intrinsèque disponible en dérivation magnétique est plus faible que dans tous les autres cas étudiés. Ce résultat est dû à l'utilisation d'un champ de différenciation, ΔH , d'amplitude faible. Ce champ ΔH peut être augmenté pour élever la sensibilité mais dans ce cas, cette technique se rapproche de la polarisation alternative, et le gain éventuel sur la dérive d'offset est perdu.

Enfin, si nous comparons les variations de l'offset et de la sensibilité en polarisation continue, en polarisation alternative et en dérivation magnétique à celles obtenues en off-diagonal, il apparaît que cette technique reste la meilleure en ce qui concerne les variations des grandeurs intrinsèques en fonction des grandeurs d'influence. En effet, dans tous les cas investigués, les variations en off-diagonal sont inférieures, tant en termes de dérive d'offset que de dérive de la sensibilité.

3.3.4. Conclusion

L'étude de données expérimentales a montré que l'utilisation de techniques différentielles, comme la polarisation alternative et la dérivation magnétique, pouvait réduire les dérives de l'offset en fonction des grandeurs d'influence jusqu'à un facteur 4, dans les conditions expérimentales qui ont été précisées. Ces dérives sont réduites si la symétrie de la caractéristique GMI au niveau du champ de différenciation ($\pm \Delta H$ ou $\pm H_{pol}$) est bien préservée.

Aucune amélioration n'a été en revanche constatée sur les dérives de sensibilité avec ces techniques différentielles. Cela est dû à la forme particulière de la courbe GMI, qui a une dérivée seconde très proche de la dérivée première. Il n'y a donc pas de gain de performance conséquent de ce côté.

Les points forts et les points faibles de la polarisation alternative et de la polarisation continue sont résumés dans le Tableau 3.4.

Tableau 3.4 : Avantages et Inconvénients de la polarisation alternative et de la dérivation magnétique par rapport à la polarisation continue

	<i>Polarisation continue (DC)</i>	<i>Polarisation alternative (AC)</i>	<i>Dérivation magnétique</i>
<i>Points forts</i>	<ul style="list-style-type: none"> • Electronique de détection simple (une seule démodulation, pas forcément sensible à la phase) • Bande passante élevée 	<ul style="list-style-type: none"> • Suppression d'offset sans utiliser d'amplificateur différentiel • Moins de variations de l'offset avec les grandeurs d'influence si la courbe $\left Z_{11}(H_{mes})\right$ apportée reste symétrique au champ $\pm H_{pol}$, ce qui est a priori plus difficile qu'avec un champ de différenciation plus faible, comme $\pm \Delta H$ 	<ul style="list-style-type: none"> • Suppression d'offset sans utiliser d'amplificateur différentiel • Offset intrinsèque stable en fonction des paramètres d'influence si la symétrie de la courbe $\left Z_{11}(H_{mes})\right$ est très bonne autour du champ nul (en $\pm \Delta H$), ce qui est a priori plus facile qu'avec un champ de différenciation plus grand, comme $\pm H_{pol}$
<i>Points faibles</i>	<ul style="list-style-type: none"> • Variations de l'offset avec les grandeurs d'influence 	<ul style="list-style-type: none"> • Electronique de détection « compliquée » (double démodulation avec seconde détection sensible à la phase) • Réduction de la bande passante de mesure étant donné le principe (bande passante nettement inférieure à la fréquence de polarisation) 	<ul style="list-style-type: none"> • Electronique de détection « compliquée » (double démodulation avec seconde détection sensible à la phase) • Réduction de la bande passante de mesure étant donné le principe (bande passante nettement inférieure à la fréquence de différenciation) • Sensibilité plus faible qu'avec les autres techniques

3.4. La polarisation continue et l'off-diagonal

Rappelons les résultats obtenus dans le chapitre 2 pour les variations de l'offset et de la sensibilité en fonction de la température et des contraintes mécaniques en polarisation continue et en off-diagonal. Ces données sont rassemblées dans le Tableau 3.5.

Tableau 3.5 : Récapitulatif des résultats obtenus dans le chapitre 2 pour la variation de l'offset et de la sensibilité en fonction des grandeurs d'influence et de la mise en œuvre

Grandeur d'influence	Stratégie de de mise en œuvre	Variation de l'offset	Variation de la sensibilité
Température	Utilisation de la composante Z_{11}	-0.13 (A/m)/°C (-170 nT/°C)	-0.5 %/°C
Température	Utilisation de la composante Z_{21}	-0.015 (A/m)/°C (-19 nT/°C)	+0.4 %/°C
Flexion	Utilisation de la composante Z_{11}	-0.02 (A/m)/MPa (-25 nT/MPa)	-0.16 %/MPa
Flexion	Utilisation de la composante Z_{21}	Quasi-nulle	-0.09 %/MPa

Les variations de l'offset et de la sensibilité dans le Tableau 3.5 peuvent être comparées à celles obtenues dans le Tableau 3.2, Tableau 3.3 de ce chapitre.

Comme nous l'avons vu précédemment (paragraphe 3.3.1.3), ces variations en off-diagonal sont toujours plus faibles que dans tous les autres cas investigués (polarisation continue, ou techniques différentielles comme la polarisation alternative et la dérivation magnétique).

Une synthèse générale des avantages et des inconvénients de l'off-diagonal vis-à-vis de ses concurrents est présentée dans le Document 1, qui est joint à ce rapport de thèse [107].

3.5. Conclusion

En ce qui concerne les variations de l'offset et de la sensibilité en fonction des grandeurs d'influence, l'off-diagonal présente de meilleures performances que ses concurrents. Cette technique a donc été choisie pour la mise en œuvre d'un prototype de capteur de courant basé sur l'effet GMI, qui est présenté dans le chapitre 5.

L'objectif du chapitre suivant est d'aborder l'impact des perturbations magnétiques sur le capteur, et des stratégies de blindage associées.

Chapitre 4

Étude de l'effet des perturbations magnétiques

4.1.	Effet de l'excentration du conducteur dans la boucle de mesure	120
4.1.1.	Calcul de l'effet de l'excentration	120
4.1.1.1.	Calcul du champ en tout point de la boucle de mesure	121
4.1.1.2.	Calcul de l'intégrale de l'impédance sur le contour	123
4.1.2.	Comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux.....	125
4.2.	Effet d'une perturbation par le champ magnétique terrestre.....	129
4.3.	Effet d'une perturbation par un conducteur proche.....	132
4.4.	Utilisation d'un circuit magnétique	135
4.4.1.	Simulation avec un logiciel utilisant la méthode des éléments finis	135
4.4.1.1.	Cas du conducteur excentré à l'intérieur de la boucle de mesure	137
4.4.1.2.	Cas de la perturbation par un champ magnétique uniforme dans la direction de l'axe x	137
4.4.1.3.	Cas de la perturbation par un conducteur proche	138
4.4.1.4.	Conclusion.....	142
4.4.2.	Tests de différentes solutions de circuit magnétique	142
4.4.2.1.	Empilement de tôles fines en matériau amorphe.....	143
4.4.2.2.	Câble torsadé avec du fil de mu-métal.....	145
4.4.2.3.	Rondelles de Supra50 TM	148
4.4.2.4.	Boîte blindée.....	150
4.4.2.5.	Synthèse sur les solutions de blindage testées de manière expérimentale	151
4.5.	Conclusion.....	151

Rappelons que l'application visée est un capteur de courant. Alors, l'élément sensible du capteur GMI doit être disposé de manière à être aligné avec le champ circonférentiel créé par le courant dans le conducteur, formant ainsi une boucle de mesure (voir Figure 0.2).

Ce conducteur peut facilement être excentré à l'intérieur de la boucle. Il est important de quantifier l'effet de cette excentration sur la mesure.

Par ailleurs, dans un environnement de mesure réel, le capteur GMI peut être soumis à des sollicitations magnétiques qui s'additionnent au champ généré par le courant à mesurer dans le conducteur. Ces sollicitations peuvent être d'origines diverses. Dans le cas de figure étudié, nous considérons l'effet d'un champ magnétique uniforme dans l'espace, comme le champ magnétique terrestre, et l'effet d'un champ généré par le courant dans un conducteur proche de la boucle de mesure.

L'objectif de ce chapitre est de quantifier l'effet de ces perturbations magnétiques sur le capteur et de définir les solutions pour garantir l'immunité du capteur vis-à-vis de celles-ci.

4.1. Effet de l'excentration du conducteur dans la boucle de mesure

Dans cette partie, nous allons calculer l'effet de l'excentration du conducteur dans la boucle de mesure, et présenter une comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux.

4.1.1. Calcul de l'effet de l'excentration

La situation de mesure peut être représentée dans un repère (x, y, z) , où z est la direction du courant à mesurer (Figure 4.1). Le courant dans le conducteur est noté I_{mes} . La boucle de mesure est un cercle de rayon r . Cette boucle est contenue dans le plan (x, y) . Notons C_{cond} le centre du conducteur. Dans le cas centré, les coordonnées de C_{cond} dans le plan (x, y) sont $(0, 0)$. Dans le cas excentré, ces coordonnées sont notées (x_{cond}, y_{cond}) , avec $-r < x_{cond} < r$ et $-r < y_{cond} < r$.

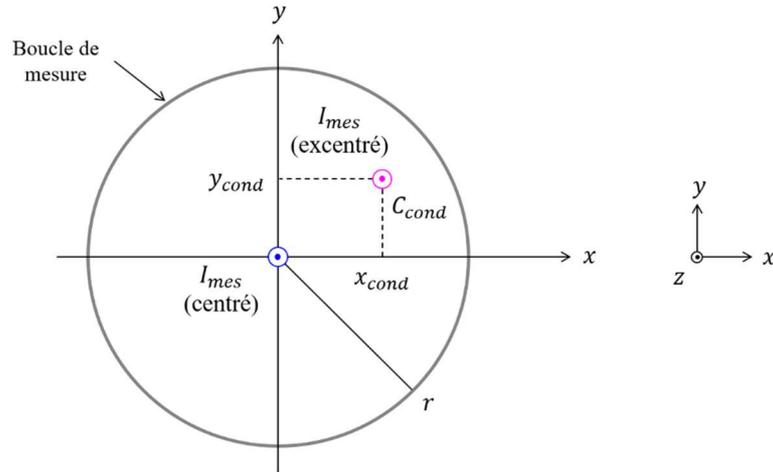


Figure 4.1 : Représentation du courant à mesurer I_{mes} dans un conducteur centré (en bleu) et dans un conducteur excentré (en rose) à l'intérieur de la boucle de mesure.

La démarche adoptée consiste dans un premier temps à calculer le champ magnétique vu par la boucle de mesure en tout point de celle-ci. Dans le cas d'un conducteur excentré, ce champ n'est pas constant le long du contour.

Dans un second temps, l'impédance de la boucle de mesure est évaluée en réalisant l'intégrale de l'impédance sur le contour. Cette opération nécessite de séparer le contour en tronçons élémentaires pour lesquels l'impédance est connue. L'impédance de chaque tronçon dépend de l'amplitude du champ magnétique qui est vue par ce tronçon. Dans le cas excentré, cette impédance est évaluée à partir d'une courbe d'impédance de référence et du champ magnétique calculé dans l'étape précédente. L'objectif est de comparer le résultat obtenu dans le cas centré et dans le cas excentré.

Cette démarche est présentée dans le cas général dans les sous-parties suivantes.

4.1.1.1. Calcul du champ en tout point de la boucle de mesure

Rappelons que le champ généré par le courant I_{mes} dans un fil infini est circonférentiel et vaut, à une distance d du fil, d'après le théorème d'Ampère :

$$H_{mes} = \frac{I_{mes}}{2\pi d} \quad (4.1)$$

Reprenons la situation de la Figure 4.1. L'objectif est de calculer le champ magnétique tangent à la boucle de mesure en tout point de celle-ci.

Dans le cas centré, le champ magnétique vu par la boucle de mesure de rayon r est constant en tout point et vaut :

$$H_{mes} = \frac{I_{mes}}{2\pi r} \quad (4.2)$$

Dans le cas excentré, le champ magnétique généré par le conducteur n'est pas tangent en tout point au contour de mesure. Notons P un point donné (quelconque) de ce contour. Les coordonnées de P dans le plan (x, y) et dans le repère polaire sont (r, θ) . En ce point P , l'angle entre la direction du champ généré par le conducteur excentré et la direction tangente au contour est noté α . La situation décrite est représentée sur la Figure 4.2.

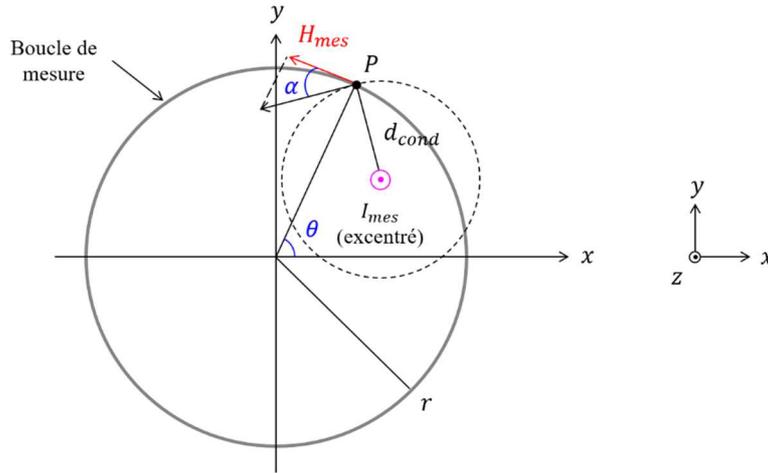


Figure 4.2 : Représentation de la composante tangentielle H_{mes} du champ magnétique généré par un conducteur excentré, mesurée en un point P quelconque du contour, de coordonnées polaires (r, θ) .

Par ailleurs, l'amplitude du champ H_{mes} en ce point dépend de la distance entre le conducteur et P . Cette distance, notée d_{cond} , dépend des coordonnées du centre C_{cond} et des grandeurs r et θ qui définissent la position du point P .

Dans le cas excentré, à r donné, la composante tangentielle du champ créé par le conducteur dépend des grandeurs x_{cond} , y_{cond} et θ et vaut :

$$H_{mes}(x_{cond}, y_{cond}, \theta) = \frac{I_{mes}}{2\pi d_{cond}(x_{cond}, y_{cond}, \theta)} \cdot \cos \alpha \quad (4.3)$$

Cette expression (4.3) est valable quelle que soit la position du point P sur le contour, et la position initiale du conducteur à l'intérieur de la boucle.

La distance $d_{cond}(x_{cond}, y_{cond}, \theta)$ s'exprime facilement en fonction des coordonnées de C_{cond} , (x_{cond}, y_{cond}) , et des coordonnées du point P dans le repère cartésien :

$$d_{cond}(x_{cond}, y_{cond}, \theta) = \sqrt{(r \cos \theta - x_{cond})^2 + (r \sin \theta - y_{cond})^2} \quad (4.4)$$

Le calcul de $\cos \alpha$ est détaillé en Annexe 7. La quantité $\cos \alpha$ est donnée par l'expression :

$$\cos \alpha = \frac{x_{cond}^2 + y_{cond}^2 - r^2 - d_{cond}(x_{cond}, y_{cond}, \theta)^2}{-2 r d_{cond}(x_{cond}, y_{cond}, \theta)} \quad (4.5)$$

Ainsi, dans une situation donnée où les paramètres x_{cond}, y_{cond} et r sont connus, le champ $H_{mes}(x_{cond}, y_{cond}, \theta)$ peut être calculé quelle que soit la position du point P sur le contour définie par l'angle θ .

Remarquons que cette expression (4.3) est aussi valable dans le cas centré. Pour $(x_{cond}, y_{cond}) = (0, 0)$, $d_{cond} = r$ quel que soit θ , et $\cos \alpha = 1$, ce qui permet de retrouver l'expression (4.2).

La composante H_{mes} est représentée dans le cas centré et dans le cas excentré en fonction de l'angle θ dans la plage $[0, 2\pi]$ et pour les paramètres géométriques suivants : $I_{mes} = 1$ A, $r = 60$ mm, $x_{cond} = 40$ mm, $y_{cond} = 0$, sur la Figure 4.3.

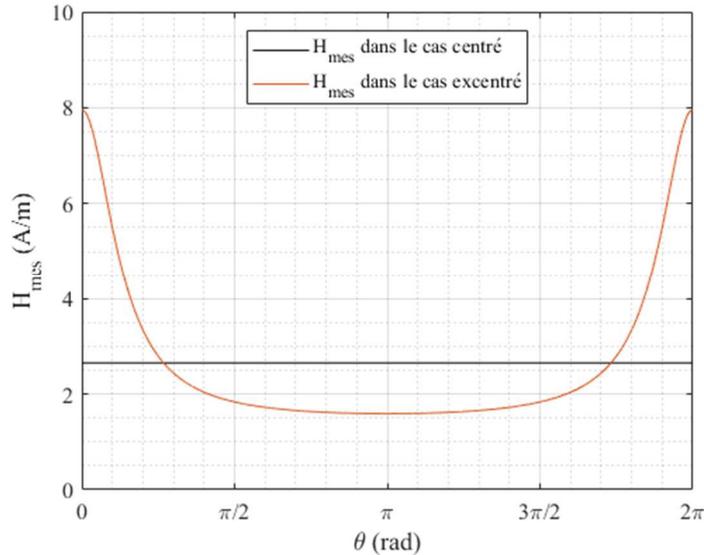


Figure 4.3 : Composante tangentielle à la boucle de mesure, H_{mes} , dans le cas centré et dans le cas excentré, en fonction de l'angle θ , pour les paramètres géométriques suivants : $I_{mes} = 1$ A, $r = 60$ mm, $x_{cond} = 40$ mm, $y_{cond} = 0$.

La suite de la démarche consiste à calculer l'intégrale de l'impédance le long du contour.

4.1.1.2. Calcul de l'intégrale de l'impédance sur le contour

La boucle de mesure définie auparavant peut être divisée en tronçons élémentaires de longueur dl . En un point donné P (quelconque) du contour, de coordonnées polaires (r, θ) , l'impédance dépend du champ $H_{mes}(\theta)$.

Notons $\underline{Z}(H_{mes}(\theta))$ l'impédance complexe en ce point P . Cette impédance $\underline{Z}(H_{mes}(\theta))$ est homogène à une impédance linéique dans l'expression (4.6). L'impédance totale du contour

est la somme (intégrale) de l'impédance des tronçons élémentaires. Notons $\underline{Z}_{contour}$ cette impédance, et $L_{contour}$ la longueur totale du contour. L'impédance $\underline{Z}_{contour}$ s'écrit :

$$\underline{Z}_{contour} = \int_0^{L_{contour}} \underline{Z}(H_{mes}(\theta)) \cdot dl = \int_0^{2\pi} \underline{Z}(H_{mes}(\theta)) \cdot R d\theta \quad (4.6)$$

L'impédance linéique $\underline{Z}(H_{mes}(\theta))$ se décompose en la somme d'une partie réelle, $R(H_{mes}(\theta))$, et d'une partie imaginaire, $X(H_{mes}(\theta))$, de telle sorte que : $\underline{Z}(H_{mes}(\theta)) = R(H_{mes}(\theta)) + j \cdot X(H_{mes}(\theta))$. L'impédance totale $\underline{Z}_{contour}$ s'écrit alors, à partir de l'expression (4.6) :

$$\underline{Z}_{contour} = \int_0^{2\pi} R(H_{mes}(\theta)) \cdot R d\theta + j \int_0^{2\pi} X(H_{mes}(\theta)) \cdot R d\theta \quad (4.7)$$

En pratique, ces intégrales se ramène à une somme finie si le contour est divisé en un nombre donné de tronçons, par exemple N .

Notons $\underline{Z}_i(H_{mes}(\theta))$ ($i \in [0, N]$) l'impédance d'un tronçon (de longueur $L_{contour}/N$). Cette impédance $\underline{Z}_i(H_{mes}(\theta))$ est homogène à une impédance linéique dans l'expression (4.8). Notons $R_i(H_{mes}(\theta))$ et $X_i(H_{mes}(\theta))$ les parties réelle et imaginaire de l'impédance $\underline{Z}_i(H_{mes}(\theta))$ sur ce tronçon. Chaque tronçon doit être suffisamment petit (N suffisamment grand) pour que le champ le long du tronçon soit considéré constant. L'impédance totale de la boucle, $\underline{Z}_{contour}$, s'écrit alors :

$$\underline{Z}_{contour} = \sum_{i=0}^N \underline{Z}_i(H_{mes}(\theta)) \cdot \frac{L_{contour}}{N} \quad (4.8)$$

Le module de l'impédance, $|\underline{Z}_{contour}|$, vaut donc :

- $\sqrt{\left(\int_0^{2\pi} R(H_{mes}(\theta)) \cdot R d\theta\right)^2 + \left(\int_0^{2\pi} X(H_{mes}(\theta)) \cdot R d\theta\right)^2}$ d'après l'expression (4.7),
- $\sqrt{\left(\sum_{i=0}^N R_i(H_{mes}(\theta)) \cdot \frac{L_{contour}}{N}\right)^2 + \left(\sum_{i=0}^N X_i(H_{mes}(\theta)) \cdot \frac{L_{contour}}{N}\right)^2}$ d'après l'expression (4.8).

Pour calculer l'impédance, il faut connaître $R(H_{mes}(\theta))$ et $X(H_{mes}(\theta))$ en tout point du contour. Ces grandeurs sont homogènes à des impédances linéiques. Elles peuvent être calculées à partir des courbes de référence pour le contour. Ces courbes de référence sont

notées $R_{11}(H_{mes})$ et $X_{11}(H_{mes})$ pour un contour de longueur $L_{contour}$ donnée. L'impédance complexe de référence du contour est notée $\underline{Z}_{11}(H_{mes})$.

Pour un angle θ donné, le champ $H_{mes}(\theta)$ vu en ce point est connu d'après l'expression (4.3). A partir de ce champ $H_{mes}(\theta)$, il est facile de calculer les parties réelle et imaginaire $R(H_{mes}(\theta))$ et $X(H_{mes}(\theta))$ en tout point du contour qui sont l'image de ce champ par les courbes de référence. Ces courbes de référence sont ramenées à des impédances linéiques en divisant par la longueur du contour.

Les expressions de $R(H_{mes}(\theta))$ et $X(H_{mes}(\theta))$ en tout point du contour sont donc :

- $R(H_{mes}(\theta)) = R_{11}(H_{mes}(\theta))/L_{contour}$
- $X(H_{mes}(\theta)) = X_{11}(H_{mes}(\theta))/L_{contour}$.

Dans le cas de l'expression (4.8), chaque tronçon i de longueur $L_{contour}/N$ correspond à un angle

$\theta = \frac{2\pi}{N}i$, et l'impédance totale $\underline{Z}_{contour}$ se réécrit :

$$\underline{Z}_{contour} = \sum_{i=0}^N \frac{\underline{Z}_{11}\left(H_{mes}\left(\theta = \frac{2\pi}{N}i\right)\right)}{L_{contour}} \cdot \frac{L_{contour}}{N} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \underline{Z}_{11}\left(H_{mes}\left(\theta = \frac{2\pi}{N}i\right)\right) \quad (4.9)$$

Dans le cas centré, pour un courant I_{mes} donné, le champ $H_{mes}(\theta)$ est constant quel que soit θ . L'expression (4.8) permet de retrouver l'expression de la courbe de référence : $\underline{Z}_{contour} = \underline{Z}_{11}(H_{mes})$, où $H_{mes} = I_{mes}/(2\pi r)$. L'expression (4.8) permet également de calculer l'impédance totale $\underline{Z}_{contour}$ dans le cas d'un conducteur excentré.

L'objectif est de comparer le résultat obtenu dans le cas centré et dans le cas excentré, afin d'estimer la variation due à l'excentration sur la valeur de l'impédance $\underline{Z}_{contour}$ en fonction du champ H_{mes} pour un courant I_{mes} donné. Cette démarche est appliquée dans la partie suivante. Les résultats obtenus par le calcul sont également comparés à des résultats obtenus de manière expérimentale.

4.1.2. Comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux

L'élément sensible utilisé est un échantillon de fil amorphe de longueur 37.7 cm. Cet échantillon est placé sur un support circulaire de rayon $r = 6$ cm. Le prototype expérimental utilisé est présenté sur la Figure 4.4.

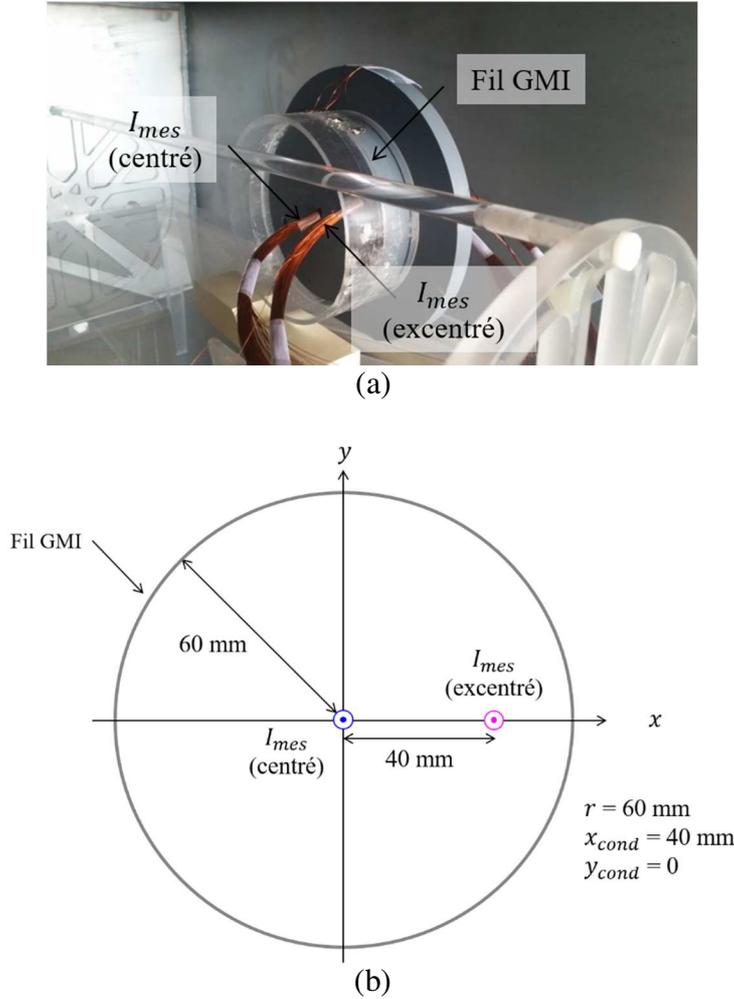


Figure 4.4 : (a) Photo du prototype utilisé (b) Représentation des dimensions géométriques du prototype

Le support utilisé permet de faire circuler un courant I_{mes} dans un conducteur centré $((x_{cond}, y_{cond}) = (0,0))$ et dans un conducteur excentré. Dans le cas d'un conducteur excentré, les paramètres géométriques choisis sont $x_{cond} = 40$ mm, $y_{cond} = 0$.

Le dispositif expérimental permet de faire circuler un courant I_{mes} effectif jusque 225 A (150 spires dans lesquelles circule un courant de 1.5 A). Le champ magnétique correspondant maximal dans le cas centré est $H_{mes} = 225/(2\pi r) \approx 600$ A/m. La tension aux bornes du fil, V_{fil} , image du module de \underline{Z}_{11} , est mesurée avec un étage de détection synchrone (Zurich Instruments HF2LI).

Le résultat de la mesure des parties réelle et imaginaire de la tension aux bornes du fil, $Re(V_{fil}(H_{mes}))$ et $Im(V_{fil}(H_{mes}))$, est représenté sur la Figure 4.5 (en noir). Les paramètres d'excitation du fil amorphe sont $i_{ac} = 5$ mA, $f_{exc} = 1$ MHz, et $I_{dc} = 0$ mA.

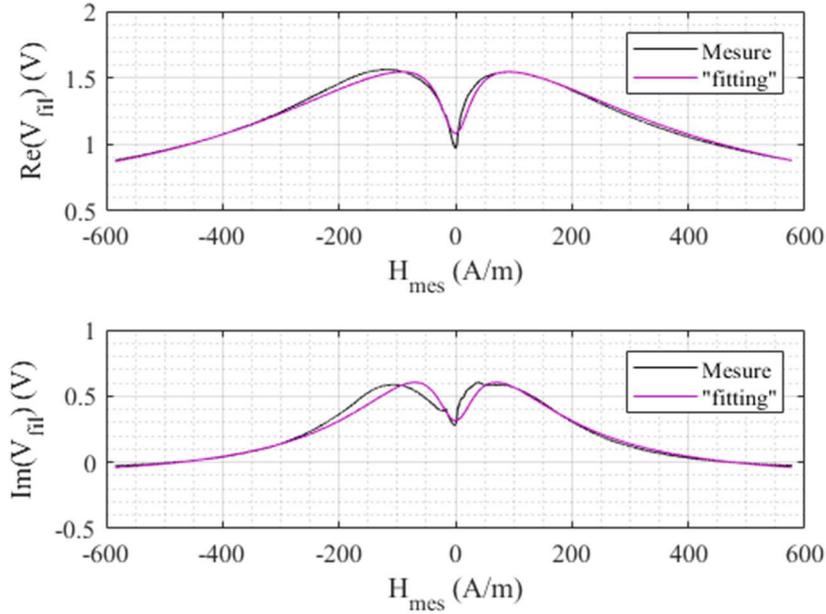


Figure 4.5 : En noir, résultat de la mesure de $Re(V_{fil}(H_{mes}))$ et $Im(V_{fil}(H_{mes}))$ pour l'échantillon utilisé, de longueur 37.7 cm, excité par un courant alternatif i_{ac} d'amplitude 5 mA, de fréquence $f_{exc} = 1$ MHz, sans courant continu ($I_{dc} = 0$ mA). En violet, résultat du « fitting ».

Les données expérimentales sont relevées avec un nombre de points fini qui dépend de la méthode d'acquisition. Afin de pouvoir contrôler et éventuellement raffiner l'échantillonnage numérique des données obtenues de manière expérimentale, ces courbes ont été approchées par un « fitting », représenté en violet sur la Figure 4.5. L'expression analytique $y(x)$ qui a été utilisée pour cette interpolation est : $y(x) = a_y x / (b_y x^2 + c_y) - d_y x / (e_y x^2 + f_y) + g_y$. Les paramètres $a_y, b_y, c_y, d_y, e_y, f_y, g_y$ pour $Re(V_{fil})$ sont : $a_y = 3.61, b_y = 2.16e-5, c_y = 3.17, d_y = 1.26, e_y = 0.002, f_y = 2.13, g_y = 0.53$; pour $Im(V_{fil})$: $a_y = 0.002, b_y = 5.4e-8, c_y = 0.002, d_y = 1.69, e_y = 0.002, f_y = 3.02, g_y = -0.13$. Les expressions analytiques associées aux paramètres $a_y, b_y, c_y, d_y, e_y, f_y, g_y$ obtenus grâce au « fitting » constituent les courbes de référence de l'échantillon utilisé.

Les tensions V_{fil} (proportionnelles à $|Z_{contour}|$) calculées à partir de ces courbes de référence et des expressions (4.8) et (4.3) dans le cas d'un conducteur centré (en marron) et dans le cas d'un conducteur excentré (en bleu) sont représentées en fonction du courant I_{mes} entre -70 A et 70 A sur la Figure 4.6.

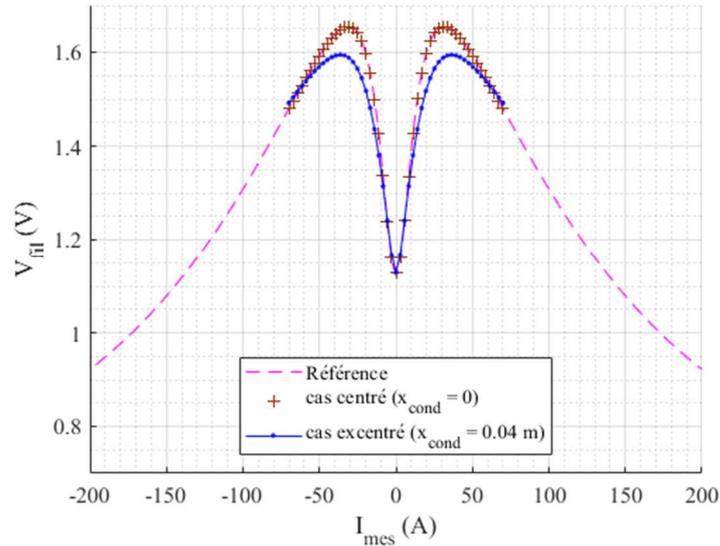


Figure 4.6 : Tension V_{fil} calculée dans le cas d'un conducteur centré ($x_{cond} = 0$) et dans le cas d'un conducteur excentré ($x_{cond} = 0.04$ m).

La courbe de référence est reportée sur la Figure 4.6 en pointillés entre -260 A et 260 A. Dans le cas d'un conducteur centré, la tension V_{fil} calculée est identique à la courbe de référence. Dans le cas d'un conducteur excentré ($x_{cond} = 0.04$ m), la tension V_{fil} calculée à un courant I_{mes} donné est globalement légèrement inférieure à ce qui est obtenu dans le cas centré, pour le même courant.

Les tensions V_{fil} obtenues à partir des mesures effectuées avec le dispositif expérimental sont représentées dans le cas centré et dans le cas excentré, en fonction du courant I_{mes} sur la Figure 4.7.

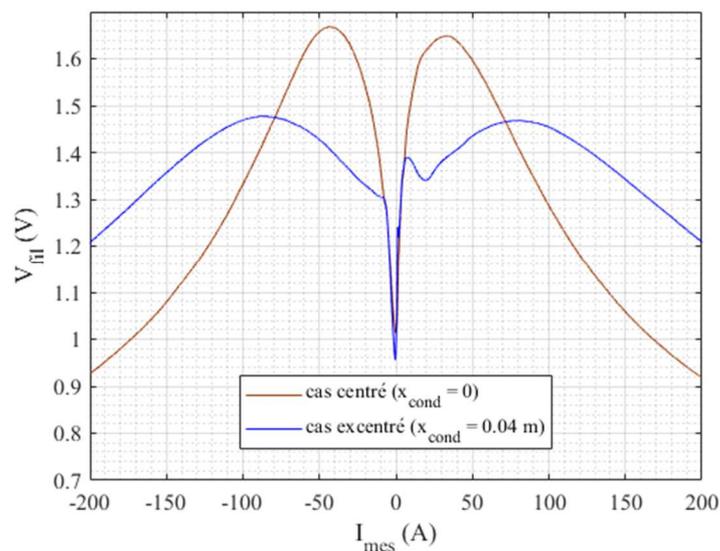


Figure 4.7 : Mesures expérimentales pour la tension V_{fil} dans le cas d'un conducteur centré ($x_{cond} = 0$) et dans le cas d'un conducteur excentré ($x_{cond} = 0.04$ m).

La tendance observée sur ces mesures est globalement la même que dans la Figure 4.6, dans le cas d'un conducteur excentré. Le calcul prédit une tendance générale qui est assez fidèle au niveau des champs faibles. Au niveau des « pics » de l'impédance, la tendance générale est la bonne mais l'écart entre les cas centré et excentré est beaucoup plus grand de manière expérimentale qu'avec le calcul.

Il est visible, tant de façon expérimentale qu'avec les calculs théoriques, que l'excentration a un impact non négligeable sur la mesure. A un courant I_{mes} donné, la valeur de l'impédance totale $Z_{contour}$ n'est pas la même pour un conducteur centré et pour un conducteur excentré. Cette différence est à l'origine d'erreurs de mesure, car le capteur est généralement calibré pour fonctionner dans le cas centré.

La différence observée entre la réponse théorique et la réponse expérimentale peut être expliquée par l'action du champ magnétique environnant (principalement, le champ magnétique terrestre) sur l'échantillon. En effet, ce paramètre n'est pas pris en compte dans le calcul effectué, alors que l'environnement de mesure n'est pas parfaitement blindé.

L'effet d'un champ magnétique environnant est intégré dans le calcul dans la partie suivante.

4.2. Effet d'une perturbation par le champ magnétique terrestre

Le champ magnétique environnant considéré est le champ magnétique terrestre. Ce champ a une composante horizontale et une composante verticale, dont l'amplitude peut être estimée à respectivement 40 A/m et 20 A/m [87].

Notons H_{ter} le champ magnétique terrestre. La boucle de mesure autour du conducteur dans lequel circule le courant à mesurer I_{mes} est représentée sur la Figure 4.8, ainsi que les composantes suivant l'axe x et l'axe y du champ magnétique terrestre H_{ter} , notées H_{x-ter} et H_{y-ter} . Le repère (x, y, z) considéré est le même que dans les figures précédentes.

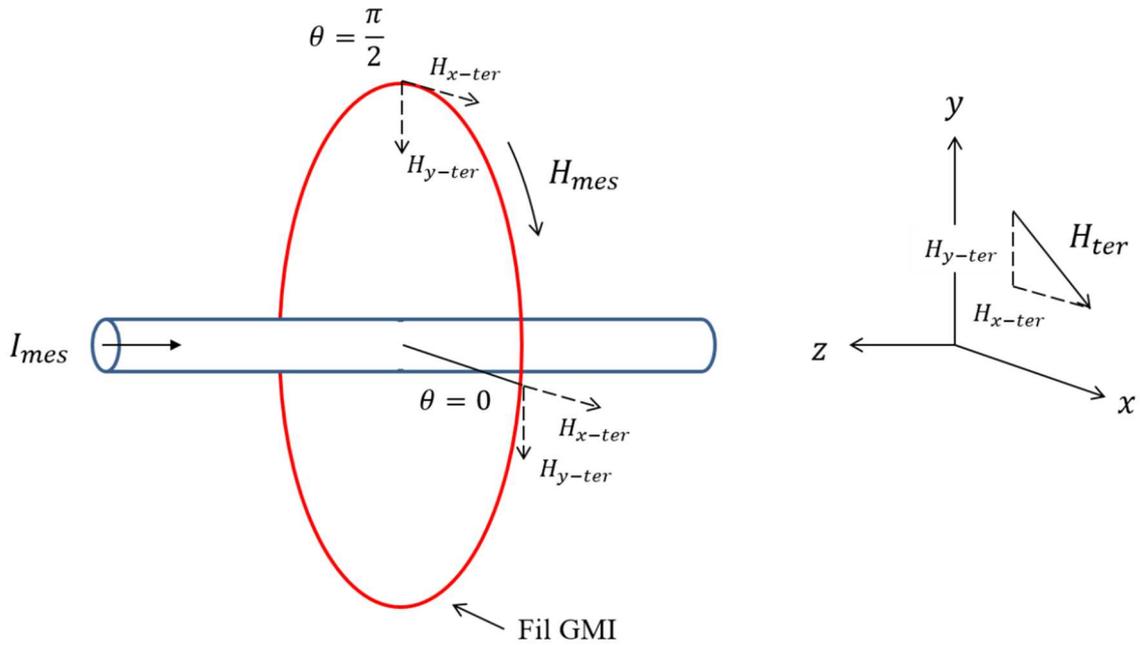


Figure 4.8 : Schéma de la boucle de mesure et du conducteur dans lequel circule le courant à mesurer, avec le champ magnétique terrestre.

Le champ magnétique terrestre est une grandeur que l'on peut considérer uniforme dans notre espace de travail, ce qui signifie que sa valeur, sa direction et son sens sont considérés constants en tout point de cet espace.

Dans l'exemple représenté sur la Figure 4.8, la direction de ce champ est comprise dans le plan (x, y) .

Dans l'exemple représenté, la boucle de mesure avec le fil GMI est également placée dans le plan (x, y) . Les projections des composantes suivant x et suivant y du champ terrestre sur le contour sont représentées en fonction de l'angle θ sur la Figure 4.9.

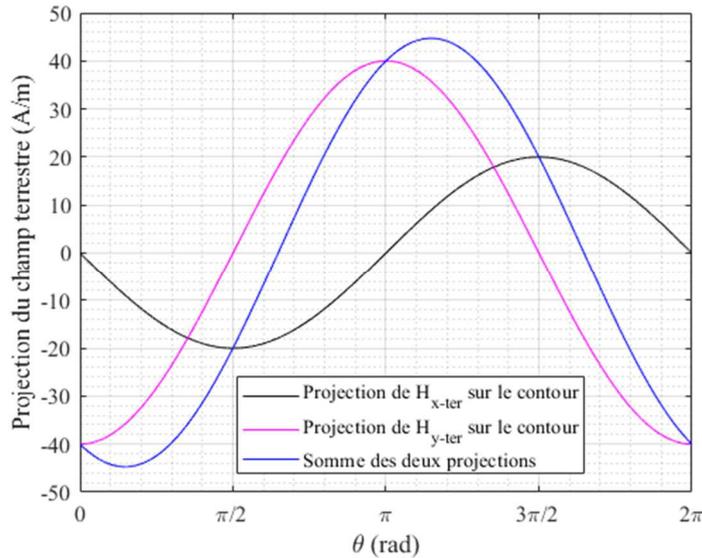


Figure 4.9 : Projections sur le contour des composantes suivant x et y du champ terrestre, H_{x-ter} et H_{y-ter} , en fonction de l'angle θ

La position $\theta = 0$ est indiquée sur le schéma de la Figure 4.8. L'angle θ est parcouru dans le sens trigonométrique. Cet angle est le même que celui utilisé dans les paragraphes précédents.

Le cas représenté sur les Figure 4.8, Figure 4.9 correspond au « pire » des cas étant donné que le fil GMI est placé dans le plan (x, y) du champ magnétique terrestre. En changeant de configuration, par exemple en plaçant le courant I_{mes} selon x , et la boucle de mesure dans le plan (y, z) , seule la composante verticale du champ terrestre a une projection non nulle le long du contour. Dans cette autre configuration, le champ terrestre a donc moins d'effet sur le fil, puisqu'une seule des deux composantes a une projection non nulle.

L'effet du champ magnétique terrestre est intégré dans le calcul précédent en ajoutant au champ mesuré, H_{mes} , calculé avec l'expression (4.3), la somme des projections du champ terrestre le long du contour.

Ce calcul a été effectué pour la situation décrite dans le cas précédent (paragraphe 4.1.2). La projection de la composante du champ terrestre suivant x a été jugée nulle, étant donné que le prototype était placé perpendiculairement à la composante horizontale du champ magnétique terrestre. L'amplitude de la composante verticale a été fixée à 40 A/m.

Les tensions V_{fil} obtenues avec un champ environnant dans ces conditions pour un conducteur centré et pour un conducteur excentré sont représentées, en fonction du courant I_{mes} , sur la Figure 4.10.

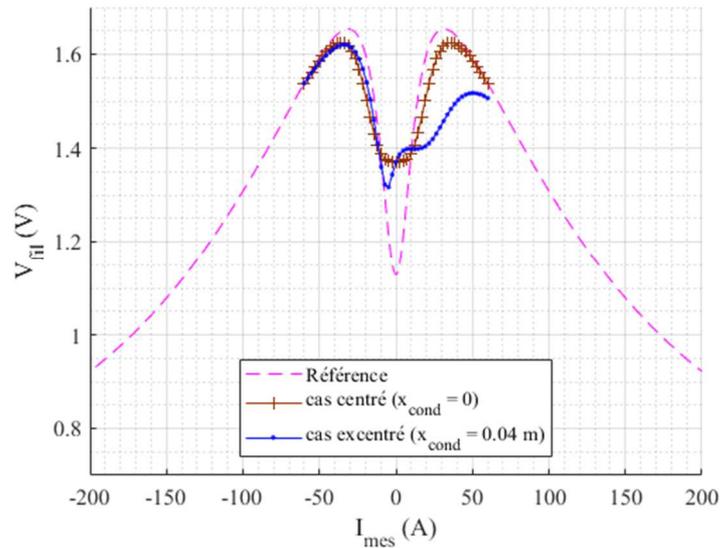


Figure 4.10 : Tension V_{fil} calculée dans le cas d'un conducteur centré ($x_{cond} = 0$) et dans le cas d'un conducteur excentré ($x_{cond} = 0.04$ m), avec l'effet du champ magnétique terrestre, qui prend les valeurs : $H_{x-ter} = 0$ et $H_{y-ter} = 40$ A/m.

Les résultats obtenus permettent d'approcher un peu mieux la tendance des résultats de la Figure 4.7. Pour affiner le calcul, la connaissance complète des champs environnant le dispositif est nécessaire.

Il faut aussi remarquer que le champ terrestre a un effet considérable sur la courbe de l'impédance. L'amplitude de la variation pour les champs faibles est réduite en présence de ce champ. Des déformations de la courbe peuvent aussi apparaître, comme c'est le cas sur la Figure 4.10.

En pratique, il est difficile de garantir qu'aucune des composantes du champ magnétique terrestre n'a une projection non nulle le long du contour. Cela est dû à la forme circulaire de notre dispositif de mesure. Il est donc primordial de limiter l'effet de ce champ sur le capteur.

L'élément sensible peut également être soumis à la perturbation magnétique occasionnée par un conducteur proche.

4.3. Effet d'une perturbation par un conducteur proche

La situation étudiée est représentée sur la Figure 4.11. Le conducteur avec le courant I_{mes} est centré. Un conducteur perturbateur, dans lequel circule un courant I_{pert} d'amplitude 10 A, est rajouté.

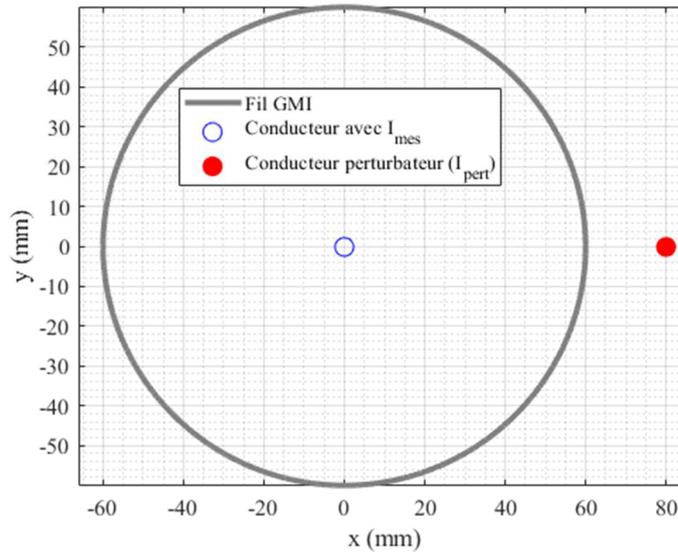


Figure 4.11 : Boucle de mesure (fil GMI) autour d'un conducteur dans lequel circule I_{mes} , avec un conducteur perturbateur placé en $x = 80$ mm

La tension V_{fil} calculée dans le cas de la Figure 4.11 est représentée en fonction du courant mesuré, I_{mes} , sur la Figure 4.12.

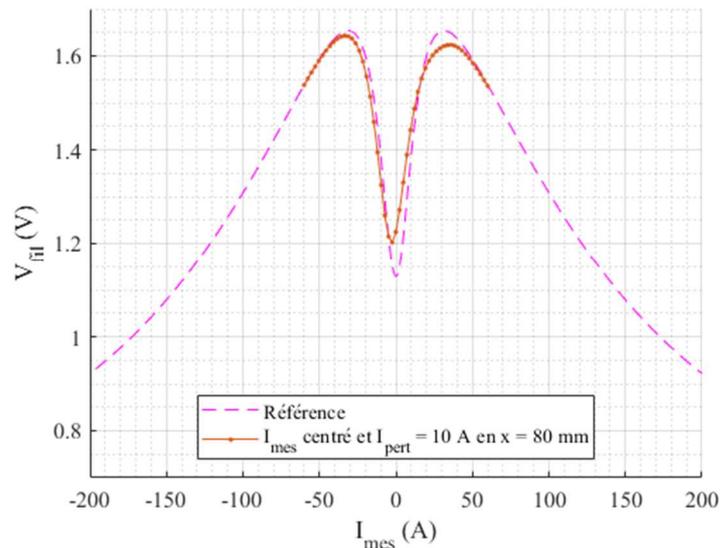


Figure 4.12 : Tension V_{fil} calculée dans le cas d'un conducteur centré ($x_{cond} = 0$), avec un conducteur perturbateur dans lequel circule le courant I_{pert} d'amplitude 10 A, placé en $x = 80$ mm

Ce résultat montre ce qu'il est possible d'obtenir dans le cas d'une telle perturbation.

La tension V_{fil} est recalculée dans le cas où le courant mesuré, I_{mes} , circule dans un conducteur excentré ($x_{cond} = 40$ mm), avec la même perturbation (conducteur dans lequel circule le courant I_{pert} d'amplitude 10 A placé en $x = 80$ mm), sur la Figure 4.13.

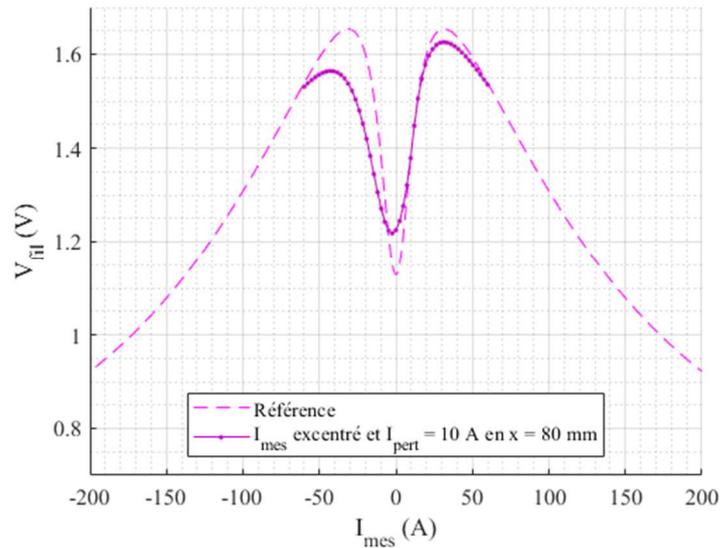


Figure 4.13 : Tension V_{fil} calculée dans le cas d'un conducteur excentré ($x_{cond} = 40$ mm), avec un conducteur perturbateur dans lequel circule le courant I_{pert} d'amplitude 10 A, placé en $x = 80$ mm

La projection du champ (somme du champ généré par le courant I_{mes} et le conducteur perturbateur) est représentée dans les deux cas précédents sur la Figure 4.14, dans le cas où le courant I_{mes} vaut 60 A.

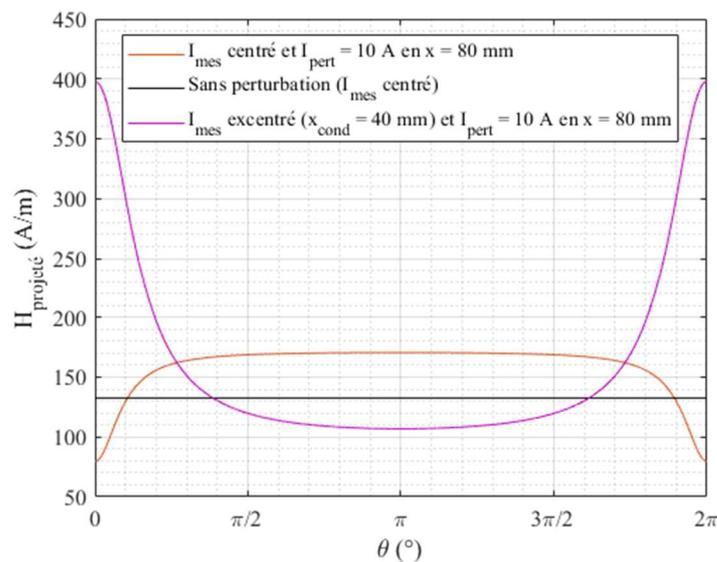


Figure 4.14 : Projection du champ (somme du champ généré par le courant I_{mes} et le conducteur perturbateur) le long du contour dans le cas où le courant I_{mes} vaut 50 A.

Ces résultats illustrent l'effet d'un conducteur perturbateur sur la mesure. Comme dans les cas précédents, cette situation est à l'origine d'erreurs de mesure.

4.4. Utilisation d'un circuit magnétique

Dans le cas centré, sans perturbation magnétique, le champ généré par un conducteur le long du fil GMI est constant. L'effet des sollicitations magnétiques parasites (effet de l'excentration, d'un champ environnant uniforme, d'un conducteur proche) se traduit par des variations du champ autour de cette valeur de référence.

Les variations du champ le long du contour peuvent être « moyennées » en utilisant un circuit magnétique de perméabilité élevée. En effet, comme dans le cas des circuits de blindage [15], le chemin magnétique offert par ce circuit a une réluctance très faible (si sa perméabilité est élevée), ce qui permet de canaliser les perturbations en son sein.

Le champ au sein du circuit magnétique ainsi défini équivaut à la moyenne des sollicitations magnétiques appliquées. En vertu du principe de conservation de la composante tangentielle du champ magnétique à travers une surface (dans laquelle ne circule aucun courant), le champ à l'intérieur du circuit est le même que le champ à la surface du circuit.

L'idée générale est donc de placer le fil GMI à la surface d'un tel circuit « canal de flux » afin de « lisser » les variations du champ magnétique le long de la boucle de mesure.

L'effet d'un circuit magnétique est étudié avec un logiciel de simulation par éléments finis (Altair Flux). D'un point de vue pratique, plusieurs tests avec des solutions de blindage expérimentales sont présentés.

4.4.1. Simulation avec un logiciel utilisant la méthode des éléments finis

Le schéma de la géométrie simulée est représenté sur la Figure 4.15.

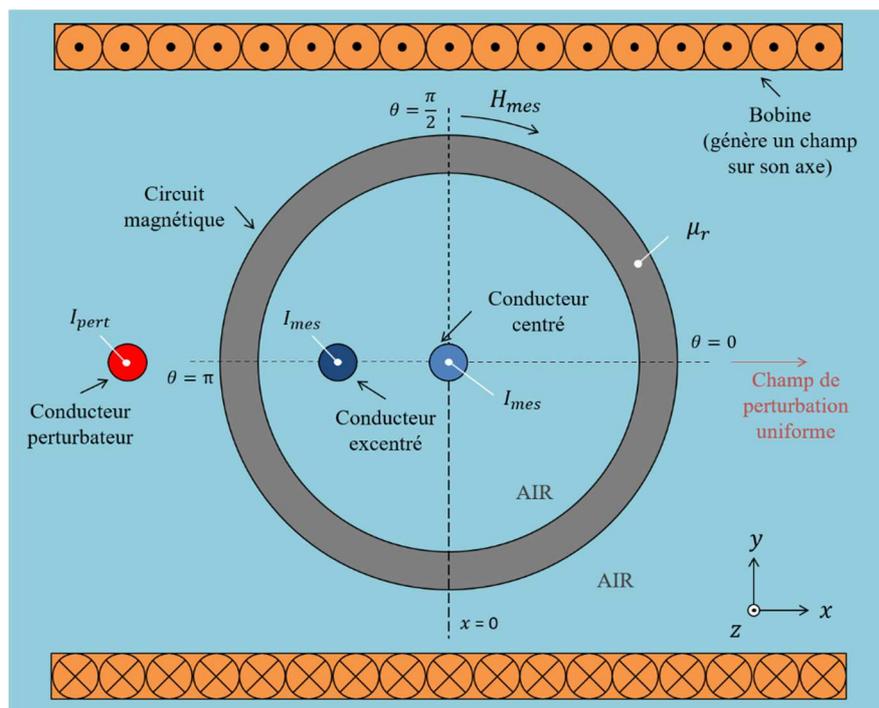


Figure 4.15 : Schéma de la géométrie simulée avec le logiciel Altair Flux. Les dimensions représentées sur ce schéma ne sont pas à l'échelle de la simulation.

Les paramètres de simulation choisis sont proches des dimensions géométriques et ordres de grandeur qui ont été étudiés précédemment. Rayon interne du circuit magnétique : 56 mm, Rayon externe du circuit magnétique : 59 mm, Section des conducteurs : 0.1 mm², Densité de courant dans les conducteurs : 13 A/mm² (courant dans les conducteurs : 1.3 A), Position du conducteur excentré : $x_{cond} = -30$ mm, Position du conducteur perturbateur : -90 mm, Nombre de spires dans la bobine extérieure qui génère un champ sur l'axe x : 5, Courant dans les spires : 15 A, Champ généré sur l'axe : 40 A/m.

L'objectif est de tester plusieurs types de matériau magnétique. Les deux matériaux choisis sont le mu-métal (la référence du matériau dans le logiciel est FLU_MU_METAL, de perméabilité relative à l'origine 120000, et d'aimantation à saturation 0.67 T) et un matériau linéaire (sans saturation) défini par l'utilisateur, de perméabilité relative égale à 1000.

Le fil GMI peut a priori être positionné sur la surface interne ou sur la surface externe du circuit magnétique. L'objectif est également d'évaluer l'influence du placement du fil sur l'immunité aux perturbations magnétiques appliquées.

Trois types de perturbations magnétiques sont étudiées :

- l'excentration du conducteur dans lequel circule le courant I_{mes} ,
- la perturbation par un conducteur proche,
- la perturbation par un champ magnétique uniforme dans la direction de l'axe x .

Pour étudier l'effet de ces perturbations, l'allure de la composante tangentielle du champ est tracée le long du circuit magnétique, en suivant quatre chemins qui correspondent aux possibilités de placement du fil GMI :

- chemin à l'extérieur du circuit situé une distance de 1 mm de la surface,
- chemin à l'extérieur du circuit positionné sur la surface,
- chemin à l'intérieur du circuit positionné sur la surface,
- chemin à l'intérieur du circuit situé une distance de 1 mm de la surface.

Ces chemins sont représentés sur la Figure 4.16, sur une portion de circuit magnétique.

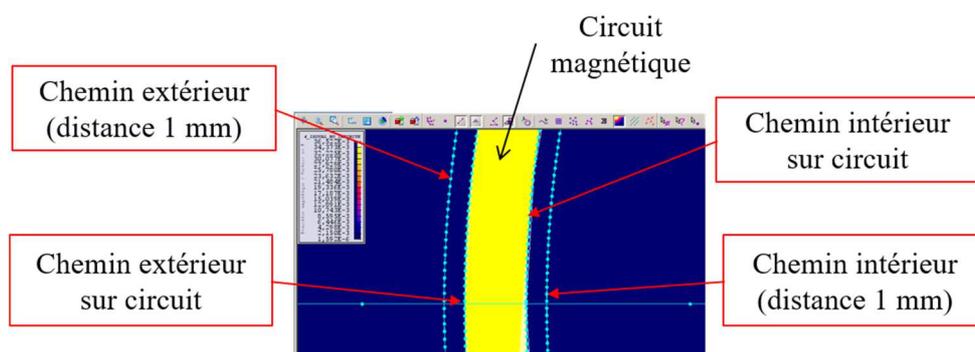


Figure 4.16 : Capture d'écran sur le logiciel avec les quatre chemins considérés identifiés sur une portion de circuit magnétique.

Le premier cas étudié est celui du conducteur excentré à l'intérieur de la boucle de mesure.

4.4.1.1. Cas du conducteur excentré à l'intérieur de la boucle de mesure

La composante tangentielle du champ généré par le conducteur excentré le long des quatre chemins est représentée en fonction de l'angle θ sur la Figure 4.17. La position $\theta = 0$ est indiquée sur la Figure 4.15. Les autres types de perturbations sont nuls.

La variation est plus importante dans l'air, le mu-métal semble être le matériau le plus adapté (plus faible variation avec la perturbation).

4.4.1.2. Cas de la perturbation par un champ magnétique uniforme dans la direction de l'axe x

La composante tangentielle du champ (somme du champ généré par le conducteur centré et du champ généré par la bobine externe) le long des quatre chemins est représentée en fonction de l'angle θ sur la Figure 4.18. La position $\theta = 0$ est indiquée sur la Figure 4.15. Les autres types de perturbations sont nuls.

De la même manière que précédemment, l'utilisation d'un circuit mu-métal fait baisser l'amplitude de la variation du champ le long des contours.

4.4.1.3. Cas de la perturbation par un conducteur proche

La composante tangentielle du champ (somme du champ généré par le conducteur centré et par le conducteur proche) le long des quatre chemins est représentée en fonction de l'angle θ sur la Figure 4.19. La position $\theta = 0$ est indiquée sur la Figure 4.15. Les autres types de perturbations sont nuls.

Les résultats de la Figure 4.19 confirment que la variation la plus faible du champ est relevée avec un circuit mu-métal.

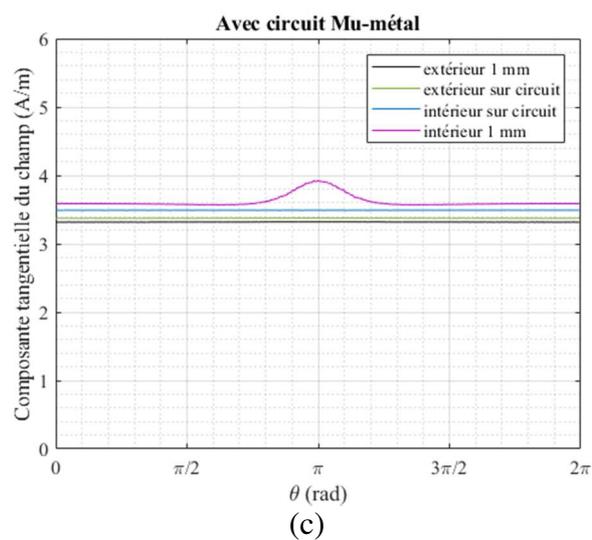
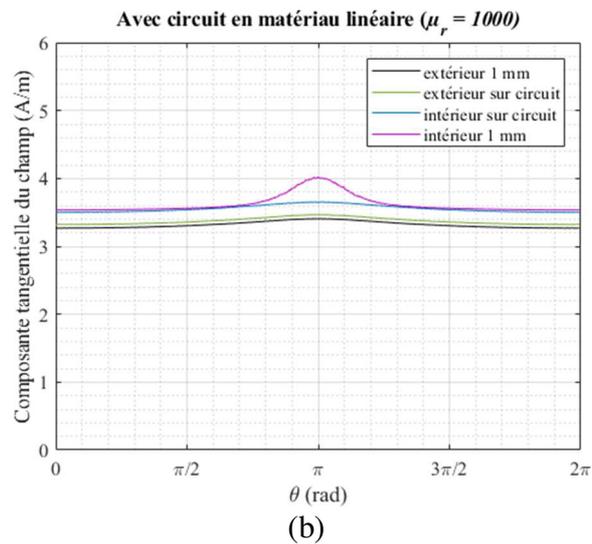
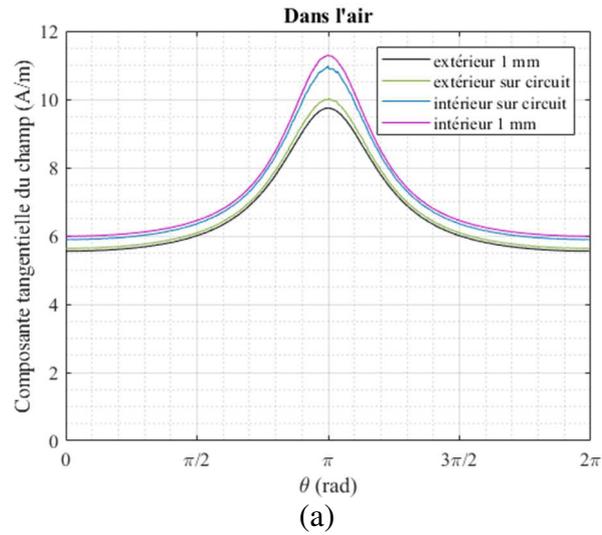
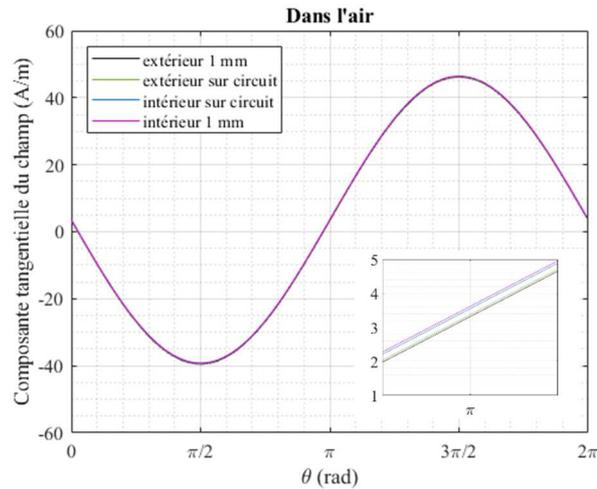
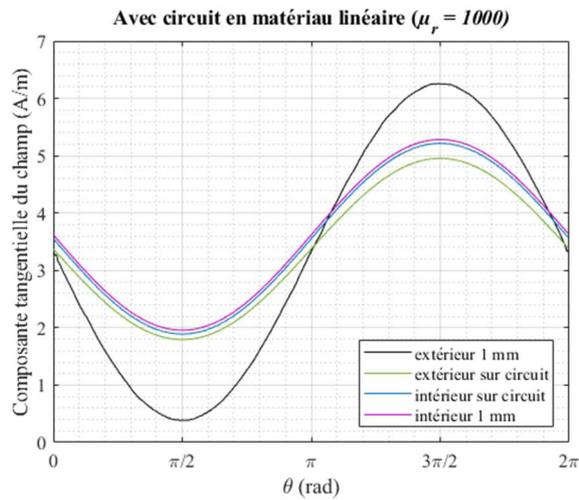


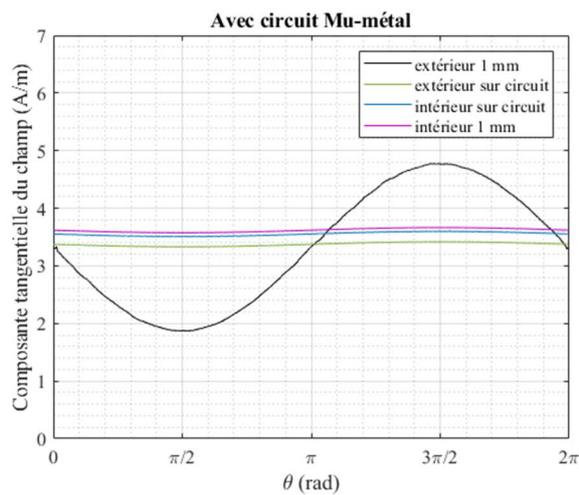
Figure 4.17 : Composante tangentielle du champ généré par le conducteur excentré le long des quatre en fonction de l'angle θ (a) dans l'air (b) avec le circuit en matériau linéaire de perméabilité relative $\mu_r = 1000$ (c) avec le circuit mu-métal.



(a)



(b)



(c)

Figure 4.18 : Composante tangentielle du champ (somme du champ généré par le conducteur centré et du champ généré par la bobine externe) en fonction de l'angle θ (a) dans l'air, avec un zoom dans la plage $\left[\pi - \frac{\pi}{100}, \pi + \frac{\pi}{100}\right]$ (b) avec le circuit en matériau linéaire de perméabilité relative $\mu_r = 1000$ (c) avec le circuit mu-métal.

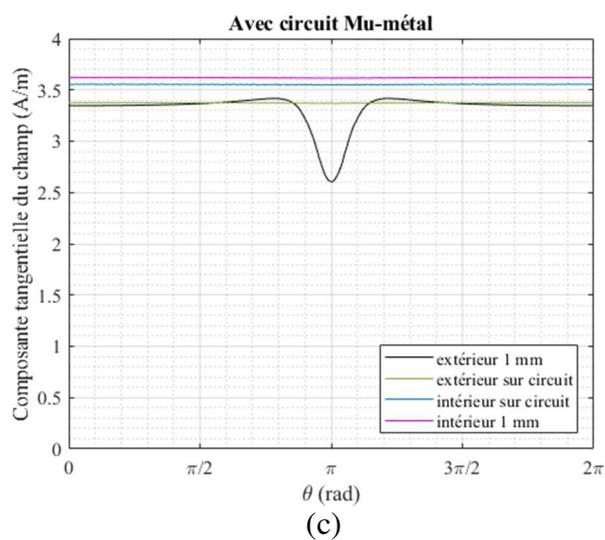
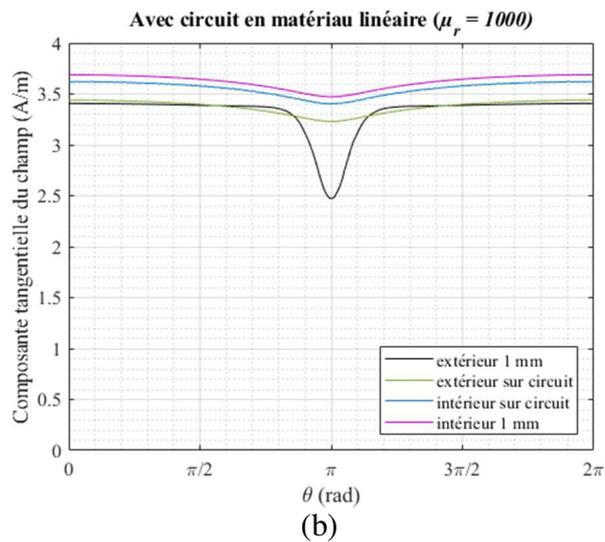
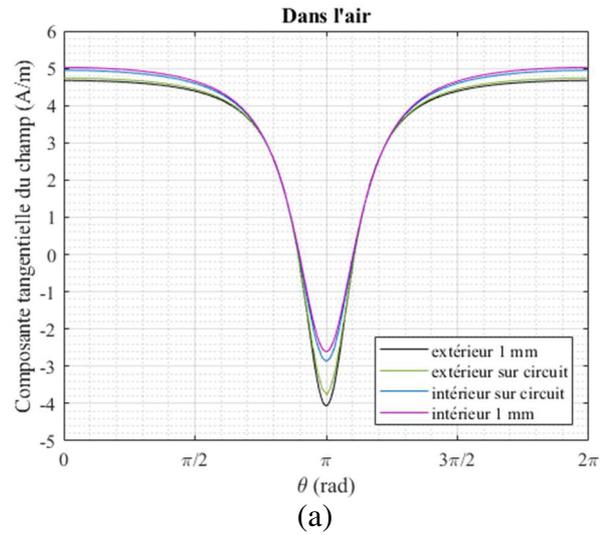


Figure 4.19 : Composante tangentielle du champ (somme du champ généré par le conducteur centré et par le conducteur proche) en fonction de l'angle θ (a) dans l'air (b) avec le circuit en matériau linéaire de perméabilité relative $\mu_r = 1000$ (c) avec le circuit mu-métal.

4.4.1.4. Conclusion

L'utilisation d'un circuit magnétique avec une perméabilité élevée permet de réduire les variations du champ « vu » par la boucle de mesure (fil GMI). Les performances de ces matériaux peuvent être limitées par la saturation du matériau magnétique.

Le circuit magnétique doit donc respecter deux critères :

- Ne pas saturer dans la gamme de champs imposée par les perturbations magnétiques
- Garantir une variation de champ la plus faible possible le long du contour

Par ailleurs, les variations observées sont plus faibles quand le chemin choisi est situé du côté « opposé » à la perturbation, par exemple, dans le cas d'une perturbation par un champ magnétique uniforme, les variations observées sont plus faibles sur les chemins « intérieurs » que sur les chemins « extérieurs ».

En théorie, le placement du fil GMI à la surface du circuit magnétique, que ce soit à l'intérieur ou à l'extérieur, est équivalente. En pratique, il peut être difficile de placer le fil GMI exactement à la surface du matériau magnétique. Un écart important et significatif existe entre les résultats obtenus pour un chemin « intérieur » ou « extérieur » et le même chemin situé à une distance de 1 mm, surtout quand ce chemin est positionné du « côté » de la perturbation magnétique. Le chemin à 1 mm de distance du circuit magnétique ne permet pas de profiter aussi bien de l'effet de moyennage du circuit que le chemin à la surface du circuit.

Cependant, il est plus que probable que dans la pratique le placement du fil ne soit pas parfait, et qu'un écart entre le fil et le chemin « idéal » à la surface du circuit existe. Cela remet quelque peu en cause le principe de placement du fil à la surface du matériau magnétique, étant donné qu'il n'est probablement pas possible pratiquement et que l'erreur observée dans ce cas est grande.

La solution la plus simple et la plus sûre consiste donc à toujours séparer le fil GMI de la perturbation magnétique par une épaisseur de circuit. Cette solution se rapproche donc plus d'un blindage que d'une « canalisation de flux » comme cela a pu être présenté au début de cette partie.

En outre, comme les perturbations magnétiques peuvent généralement coexister et donc se trouver de « tous les côtés » du fil, en conclusion, la solution la plus certaine consiste à placer le fil GMI entre deux épaisseurs de circuit. Cette mention de deux épaisseurs de circuit correspond à un raisonnement en deux dimensions. Dans un raisonnement à trois dimensions, « tous les côtés » du fil doivent être protégés, ce qui revient à placer le fil dans une « boîte », ou plus généralement, une enceinte magnétique.

4.4.2. Tests de différentes solutions de circuit magnétique

Plusieurs types de circuits magnétiques sont testés de manière expérimentale sur les bases des prévisions et des règles établis par les simulations.

4.4.2.1. Empilement de tôles fines en matériau amorphe

Le fil GMI est placé sur un empilement de tôles fines (d'épaisseur $23\ \mu\text{m}$) en alliage amorphe METGLAS® 2605SA1. Ce type de tôles est utilisé dans les circuits de transformateurs pour l'électronique de puissance. Le circuit est présenté sur la Figure 4.20.

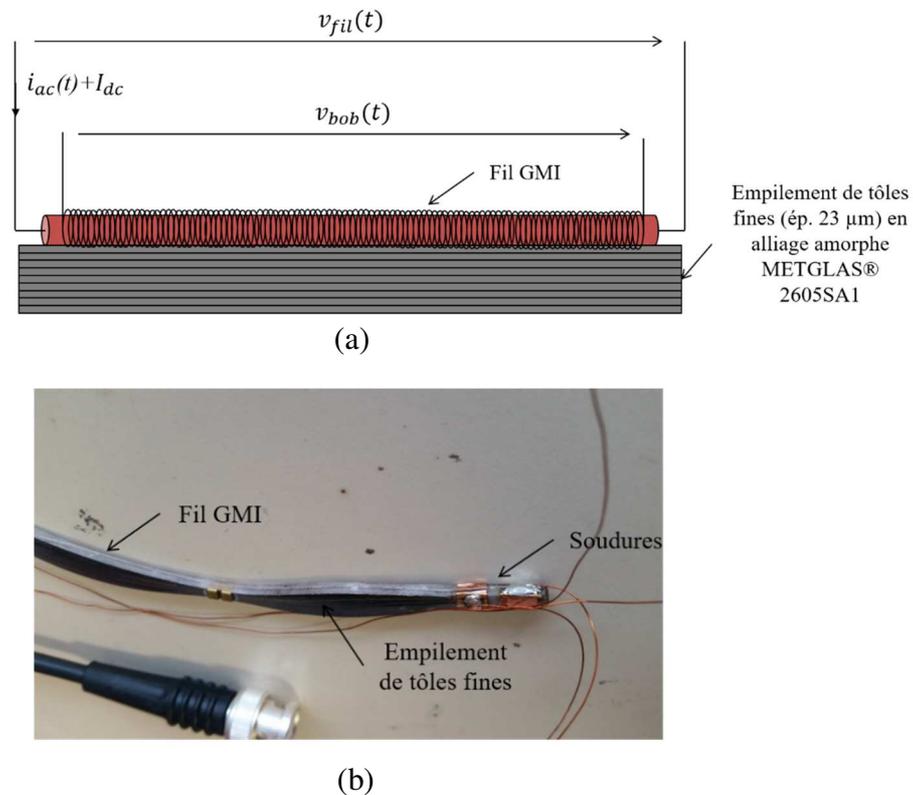


Figure 4.20 : (a) Schéma du montage avec empilement de tôles (b) Photo du fil GMI placé sur un empilement de tôles fines en matériau amorphe.

L'induction à saturation du matériau est de $1.56\ \text{T}$. La perméabilité relative pour un échantillon non recuit est de 45000 [108]. L'épaisseur totale de l'empilement est de quelques mm. Le fil GMI peut être placé d'un côté ou de l'autre de ce circuit.

Pour évaluer l'efficacité de cette stratégie de blindage dans un environnement réel, le montage de la Figure 4.20 est réalisé avec un échantillon de fil amorphe de longueur $50\ \text{cm}$ environ (diamètre de la boucle de mesure : $15\ \text{cm}$).

L'association du fil GMI et du circuit magnétique est enfilée dans une gaine en plastique. Cette gaine est placée autour d'un conducteur qui génère un champ H_{mes} . L'amplitude de la tension aux bornes du fil, V_{fil} , et l'amplitude de la tension aux bornes de la bobine de détection, V_{bob} , sont mesurées avec un étage de détection synchrone (Zurich Instruments HF2LI). Ces résultats qualitatifs sont représentés sur la Figure 4.21.

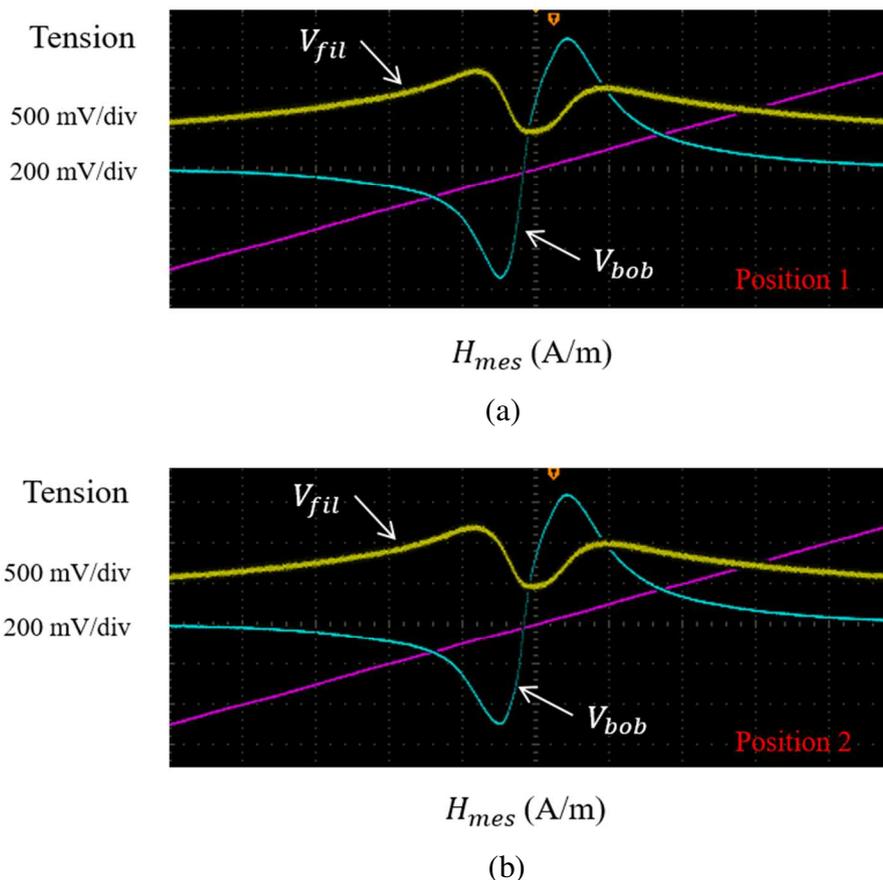


Figure 4.21 : (a) Tensions V_{fil} (en jaune) et V_{bob} (en bleu) en fonction du champ mesuré (tension image du courant, et donc du champ mesuré, en rose) dans une position de référence du montage fil GMI + empilement de tôles fines en Metglas

(b) Idem dans une autre position de la gaine dans l'espace.

Les paramètres d'excitation du fil GMI sont : courant alternatif de fréquence 1 MHz, amplitude 2.5 mA, avec une composante continue de 3.5 mA. Les gains de la détection n'ont pas été retirés. L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 50 cm environ.

La position de la gaine contenant le fil GMI et du conducteur est changée dans le champ environnant. Les tensions V_{fil} et V_{bob} sont relevées en fonction du champ mesuré dans deux positions différentes (Figure 4.21 (a) et (b)) de la gaine. Entre les deux positions de la gaine dans l'espace, peu de changements sont constatés sur les tensions relevées.

Pour comparaison, les tensions V_{fil} et V_{bob} sont également relevées sur un échantillon de fil avec les mêmes dimensions géométriques que pour le montage précédent, dans l'air (sans circuit magnétique). Les tensions V_{fil} et V_{bob} sont représentées en fonction du champ mesuré dans deux positions différentes de la gaine, sans circuit magnétique, sur la Figure 4.22.

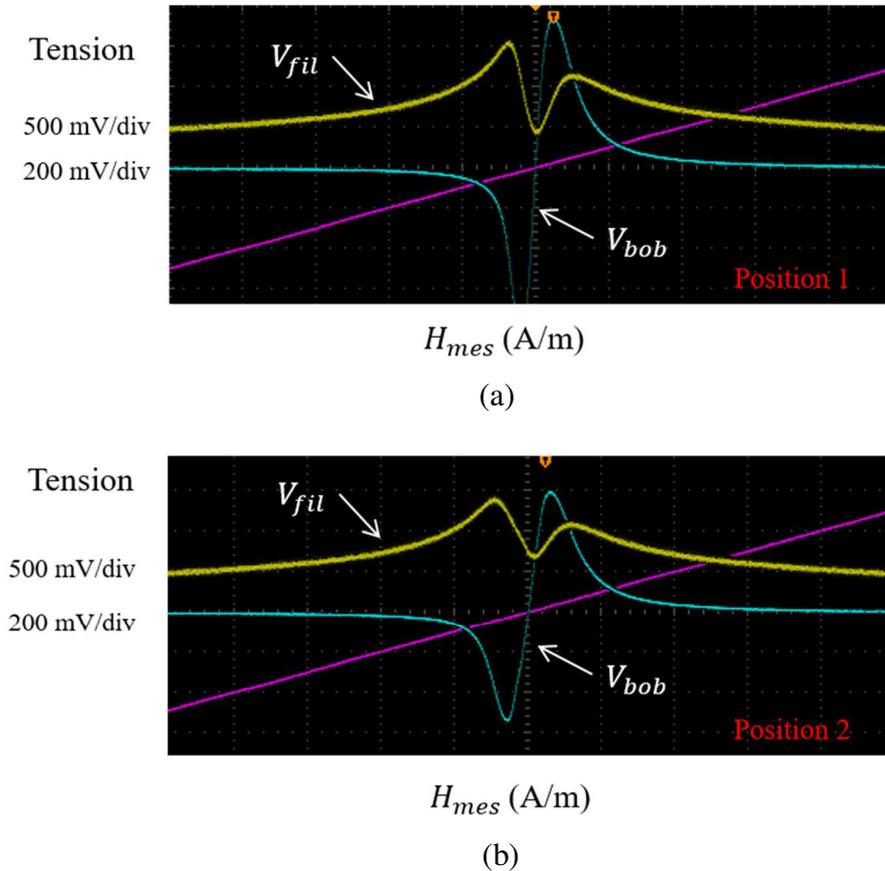


Figure 4.22 : (a) Tensions V_{fil} (en jaune) et V_{bob} (en bleu) en fonction du champ mesuré (tension image du courant, et donc du champ mesuré, en rose) dans une position de référence du montage, *sans circuit magnétique* (fil GMI seul sur support non magnétique)
 (b) idem dans une autre position de la gaine dans l'espace.

Les paramètres d'excitation du fil GMI sont identiques à ceux de la Figure 4.21. Les gains de la détection n'ont pas été retirés. L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 50 cm environ.

Sans circuit magnétique, la variation observée sur les tensions V_{fil} et V_{bob} entre deux positions différentes dans l'espace est plus importante.

Ces résultats qualitatifs démontrent que ce type de circuit permet de réduire de manière visible l'influence des perturbations de type uniforme induites par le champ terrestre.

4.4.2.2. Câble torsadé avec du fil de mu-métal

Le circuit magnétique autour du fil GMI et de la bobine de détection est un assemblage torsadé de fils de mu-métal, de diamètre 0.127 mm. Le schéma du câble est présenté sur la Figure 4.23.

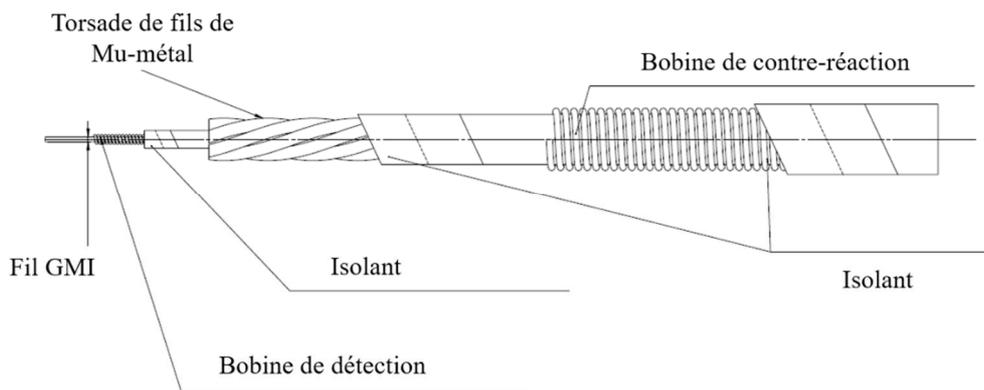


Figure 4.23 : Schéma du câble torsadé avec des fils de mu-métal autour du fil GMI et de la bobine de détection

L'induction à saturation du matériau utilisé est de 0.8 T, et sa perméabilité relative maximale est de 450000. Le nombre de fils torsadés autour de l'association fil GMI-bobine est suffisant pour que tout le périmètre autour de l'élément sensible soit couvert par le circuit magnétique.

Une bobine supplémentaire à l'extérieur du câble est destinée à effectuer la contre-réaction dans une utilisation du capteur en boucle fermée.

Les faibles dimensions des enroulements (bobine de détection, torsade de Mu-métal, bobine de contre-réaction) permettent de fléchir le câble avec facilité, ce qui est adapté à l'application visée.

Des problèmes de mise en œuvre ont été rencontrés avec ce câble. Les résultats observés montrent que la courbe GMI, tant en diagonal qu'en off-diagonal, est modifiée par la présence de ces fils mu-métal, et qu'elle retrouve son allure normale quand ces fils sont retirés.

L'amplitude de la tension aux bornes du fil, V_{fil} , est relevée en fonction du champ mesuré sur un échantillon du câble torsadé présenté précédemment, de longueur 37.7 cm. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure 4.24.

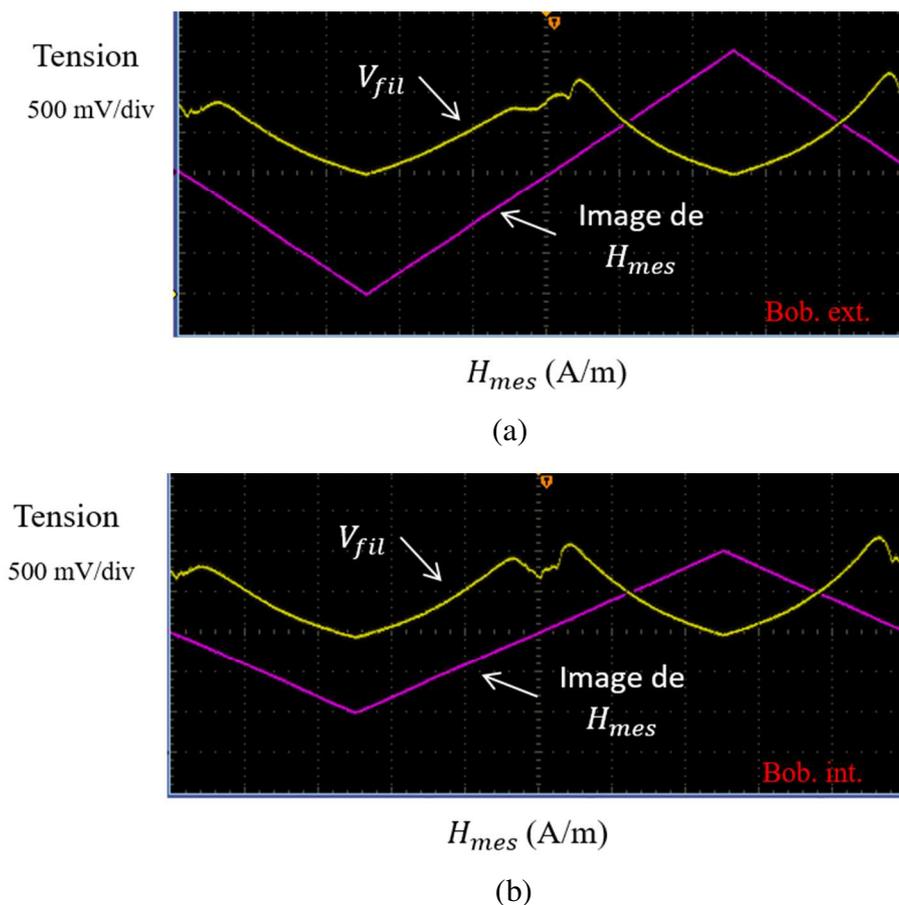


Figure 4.24 : (a) Tension V_{fil} (en jaune) en fonction du champ mesuré (tension image du courant, et donc du champ mesuré, en rose) dans le cas où le champ appliqué H_{mes} est généré par la bobine extérieure (contre-réaction) pour le montage fil GMI + torsade de fils de mu-métal (cf. Figure 4.23) (b) idem dans le cas où le champ appliqué H_{mes} est généré par la bobine intérieure (bobine de détection). Les paramètres d'excitation du fil GMI sont : courant alternatif de fréquence 1 MHz, amplitude 2.5 mA, sans composante continue. Les gains de la détection n'ont pas été retirés. L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 37.7 cm.

La détection est réalisée avec un détecteur synchrone.

Le champ appliqué H_{mes} est généré par la bobine extérieure (contre-réaction) du câble dans le premier cas (Figure 4.24 (a)), et par la bobine intérieure (bobine de détection) du câble dans le second cas (Figure 4.24 (b)).

Dans les deux cas, l'allure de la courbe $V_{fil}(H_{mes})$ est déformée par rapport à la normale (disparition du « creux en V » observé pour les faibles champs). Cette déformation disparaît quand les fils de Mu-métal sont retirés.

Par ailleurs, il n'y a pas eu d'amélioration constatée avec ces fils de Mu-métal vis-à-vis des perturbations magnétiques existantes (influence du champ terrestre, ...).

Ces résultats sont attribués à l'aimantation rémanente indésirable des fils de mu-métal qui constituent le circuit magnétique. Cette aimantation rémanente pourrait être attribuée à une

probable cristallisation des fils de mu-métal due aux contraintes de fabrication du câble torsadé.

4.4.2.3. Rondelles de Supra50™

Le Supra50™ est un alliage de fer et de nickel ($\approx 50\% \text{ Fe}, 50\% \text{ Ni}$) très doux commercialisé par la société Aperam. L'induction à saturation du matériau est de 1.5 T et sa perméabilité relative maximale est de 200000 [109]. Le fil GMI et la bobine de détection sont placés entre deux rondelles rigides de ce matériau [42], [44]. Le circuit est présenté sur la Figure 4.25.

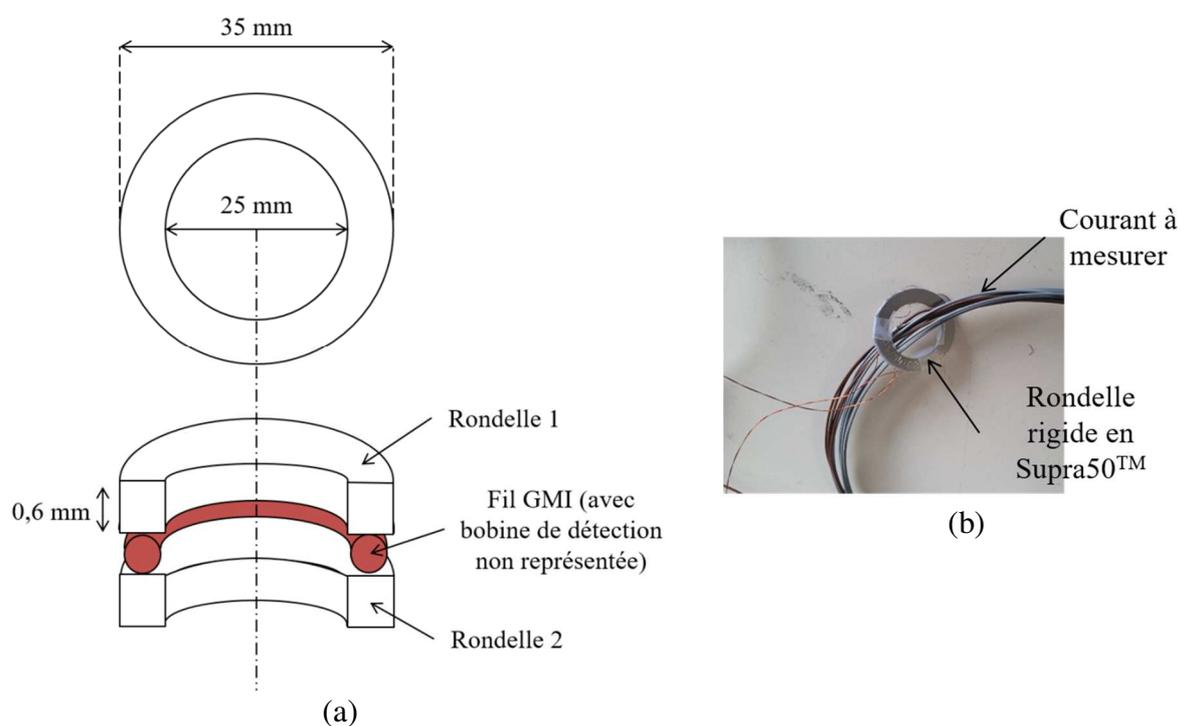


Figure 4.25 : (a) Schéma du montage avec deux rondelles de Supra50 (b) Photo du fil GMI placé entre deux rondelles de Supra50.

Pour évaluer la robustesse de ce circuit magnétique, une perturbation magnétique a été appliquée. Cette perturbation est fournie par un bobinage annexe, qui génère un champ de 68 A/m sur son axe. Ce bobinage annexe est approché du montage avec le fil GMI et les rondelles de Supra50TM.

L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 9 cm. Cette longueur est imposée par les dimensions des rondelles rigides utilisées. Les paramètres d'excitation sont : un courant alternatif d'amplitude 5 mA, de fréquence 1 MHz, avec une composante continue de 5 mA. Le champ H_{mes} est généré par plusieurs conducteurs au centre du montage (voir Figure 4.25).

Le montage réalisé est exploité avec une détection synchrone. La tension en sortie du capteur est relevée en boucle fermée. L'élément sensible utilisé est le fil GMI associé à la bobine de détection (composante off-diagonal), placé entre les rondelles de matériau Supra50.

Cette mesure permet d'évaluer l'erreur réelle en tension causée par une perturbation magnétique sur un prototype de capteur. La tension de sortie est représentée en fonction du temps, avec et sans perturbation, sur la Figure 4.26.

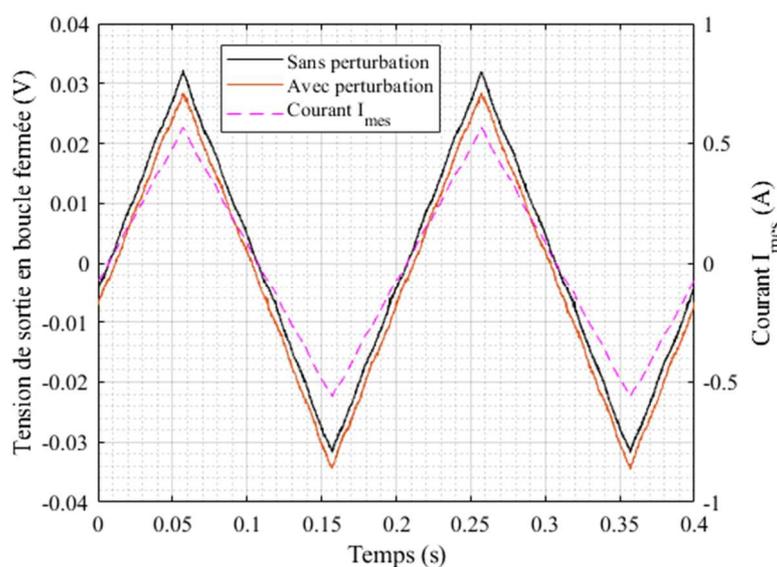


Figure 4.26 : Tension de sortie du capteur en boucle fermée en exploitant la composante off-diagonal. Les paramètres d'excitation sont : un courant alternatif d'amplitude 5 mA, de fréquence 1 MHz, avec une composante continue de 5 mA. La perturbation appliquée est de 68 A/m par une bobine annexe approchée du dispositif. L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 9 cm.

Un léger décalage de l'offset est observé sur la sortie du capteur avec la perturbation appliquée. Les résultats obtenus avec ces rondelles sont meilleurs qu'avec la première solution (empilement de tôles fines en matériau amorphe).

En revanche, le circuit magnétique utilisé n'est pas souple et ne paraît donc pas adapté à l'application visée. Une mise en œuvre souple de ce type de circuit peut être envisagée en utilisant un matériau magnétique souple, et une ouverture « en hélice » (voir photo de la Figure 4.27).



Figure 4.27 : Photo de rondelles en matériau magnétique avec une ouverture en "hélice".

4.4.2.4. Boîte blindée

Une carcasse entièrement blindée dans laquelle est disposé le fil GMI et la bobine de détection est utilisée. Une photo de cette boîte blindée est présentée sur la Figure 4.28.



Figure 4.28 : Photo de la boîte blindée

De la même manière que dans le cas précédent, une perturbation magnétique est appliquée. Cette perturbation est fournie par un bobinage annexe, qui génère un champ de 68 A/m sur son axe. Ce bobinage annexe est approché du montage avec le fil GMI et la boîte blindée.

L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 19 cm. Les paramètres d'excitation sont : un courant alternatif d'amplitude 5 mA, de fréquence 1 MHz, avec une composante continue de 5 mA. Le champ H_{mes} est généré par plusieurs conducteurs au centre du montage.

Comme précédemment, le montage réalisé est aussi exploité avec une détection synchrone. La tension en sortie du capteur est relevée en boucle fermée. La tension de sortie du capteur est représentée en fonction du temps, avec et sans perturbation, sur la Figure 4.29.

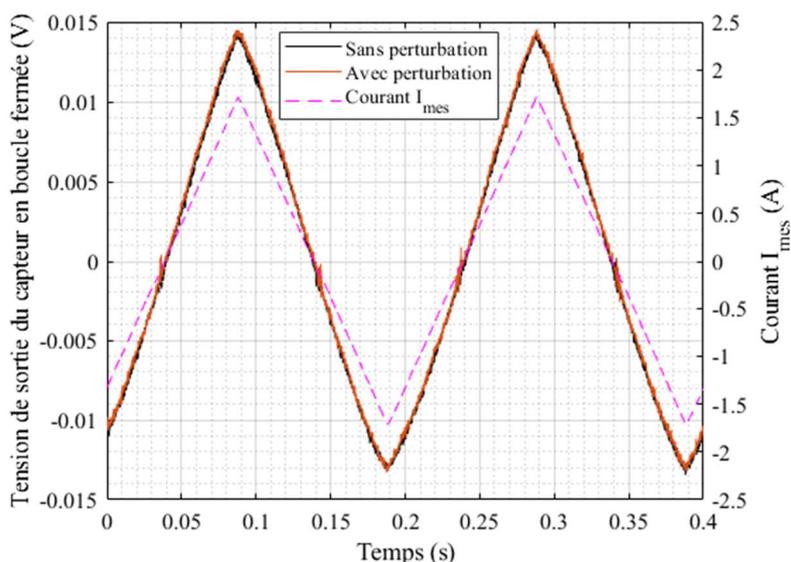


Figure 4.29 : Tension de sortie du capteur en boucle fermée en exploitant la composante off-diagonal. Les paramètres d'excitation sont : un courant alternatif d'amplitude 5 mA, de fréquence 1 MHz, avec une composante continue de 5 mA. La perturbation appliquée est de 68 A/m par une bobine annexe approchée du dispositif. L'échantillon de fil amorphe utilisé est de longueur 19 cm.

Les résultats obtenus sont meilleurs qu'avec la solution précédente (voir Figure 4.26).

Cette carcasse permet d'obtenir de bons résultats de réjection des champs magnétiques extérieurs, ce qui permet d'étudier la réponse du capteur sans avoir à prendre en compte ces influences supplémentaires.

4.4.2.5. Synthèse sur les solutions de blindage testées de manière expérimentale

Ces différents tests confirment les critères établis à la fin de la partie 4.4.1. Le capteur doit être placé le long d'un circuit magnétique, ou entre deux circuits magnétiques, pour être protégé de manière optimale. La saturation du circuit magnétique détermine la plage dynamique de mesure du capteur.

Les circuits qui montrent les meilleures performances sont la boîte blindée, et les deux rondelles de matériau magnétique très perméable (dans le cas étudié, Supra50TM).

L'empilement de tôles fines montre des performances de blindage légèrement inférieures à ses concurrents. Ce montage peut être amélioré en disposant des empilements de tôles fines de manière répartie autour du fil GMI, plutôt que sur « un seul côté ».

La mise en œuvre finale du blindage devra donc reprendre les caractéristiques des meilleurs concurrents étudiés dans cette partie.

4.5. Conclusion

L'influence de plusieurs types de perturbations magnétiques a été étudiée, de manière théorique et expérimentale.

Les résultats ont montré que les meilleures performances étaient atteintes quand l'élément sensible du capteur était disposé dans un environnement blindé (espace délimité entre des épaisseurs de matériau magnétique très perméable).

L'objectif du chapitre suivant est de présenter le fonctionnement et les performances d'un prototype de capteur de courant basé sur l'effet GMI, en utilisant les conclusions développées dans les chapitres 2, 3 et 4.

Chapitre 5

Développement et caractérisation d'un prototype de capteur de courant basé sur l'effet GMI

5.1.	Synthèse des résultats précédents	154
5.2.	Description du prototype	155
5.3.	Performances	157
a.	Sensibilité	158
b.	Linéarité	160
c.	Dynamique	160
d.	Bande passante	163
e.	Consommation.....	164
f.	Temps de retard, temps de montée	164
g.	Comportement de l'offset et de la sensibilité en fonction de la température.....	165
h.	Hystérésis	167
5.4.	Conclusion et perspectives	168

L'objectif de ce chapitre est de présenter le prototype de capteur et les performances obtenues avec ce dispositif actuel, en dégagant éventuellement des pistes d'optimisation pour un capteur futur.

5.1. Synthèse des résultats précédents

Cette synthèse se base notamment sur les résultats obtenus dans le chapitre 3 et dans le chapitre 4.

Dans le chapitre 3, la comparaison de plusieurs stratégies de mise en œuvre, à savoir la polarisation continue (stratégie classique), la polarisation alternative et la dérivation magnétique, qui sont des techniques de différenciation, et la configuration off-diagonal, a permis de mettre en évidence les meilleures performances de la configuration off-diagonal par rapport à ses concurrentes, notamment en termes de stabilité vis-à-vis des grandeurs d'influence.

C'est donc tout naturellement que cette technique est privilégiée dans ce rapport pour la réalisation d'un prototype de capteur de courant basé sur l'effet GMI.

La configuration off-diagonal nécessite une détection sensible à la phase, comme une détection synchrone. Un exemple d'implémentation d'une telle détection a été présenté dans le chapitre 3 (cf. paragraphe 3.1.2). Le principe de la carte électronique développée pour le prototype reprend les étages de base d'une détection synchrone, sans pour autant être identique à la solution présentée précédemment. Ce principe est détaillé dans la partie suivante.

Par ailleurs, dans le chapitre 4, les résultats expérimentaux et théoriques ont permis de confirmer que la stratégie la plus efficace consistait à placer le fil GMI (élément sensible) dans une enceinte blindée de toutes parts. Cette stratégie permet de protéger le fil des perturbations magnétiques qui ont été identifiées, à savoir la perturbation par un champ magnétique uniforme, comme le champ magnétique terrestre, ou celle apportée par un conducteur proche qui génère un champ perturbateur. Ce type de « blindage » permet également d'éviter les erreurs liées à l'excentration du conducteur dans la boucle de mesure.

Le prototype reprend donc la solution de « blindage » la plus efficace qui a été testée, à savoir le placement du fil GMI dans une carcasse de mu-métal.

Cette solution n'est bien évidemment pas souple. La confection d'un blindage souple reste à imaginer pour cette étude. Plusieurs solutions de blindage évoquées dans le chapitre 4 pourraient éventuellement être détournées à cet effet, comme cela a été abordé dans les pages précédentes.

5.2. Description du prototype

L'élément sensible utilisé est un échantillon de fil amorphe, de diamètre 100 μm , de longueur 19 cm. Cet échantillon comporte un enroulement réalisé avec du fil (cuivre) de diamètre 0.063 mm, isolant compris. Le nombre de spires total de la bobine de détection est environ 3000.

Le fil GMI et la bobine de détection sont connectés à la carte électronique de détection via des câbles, visibles sur la photo de la Figure 5.1. Les câbles de l'alimentation et de la sortie en boucle fermée sont également visibles sur cette photo.

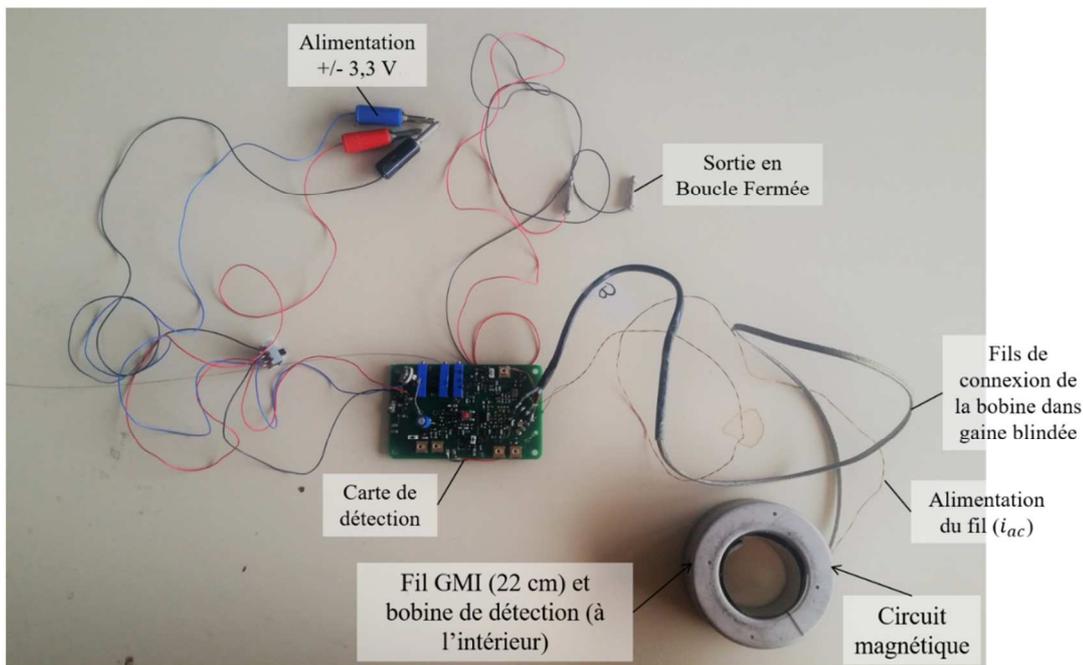


Figure 5.1 : Photo du prototype

Le fil GMI et la bobine de détection sont placés à l'intérieur d'une carcasse blindée (cf. partie 4.4.2.4). Le diamètre externe de la boîte est 7.5 cm et le diamètre interne 4.5 cm.

Le schéma de principe de la carte électronique de détection visible sur la photo est représenté sur la Figure 5.2.

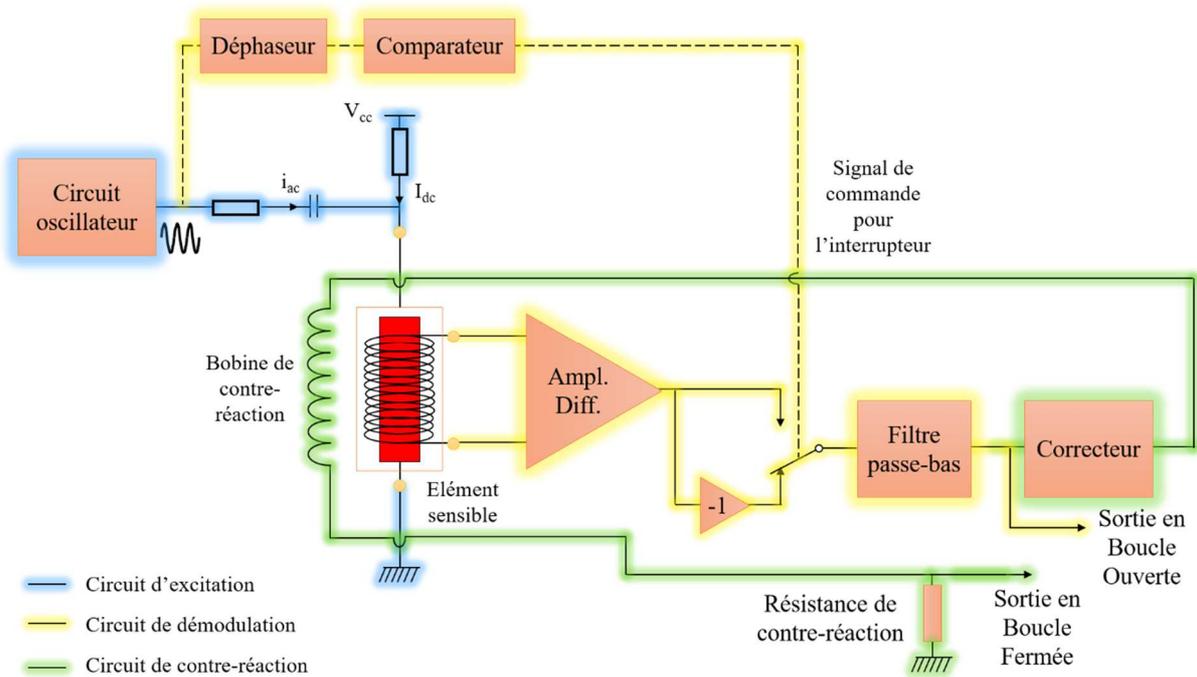


Figure 5.2 : Schéma de principe de la carte de détection (carte Chauvin-Arnoux)

Cette carte électronique regroupe les fonctions qui ont été présentées dans la structure générale d'un capteur GMI : le circuit d'excitation, le circuit de démodulation, et le circuit de contre-réaction. Une version plus détaillée de ce circuit est présentée dans le Document 1 [107].

- **Circuit d'excitation**

Le rôle du circuit d'excitation est de fournir un courant alternatif, $i_{ac}(t)$, d'amplitude stable, ainsi qu'une composante continue, I_{dc} , qui est nécessaire pour l'exploitation de la composante off-diagonal. Ces deux courants sont fournis par deux montages séparés.

La composante continue I_{dc} est fournie par l'association d'une source de tension continue (dans ce cas, l'alimentation positive de la carte) et de résistances. La résistance statique du fil GMI mesurée est de 30Ω . L'amplitude du courant I_{dc} dans le fil est de 6 mA.

La composante alternative $i_{ac}(t)$ est fournie par un circuit oscillateur, qui délivre un signal sinusoïdal de fréquence 1 MHz. L'oscillateur sinus est formé par l'association d'un oscillateur d'horloge, qui génère un signal carré à la fréquence 1 MHz, et d'un étage de filtrage passe-bas, afin d'éliminer les harmoniques de rang plus élevé que le fondamental et d'obtenir un signal sinusoïdal. Il ne s'agit que d'un exemple de réalisation électronique de cette fonction. Le courant dans le fil est d'amplitude 5.4 mA.

- **Circuit de démodulation**

La tension aux bornes de la bobine de détection est connectée en entrée d'un amplificateur différentiel. La stratégie de démodulation adoptée équivaut alors à une détection synchrone.

La première étape consiste à multiplier le signal aux bornes de la bobine par ± 1 à la fréquence du signal d'excitation.

Cette fonction est réalisée par un interrupteur commandé par un signal de référence. Ce signal de référence est généré à partir de la tension d'excitation. Le déphasage du signal de référence par rapport à la phase de l'excitation est réglable avec un circuit déphaseur. La forme du signal de référence (carré) est obtenue avec un comparateur. La sortie de l'interrupteur est connectée alternativement à deux entrées, la première étant la tension aux bornes de la bobine, la seconde son opposé (obtenu avec un circuit de gain -1).

La seconde étape de la démodulation consiste à filtrer les fréquences indésirables avec un filtre passe-bas. La sortie obtenue correspond à la sortie en boucle ouverte du capteur.

- **Circuit de contre-réaction**

La tension de sortie du capteur est convertie en courant à l'aide d'une résistance de contre-réaction, et ce courant est réinjecté dans la bobine de contre-réaction. Un correcteur permet de gérer la dynamique de la contre-réaction.

La tension aux bornes de la résistance de contre-réaction est à l'image de l'amplitude du courant de contre-réaction. Cette tension constitue la sortie du capteur en boucle fermée.

La valeur de la résistance de contre-réaction détermine le gain (sensibilité) finale du capteur en boucle fermée. Il y a plusieurs choix de résistances de contre-réaction possibles pour plusieurs gammes de mesure. Cet aspect est détaillé un peu plus dans la partie suivante, et dans le Document 1 qui est joint à ce rapport de thèse [107].

5.3. Performances

Le prototype est caractérisé avec un courant à mesurer I_{mes} . Ce courant circule dans un fil qui passe à l'intérieur de la boucle de mesure (trois spires, voir Figure 5.3). Ce courant I_{mes} indiqué dans tous les paragraphes suivants correspond bien au courant total « vu » par le capteur, c'est-à-dire que le nombre de spires est pris en compte dans les calculs. Dans les tests suivants, le capteur fonctionne exclusivement en boucle fermée.

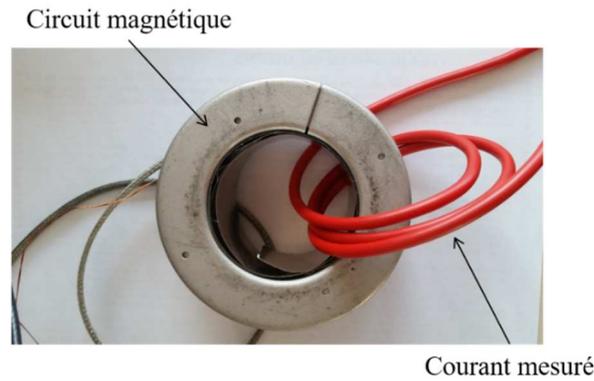


Figure 5.3 : Photo du montage pour caractériser le prototype de capteur de courant

Les performances du prototype de capteur sont évaluées dans les paragraphes suivants. Un aperçu plus détaillé de ces performances est disponible dans le Document 1 [107].

- **Sensibilité**

La première étape consiste à évaluer la sensibilité du capteur. Pour cela, une première mesure a été réalisée avec un courant AC de forme triangulaire, d'amplitude 0.75 A. La fréquence du courant à mesurer est de 70 Hz pour les tests suivants.

Cette forme triangulaire du signal n'est pas forcément adaptée à la mesure de la sensibilité, car certaines harmoniques du signal triangle sont filtrées dans la bande passante du capteur. Nous pourrions constater en mesurant un signal sinus (voir Figure 5.9) que la différence entre la crête de la réponse obtenue pour un signal triangle et la crête obtenue pour un signal sinus est vraiment très faible, si ce n'est quasi-inexistante. La mesure de ce signal triangulaire permet quand même de donner un ordre de grandeur de la sensibilité du capteur. Nous verrons aussi que la forme du signal triangle est bien restituée, ce qui est une conséquence du fait que la bande passante du capteur est suffisamment étendue. Par ailleurs, le choix de la fréquence de 70 Hz, qui n'est pas une harmonique de 50 Hz, permet d'éviter de confondre la mesure du courant utile à 70 Hz avec la mesure des tensions parasites à 50 Hz.

Nous verrons dans l'étape suivante que l'amplitude de ce courant (0.75 A) est bien comprise dans la dynamique (ou plage de mesure) du capteur qui a été définie par la suite.

La tension de sortie du capteur, et l'allure du courant mesuré en fonction du temps, sont représentés sur la Figure 5.4, pour un courant I_{mes} d'amplitude crête 0.75 A à 70 Hz et de forme triangle.

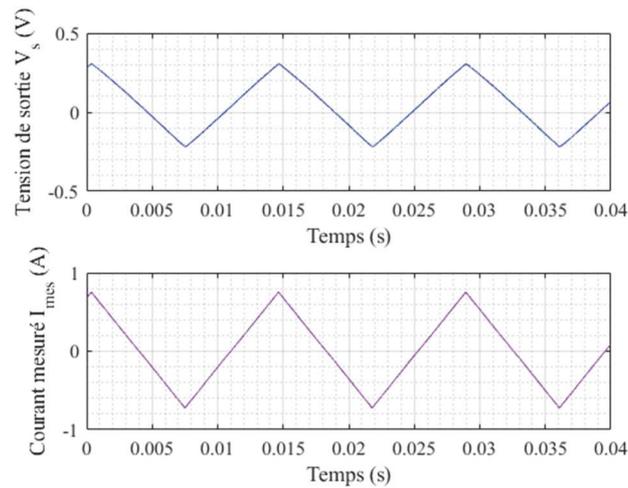


Figure 5.4 : Tension de sortie du capteur en boucle fermée pour un courant I_{mes} d'amplitude crête 0.75 A, de fréquence 70 Hz, de forme triangle.

La tension de sortie en fonction du courant mesuré est représentée sur la Figure 5.5.

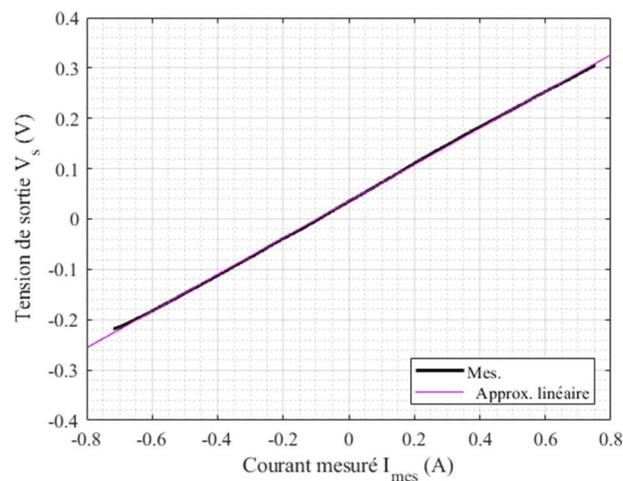


Figure 5.5 : Tension de sortie du capteur en boucle fermée en fonction du courant I_{mes} (70 Hz)

Cette caractéristique permet de déduire la sensibilité du capteur. Cette sensibilité est de 0.3 V/A dans le cas présenté. Rappelons que la sensibilité est déterminée par le gain de la chaîne de retour en boucle fermée (voir Document 1). Dans le cas mesuré, la résistance de contre-réaction, R_{cr} , vaut 1 k Ω . Pour le prototype, la résistance R_{cr} peut également prendre les valeurs de 10 k Ω et 100 Ω . Les sensibilités correspondantes changent donc d'un facteur 10 : 3 V/A pour $R_{cr} = 10$ k Ω et 0.03 V/A pour $R_{cr} = 100$ Ω .

En définitive, trois gammes de sensibilité sont possibles pour l'utilisation du capteur (0.03 V/A, 0.3 V/A et 3 V/A). D'autres valeurs de la sensibilité sont bien évidemment possibles en changeant cette résistance R_{cr} ou d'autres paramètres de la chaîne de retour.

- **Linéarité**

Cette caractéristique (Figure 5.5) peut également servir à évaluer la linéarité du capteur, dans cette plage dynamique ([-0.75 A, 0.75 A]).

Le coefficient de détermination, R^2 , par rapport à une approximation linéaire a été calculé. Ce coefficient vaut 0.9998 dans le cas présenté. Ce coefficient permet d'évaluer la qualité générale de l'approximation linéaire, il est donné à titre informatif. Il ne peut pas être utilisé pour évaluer l'erreur de linéarité du capteur.

L'erreur à la linéarité est plus généralement calculée par les fabricants de capteurs comme étant l'erreur relative maximale en % par rapport à l'approximation linéaire (représentée sur la Figure 5.5) [18]. Dans le cas de mesure précédent, cette erreur maximale relative due à la non-linéarité est de 3 %.

Cette erreur est non négligeable, si on se rapporte à certaines brochures commerciales de pinces de mesure du courant. A titre d'exemple, l'erreur maximale garantie pour une pince de type Fluxgate commercialisée par la société Chauvin-Arnoux est de 3 % [23]. Il faut bien savoir que l'erreur maximale garantie comprend plusieurs types d'erreur qui peuvent se produire lors de mesure, une liste non-exhaustive de celle-ci comprend l'erreur de linéarité, les erreurs de gain dues à l'électronique, les phénomènes liés aux variations de la température, etc. [18]. L'erreur de linéarité doit être minimisée pour réduire l'erreur maximale garantie par le fabricant.

L'erreur de linéarité dépend fortement de la dynamique du capteur. Cet aspect est abordé dans le paragraphe suivant.

- **Dynamique**

L'étape suivante consiste à définir la dynamique du capteur. Pour rappel, il s'agit des valeurs extrêmes de courant qui peuvent être mesurées par le capteur. Concrètement, il s'agit donc de définir quelle est la plus petite valeur mesurée et la plus grande valeur mesurée.

La démarche adoptée pour déterminer quelle est la plus petite valeur mesurée est détaillée dans le paragraphe suivant. Cette démarche peut paraître simplifiée et approximée mais elle permet de donner un ordre de grandeur de la dynamique du prototype de capteur.

Premièrement, cette plus petite valeur (résolution) dépend de paramètres comme le bruit du capteur. Le bruit est un signal indésirable qui se superpose à la valeur mesurée. Ce bruit peut empêcher de détecter les changements de la sortie du capteur dus au mesurande quand celui-ci devient très faible. L'étude du bruit est un domaine à part qui ne sera pas vraiment abordé dans ce rapport de thèse. Pour les lecteurs intéressés, les performances en bruit du prototype de capteur ont été mesurées et sont consultables dans le Document 1 [107]. Il est quand même possible de déterminer, de manière qualitative, à partir de quelle échelle de courant I_{mes} la mesure devient « plus difficile ».

Deuxièmement, indépendamment du bruit du capteur, la résolution n'est pas du capteur mais de l'appareil de mesure (ou, plus généralement, du système d'exploitation et d'affichage de la mesure pour l'utilisateur) qui est relié au capteur pour relever la mesure est aussi importante. En effet, si le courant I_{mes} devient « très faible », la tension de sortie du capteur, qui lui est proportionnelle, diminue également. Cette tension ne doit pas être « trop faible » pour être détectable par un appareil de mesure raccordé au capteur. Ce seuil dépend également de la sensibilité du capteur (plus la sensibilité est grande, moins l'exigence sur la résolution de l'appareil de mesure ou du système d'exploitation en sortie est élevée). L'appareil de mesure utilisé pour les tests suivants afin de déterminer la plus petite valeur mesurée est un multimètre 60000 points utilisé dans la gamme 60 mV. La résolution théorique minimale de cet appareil est de 0.001 mV. Afin de « bien détecter » les changements de la sortie du capteur, la plus petite valeur admissible en sortie du capteur est fixée à 1 mV.

Cette valeur de 1 mV fixe la plus petite valeur mesurée pour le capteur dans les trois gammes d'utilisation. En effet, 1 mV correspond à :

- 30 mA dans la gamme 0.03 V/A
- 3 mA dans la gamme 0.3 V/A
- 0.3 mA dans la gamme 3 V/A

Ces valeurs correspondent donc à la plus petite valeur mesurée du prototype de capteur actuel dans ces trois gammes. A titre d'exemple, la réponse du capteur dans la gamme de sensibilité 0.3 V/A est représentée pour un courant mesuré d'amplitude crête 3 mA à 70 Hz (Figure 5.6). La réponse est moyennée pour réduire les bruits aléatoires de mesure.

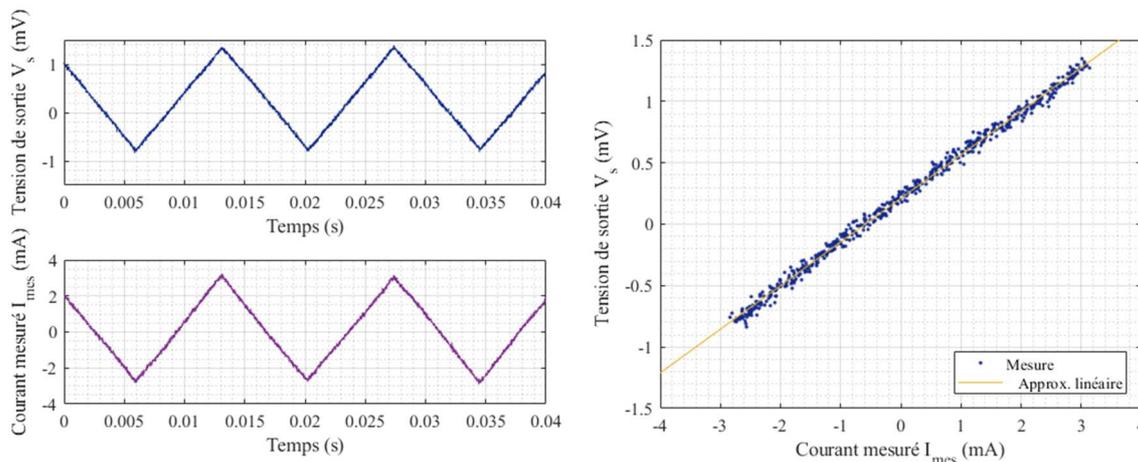


Figure 5.6 : Tension de sortie du capteur en boucle fermée pour un courant I_{mes} d'amplitude crête 3 mA, de fréquence 70 Hz, de forme triangle, pour une sensibilité de 0.3 V/A.

Le coefficient de détermination R^2 calculé dans ce cas vaut 0.9960. Nous rappelons que ce coefficient est donné à titre informatif car il permet d'évaluer la qualité générale de l'approximation linéaire, mais qu'il ne peut pas être utilisé pour déterminer l'erreur de linéarité.

L'erreur maximale à la linéarité, vaut ± 0.1 mV en valeur absolue et ± 17 % en erreur relative. L'erreur relative est élevée car les valeurs de la tension de sortie sont faibles.

Pour déterminer complètement la dynamique du capteur, il faut aussi déterminer la plus grande valeur mesurable par celui-ci.

La plus grande valeur mesurée dépend de l'erreur de linéarité admissible pour le capteur. En effet, plus le courant mesuré I_{mes} est grand, plus le capteur s'éloigne potentiellement de sa zone de fonctionnement linéaire. Des risques de saturation des éléments électroniques de la carte existent aussi si la sensibilité est élevée et que la tension dépasse la dynamique des composants. Dans ce cas-là, c'est la saturation de l'électronique qui fixe la plus grande valeur mesurée.

A titre d'exemple, l'erreur de linéarité a été évaluée dans la plage dynamique de $[-2$ A, 2 A]. La tension de sortie du capteur, et l'allure du courant mesuré en fonction du temps, sont représentés sur la Figure 5.7, pour un courant I_{mes} d'amplitude crête 2 A à 70 Hz.

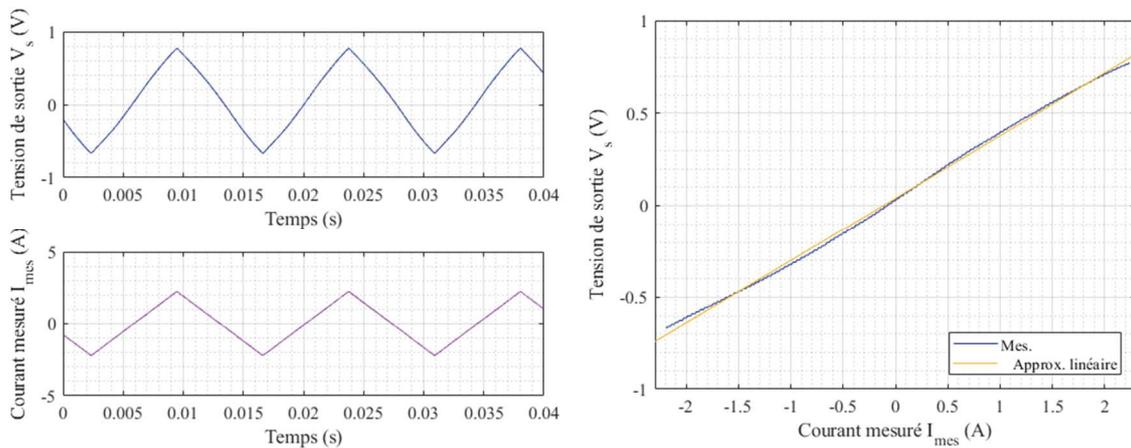


Figure 5.7 : Tension de sortie du capteur en boucle fermée pour un courant I_{mes} d'amplitude crête 2 A, de fréquence 70 Hz, de forme triangle.

Cette fois-ci, le coefficient de détermination, R^2 , est égal à 0.9985. L'erreur maximale relative calculée dans cette plage de ± 2 A est de 6 %. Ce seuil est supérieur aux 3 % observés précédemment. Il est aussi trop élevé par rapport à l'état de l'art des capteurs de courant commerciaux [23], [18]. Il est donc préférable de réduire la plus grande valeur mesurée par le capteur pour diminuer cette erreur de linéarité.

Le seuil admissible a été fixé à ± 1 A pour le capteur de courant étudié. La tension de sortie du capteur, et l'allure du courant mesuré en fonction du temps, sont représentés sur la Figure 5.4, pour un courant I_{mes} d'amplitude crête 1 A à 70 Hz.

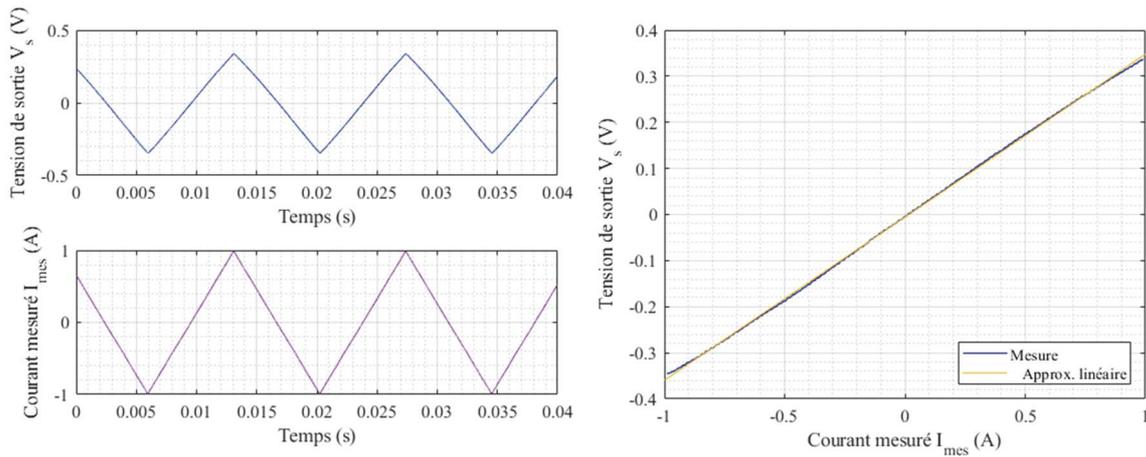


Figure 5.8 : Tension de sortie du capteur en boucle fermée pour un courant I_{mes} d'amplitude crête 1 A, de fréquence 70 Hz, de forme triangle.

Dans ce dernier cas, le coefficient de détermination R^2 vaut 0.9998. L'erreur maximale relative de linéarité dans cette plage de ± 1 A est de 3 %. Cette erreur est considérée admissible.

Comme dans le cas précédent, la plus grande valeur mesurée dépend aussi de la gamme de sensibilité considérée. Cette valeur est donc de :

- 10 A dans la gamme 0.03 V/A
- 1 A dans la gamme 0.3 V/A
- 0.1 A dans la gamme 3 V/A

En définitive, la dynamique du prototype de capteur est, en fonction de la sensibilité :

- [30 mA, 10 A] dans la gamme 0.03 V/A,
- [3 mA, 1 A] dans la gamme 0.3 V/A,
- [0.3 mA, 0.1 A] dans la gamme 3 V/A.

Cette dynamique dépend bien évidemment fortement de la sensibilité du capteur.

- **Bande passante**

La bande passante du capteur est évaluée en relevant la fréquence qui correspond à une atténuation du gain de -3 dB (voir Figure 5.9).

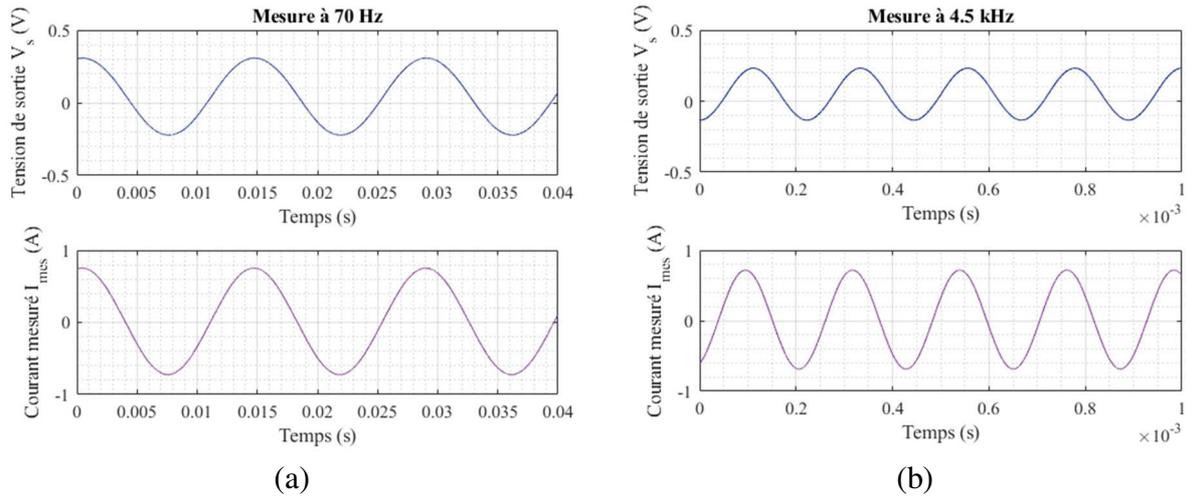


Figure 5.9 : Tension de sortie du capteur et courant I_{mes} (a) à 70 Hz (b) à 4.5 kHz.

L'atténuation de -3 dB est obtenue à la fréquence de 4.5 kHz (passage de 310 mV crête à 70 Hz à 220 mV crête à 4.5 kHz, voir Figure 5.9). La bande passante est donc $[0, 4.5 \text{ kHz}]$.

- **Consommation**

Le capteur consomme environ 100 mA en instantané.

- **Temps de retard, temps de montée**

Pour mesurer le temps de retard et le temps de montée, un échelon I_{mes} de 1 A est appliqué sur le capteur. La réponse du capteur est représentée sur la Figure 5.10.

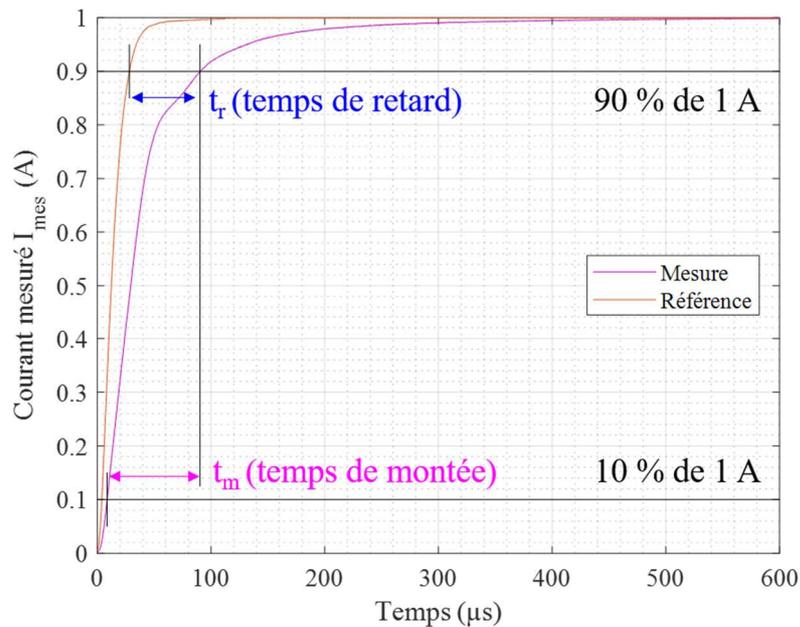


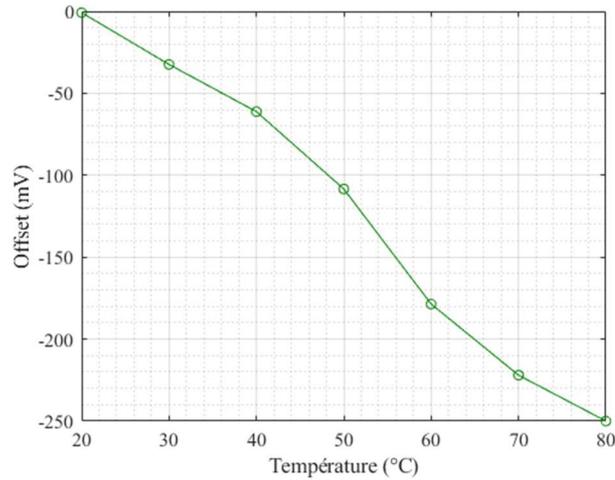
Figure 5.10 : Réponse du capteur à un échelon de 1 A.

Le temps de retard correspond au délai entre le moment où le courant de référence et la tension de sortie du capteur atteignent 90 % de leur valeur finale, selon la définition du fabricant de capteurs de courant LEM [18]. Le temps de retard mesuré est de 62 μ s. Le temps de montée est le temps nécessaire pour que le signal de sortie passe de 10 % à 90 % de sa valeur finale. Ce temps de montée est de 82 μ s. Ces temps de retard et de montée sont essentiellement dus à l'électronique du capteur. Ces temps obtenus sont inférieurs aux seuils garantis dans certaines brochures de capteurs de courant DC/AC (< 200 μ s) [23].

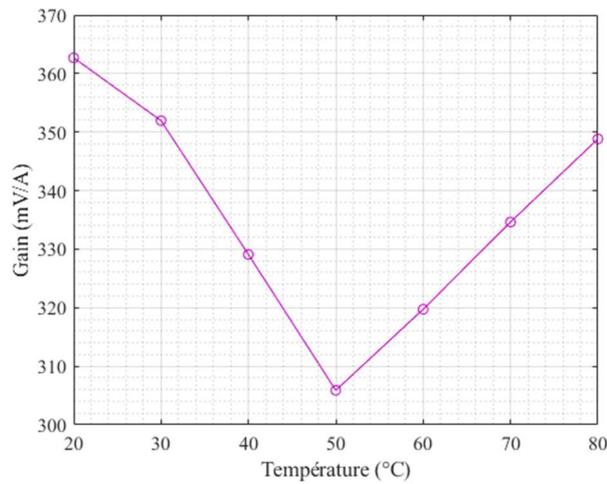
- **Comportement de l'offset et de la sensibilité en fonction de la température**

Le comportement de l'offset et de la sensibilité intrinsèque de l'élément sensible du capteur en fonction de la température a été étudié dans le chapitre 2. Cette étude a également été reprise dans le chapitre 3 pour des stratégies de mise en œuvre différentes. Les conclusions étaient que l'off-diagonal présentait de meilleures performances que ses concurrents en termes de stabilité vis-à-vis de la température. C'est bien l'off-diagonal qui est implémenté dans le prototype de capteur testé.

La sortie du capteur a été caractérisée dans la plage de températures [20 °C, 80 °C]. L'offset (tension DC mesurée) et la sensibilité (en boucle fermée, comme dans tous les cas précédents) ont été relevés en fonction de la température pour un courant mesuré I_{mes} d'amplitude crête 0.5 A à 70 Hz (Figure 5.11).



(a)



(b)

Figure 5.11 : (a) Offset et (b) sensibilité (gain) du capteur en fonction de la température pour un courant I_{mes} de ± 0.5 A à 70 Hz.

En réalité, il n'y a pas besoin de courant de mesure I_{mes} pour mesurer l'offset (tension de sortie à champ nul). Nous avons tout de même relevé l'offset dans ce cadre pour évaluer celui-ci quand le capteur est en fonctionnement.

L'offset du capteur passe de 0 mV à la température ambiante à -250 mV à 80 °C. Cette dérive est de -3 mV/°C. Avec une sensibilité autour de 330 mV/A dans la plage de températures considérée, cette dérive correspond à une dérive en courant de 9 mA/°C. En raisonnant en relatif par rapport à la sortie maximale de la dynamique, à savoir 1 A pour la sensibilité considérée, cette dérive correspond à 1 %/°C.

Cette dérive n'est pas négligeable. A titre d'exemple, la dérive garantie pour un capteur commercial DC/AC Fluxgate est de 0.1 %/°C [23]. La dérive enregistrée sur le prototype de capteur est donc dix fois supérieure à cette dérive d'un capteur commercial. De nombreux moyens électroniques existent néanmoins pour corriger cette dérive. Si elle est connue, elle peut par exemple être compensée par une référence qui varie de la même manière en fonction

de la température. Sur le prototype actuel, aucun dispositif de ce genre n'est pour l'heure implémenté.

Du point de vue de l'élément sensible, cette dérive enregistrée en sortie peut être reliée à celle qui était relevée lors de la caractérisation en température. La dérive de $9 \text{ mA}/^\circ\text{C}$ correspond à une dérive en champ mesuré de $0.05 \text{ (A/m)}/^\circ\text{C}$. Cette dérive est supérieure à celle qui avait été mesurée à titre d'exemple sur un échantillon de 5 cm, excité par un courant de 1 MHz, avec un courant continu de 10 mA, de $0.015 \text{ (A/m)}/^\circ\text{C}$ dans le chapitre 2. Des études supplémentaires sont nécessaires pour savoir si cette dérive peut encore être réduite au niveau de l'élément sensible. Des stratégies de réduction possibles pourraient porter sur une technique de différenciation de la caractéristique off-diagonal, par exemple, ou sur des stratégies de recuit de l'élément sensible pour limiter la dérive au niveau intrinsèque. Il a été vérifié que la dérive n'était pas liée à l'électronique de détection présente sur la carte.

En ce qui concerne le gain (sensibilité) du capteur, celui-ci change au maximum de 15 % environ entre 20°C et 50°C , soit $0.5 \text{ } \%/^\circ\text{C}$.

Le changement du gain avec la température est surprenant car il devrait être en théorie réduit, voire inexistant, avec le fonctionnement du capteur en boucle fermée. En effet, ce fonctionnement garantit que le gain du capteur dépend uniquement des paramètres de la chaîne de retour, à savoir notamment des paramètres géométriques de la bobine de contre-réaction et de la résistance de contre-réaction. Ces paramètres n'étant a priori pas ou peu affectés par la variation de la température, le gain devrait lui aussi être très peu affecté. Il a été vérifié que les gains et le fonctionnement de la contre-réaction étaient identiques à ceux qui étaient estimés par le calcul, ce qui indique le bon fonctionnement de la boucle fermée (voir Document 1 [107]).

A ce stade, peu d'explications sont plausibles. Le gain de la chaîne directe du capteur est peut-être insuffisant en raison de certaines limitations de l'électronique, qui doivent être examinées avec attention. Il est aussi possible que l'asservissement en boucle fermée change de point de fonctionnement de manière intempestive avec les variations du point de repos liées à la température, ce qui perturbe le fonctionnement général de la boucle fermée. Ces hypothèses doivent être examinées avec précaution pour expliquer le phénomène observé.

En l'état, le changement du gain avec la température est également non négligeable. Des développements et investigations futurs doivent résoudre ce problème pour pouvoir envisager la mise en œuvre du capteur dans un environnement de mesure réel.

- **Hystérésis**

L'hystérésis désigne la différence qui existe entre la réponse du capteur pour un courant croissant et un courant décroissant. A titre d'exemple, la réponse du capteur a été représentée avec son hystérésis pour un courant I_{mes} d'amplitude crête 1 A (Figure 5.12).

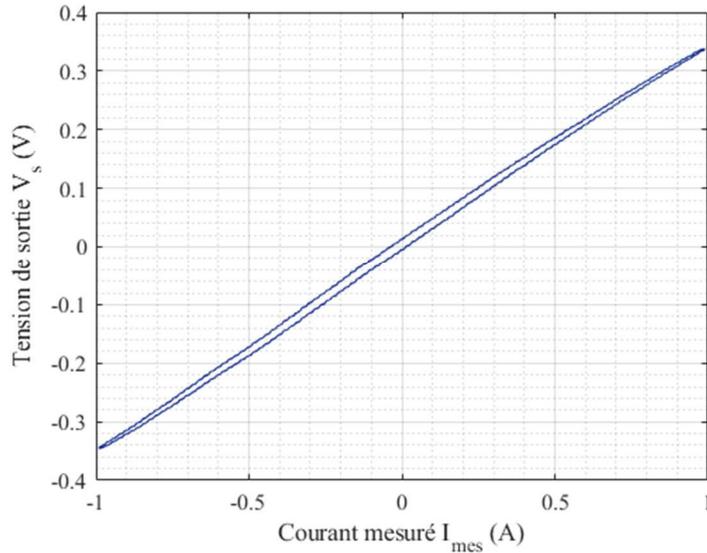


Figure 5.12 : Tension de sortie du capteur en boucle fermée pour un courant I_{mes} d'amplitude crête 1 A, de fréquence 70 Hz, avec l'hystérésis.

Par exemple, pour un courant mesuré de 0.5 A, l'erreur de linéarité a été évaluée pour la sortie pour un courant croissant et pour la sortie pour un courant décroissant. Cette erreur est de -1.5 % pour un courant croissant et elle est de +5 % pour un courant décroissant. Cette différence témoigne des changements qui peuvent apparaître pour un courant croissant ou décroissant. Cette erreur d'hystérésis dépend typiquement des propriétés magnétiques de l'élément sensible. Pour la réduire, l'échantillon doit être le plus doux possible magnétiquement.

5.4. Conclusion et perspectives

Le dispositif obtenu mesure avec une linéarité « assez correcte » le courant dans trois gammes de sensibilité. Ces gammes correspondent à des dynamiques partant du mA pour atteindre le 1 A. Ce type de produit entre dans le secteur de comparaison avec les capteurs de courant Fluxgate, qui présentent le même type de performances. Ce dispositif prouve la faisabilité d'un capteur de courant GMI comparable à un capteur Fluxgate.

En revanche, certains points de performances restent à améliorer. Parmi ceux-ci, les plus urgents restent le comportement du capteur avec la température. En l'état, les performances obtenues ne sont pas suffisantes pour comparer ce capteur aux meilleurs capteurs de courant sur le marché. Certaines pistes de réflexion et de travail ont été proposées pour améliorer ce point dans ce chapitre.

L'autre point important en ce qui concerne la mise en œuvre du capteur est le développement d'un blindage de type flexible, et non rigide comme celui qui a été présenté dans ce chapitre. Ce type de blindage, associé à un capteur flexible, pourrait ouvrir de nouvelles perspectives sur le marché de la mesure de courant sans contact. La réalisation d'un tel blindage n'est pas triviale. Des travaux approfondis restent nécessaires pour dimensionner ce blindage de la meilleure façon possible.

Conclusion générale

Ce travail de thèse a porté sur l'étude de faisabilité d'un capteur de courant GMI dédié à la mesure de courant sans contact dans un environnement de mesure réel et industriel. Cette étude est justifiée a priori par le grand potentiel de l'effet GMI pour la détection de champs magnétiques de faibles amplitudes, avec des avantages généraux tels que la sensibilité, la bande passante, etc. Elle est également motivée par la possibilité d'intégrer des éléments sensibles GMI dans des structures souples de sondes de courant flexibles qui pourraient répondre à de nouveaux besoins dans la mesure de courant DC/AC.

Le premier chapitre a permis de situer le principal intérêt de l'effet GMI parmi les autres technologies existantes et commercialisées de capteurs magnétiques pour la mesure de courant sans contact. Malgré cet intérêt, à ce jour, il n'existe pas à notre connaissance de capteurs de courant GMI commercialisés mais de nombreux prototypes de laboratoires. L'effet des paramètres d'influence, tels que la température et les contraintes mécaniques, sur l'effet GMI, restent encore peu quantifiés et connus dans une application réelle de mesure du courant. Cet état de fait crée un frein à la mise en œuvre de capteurs robustes vis-à-vis de ces paramètres.

Le premier volet de cette étude a donc consisté en la caractérisation, en fonction de la température, des contraintes mécaniques de flexion et de torsion, des éléments sensibles de type fil amorphe considérés dans ce travail de thèse. La caractérisation a porté très particulièrement sur les quantités intrinsèques de la caractéristique GMI qui sont l'offset et la sensibilité. Cette caractérisation a permis d'évaluer l'ampleur des changements constatés en fonction des grandeurs d'influence considérées. Elle a porté à la fois sur la composante diagonale de la matrice impédance et sur la composante off-diagonal.

Le deuxième volet a permis d'explorer l'effet de techniques de différenciation de la caractéristique GMI, à savoir la polarisation alternative et la dérivation magnétique, sur le comportement du capteur en fonction des grandeurs d'influence. La polarisation alternative est une technique connue dans l'état de l'art des capteurs GMI. La dérivation magnétique est une stratégie originale qui est dans la continuité de la polarisation alternative et qui peut permettre, dans certaines conditions, de réduire la dérive des grandeurs intrinsèques en fonction de la température. Ces deux techniques portent sur l'exploitation de la composante diagonale. Les résultats obtenus sur notre échantillon dans des conditions d'excitation réalistes ont montré que la composante off-diagonal offrait une meilleure stabilité en fonction de ces paramètres d'influence que la composante diagonale.

Le troisième et dernier volet de ce travail a été consacré à l'étude de l'effet de perturbations magnétiques sur le capteur. Les perturbations magnétiques qui ont été considérées sont l'effet du champ magnétique environnant, supposé uniforme dans l'espace autour du capteur, et l'effet d'un conducteur proche dans lequel circule un courant électrique. L'effet de l'excentration du conducteur à l'intérieur de la boucle de mesure a aussi été examiné. Pour un fil dans l'air, les perturbations magnétiques ont une influence importante sur la mesure. L'utilisation d'un circuit magnétique est donc préférable. La meilleure configuration d'utilisation de ce circuit magnétique a été définie grâce à un travail expérimental et de simulation. Cette configuration consiste à placer le fil à l'intérieur d'une enceinte blindée de toutes parts.

Enfin, le dernier chapitre présente le fonctionnement et les performances du prototype de capteur de courant obtenu à l'issue de ces travaux. Ce prototype se base sur l'exploitation de la composante off-diagonal. La carte de détection intègre une détection synchrone réalisée à l'aide de composants d'électronique analogique. Pour l'instant, la solution de blindage la plus efficace est rigide.

Les performances du capteur et sa dynamique permettent de le comparer aux capteurs de courant Fluxgate, ce qui était le but recherché car il s'agit de capteurs qui mesurent à la fois le DC et l'AC. En revanche, certaines performances, notamment celles en température, restent fortement à améliorer. Ces améliorations pourraient être obtenues grâce à des modifications de l'électronique de la carte de détection, grâce à une stratégie de mise en œuvre différente (polarisation alternative de la composante off-diagonal) ou grâce à des recuits contrôlés de l'élément sensible.

Ce travail a donc permis de quantifier et de traduire en dérivées chiffrées l'effet de grandeurs d'influence sur la réponse du capteur dans une situation donnée réaliste. Ces données ont permis de comparer rigoureusement quatre stratégies de mise en œuvre de la GMI vis-à-vis des grandeurs d'influence. La stratégie trouvée la plus efficace est l'utilisation de la composante off-diagonal. En outre, une première approche pour quantifier l'effet des perturbations magnétiques sur le capteur a été proposée, ce qui a permis de définir une première solution pour garantir l'immunité du capteur vis-à-vis de ces perturbations. L'ensemble de ces résultats a été pris en compte pour l'implémentation d'un prototype de capteur. Ce prototype présente de bonnes performances générales qui permettent de le comparer aux Fluxgate. Certaines performances restent à améliorer.

Les travaux actuels et futurs doivent donc porter vers une meilleure compréhension physique des phénomènes dans le fil liés aux grandeurs d'influence, afin de pouvoir envisager des solutions de recuit ou autre agissant sur la robustesse intrinsèque de l'échantillon. Ces travaux pourraient être complétés de solutions de compensation électroniques pour améliorer la stabilité du capteur en sortie, et aussi sur la déclinaison d'une solution de blindage flexible.

Dans ce cadre, l'utilisation de nouvelles techniques numériques pour la démodulation constitue une alternative intéressante.

Bibliographie

- [1] S. Ziegler, R. C. Woodward, H. H. C. Iu, et L. J. Borle, « Current Sensing Techniques: A Review », *IEEE Sens. J.*, vol. 9, n° 4, p. 354-376, avr. 2009.
- [2] P. Ripka, « Electric current sensors: a review », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 21, n° 11, p. 112001, 2010.
- [3] L. V. Panina et K. Mohri, « Magneto-impedance effect in amorphous wires », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, n° 9, p. 1189-1191, août 1994.
- [4] M. Knobel, M. Vázquez, et L. Kraus, « Giant Magnetoimpedance », in *Handbook of Magnetic Materials*, vol. 15, Supplement C vol., Elsevier, 2003, p. 497-563.
- [5] M.-H. Phan et H.-X. Peng, « Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications », *Prog. Mater. Sci.*, vol. 53, n° 2, p. 323-420, févr. 2008.
- [6] P. S. Traoré, « Introduction des techniques numériques pour les capteurs magnétiques GMI (Giant Magneto-Impedance) à haute sensibilité: mise en œuvre et performances », Thèse de doctorat, Université Grenoble-Alpes, 2017.
- [7] B. Dufay, « Optimisation d'un magnétomètre à haute sensibilité à base de Magnéto-Impédance Géante (MIG) », Thèse de doctorat, Université de Caen ; Ecole Polytechnique de Montréal, 2012.
- [8] B. Dufay, S. Saez, C. P. Dolabdjian, A. Yelon, et D. Menard, « Characterization of an Optimized Off-Diagonal GMI-Based Magnetometer », *IEEE Sens. J.*, vol. 13, n° 1, p. 379-388, janv. 2013.
- [9] « MI sensor | Electro-Magnetic Product | Aichi Steel ». [En ligne]. Disponible sur: https://www.aichi-steel.co.jp/ENGLISH/products/electromagnetic/mi_sensor/index.html. [Consulté le: 10-déc-2017].
- [10] « CoFeSiB Amorphous Magnetic Wire with Superior Soft Magnetic Properties ». Aichi Steel Corporation, 2017.
- [11] « Les Passe-Partout de la mesure de courant s'affichent en toute autonomie ! » Chauvin-Arnoux, août-2012.
- [12] G. Asch, *Les capteurs en instrumentation industrielle*, 7^e éd. Dunod, 2010.
- [13] D. Placko, *Fundamentals of Instrumentation and Measurement*. John Wiley & Sons, 2013.
- [14] J. Fraden, *Handbook of Modern Sensors: Physics, Designs, and Applications*. Springer Science & Business Media, 2004.
- [15] P. Ripka, *Magnetic sensors and magnetometers*. Artech House, 2001.
- [16] K. Mohri, T. Uchiyama, L. P. Shen, C. M. Cai, et L. V. Panina, « Amorphous wire and CMOS IC-based sensitive micro-magnetic sensors (MI sensor and SI sensor) for intelligent measurements and controls », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 249, n° 1, p. 351-356, août 2002.
- [17] A. Msaed, « MICRO CAPTEUR MAGNETIQUE DE MESURE DE COURANT ET TRAITEMENT INTEGRE », Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2009.

- [18] « Capteurs isolés de courant et de tension caractéristiques - applications – calculs ». LEM, 2017.
- [19] G. Boero, M. Demierre, P.-. A. Besse, et R. S. Popovic, « Micro-Hall devices: performance, technologies and applications », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 106, n° 1, p. 314-320, sept. 2003.
- [20] E. Favre, « Capteurs de courant : à chacun son argument ! », *Mesures*, n° 763, mars-2004.
- [21] L. R. Alldredge, « Magnetometer », US2856581 A, 14-oct-1958.
- [22] « DRV425 Fluxgate Magnetic-Field Sensor ». Texas Instruments, 2016.
- [23] « Catalogue des pinces ampèremétriques ». Chauvin-Arnoux, 2014.
- [24] P. Ripka et M. Janosek, « Advances in Magnetic Field Sensors », *IEEE Sens. J.*, vol. 10, n° 6, p. 1108-1116, juin 2010.
- [25] L. Grno, « Precision flexible current sensor », U.S. Patent No. 7,847,543, déc-2010.
- [26] « ABB Fiber-Optic Current Sensors (FOCS) ». ABB, 2017.
- [27] J. Zubia, L. Casado, G. Aldabaldetrekua, A. Montero, E. Zubia, et G. Durana, « Design and Development of a Low-Cost Optical Current Sensor », *Sensors*, vol. 13, n° 10, p. 13584-13595, oct. 2013.
- [28] « Integrated MagnetoResistive Current Sensor based on AMR ». Sensitec, 2016.
- [29] « Current Measurement Using GMR Sensors ». NVE Corporation, 2008.
- [30] « Differential Current Sensor based on Crocus Technology's patented TMR Technology ». Crocus Technology, 2017.
- [31] Y. Ouyang, J. He, J. Hu, et S. X. Wang, « A Current Sensor Based on the Giant Magnetoresistance Effect: Design and Potential Smart Grid Applications », *Sensors*, vol. 12, n° 11, p. 15520-15541, nov. 2012.
- [32] « SQUID Current Sensors VCblue ». Supracon, 2016.
- [33] E. P. Harrison, G. L. Turney, H. Rowe, et H. Gollop, « The Electrical Properties of High Permeability Wires Carrying Alternating Current », *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Sci.*, vol. 157, n° 891, p. 451-479, 1936.
- [34] L. D. Landau, J. S. Bell, M. J. Kearsley, L. P. Pitaevskii, E. M. Lifshitz, et J. B. Sykes, *Electrodynamics of Continuous Media*. Elsevier, 2013.
- [35] D. Menard, « Modélisation de la magnétoimpédance géante dans les conducteurs magnétiques cylindriques », *PhD Thesis*, 1999.
- [36] D. Ménard et A. Yelon, « Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires », *J. Appl. Phys.*, vol. 88, n° 1, p. 379-393, juin 2000.
- [37] A. Yelon, D. Ménard, M. Britel, et P. Ciureanu, « Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, n° 20, p. 3084-3085, nov. 1996.
- [38] V. M. García-Chocano et H. García-Miquel, « DC and AC linear magnetic field sensor based on glass coated amorphous microwires with Giant Magnetoimpedance », *J. Magn. Mater.*, vol. 378, n° Supplement C, p. 485-492, mars 2015.
- [39] K. Mohri, T. Kohsawa, K. Kawashima, H. Yoshida, et L. V. Panina, « Magneto-inductive effect (MI effect) in amorphous wires », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 28, n° 5, p. 3150-3152, sept. 1992.

- [40] B. Han *et al.*, « Giant Magnetoimpedance Current Sensor With Array-Structure Double Probes », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, n° 5, p. 605-608, mai 2008.
- [41] B. Han, T. Zhang, D. Huang, X. Yue, Y. Zhou, et M. Bi, « Giant Magnetoimpedance Current Sensor With Spiral Structure Double-Probe », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 45, n° 4, p. 1999-2002, avr. 2009.
- [42] D. J. Mapps et L. V. Panina, « Magnetic field detector and a current monitoring device including such a detector », US7564239 B2, juil-2009.
- [43] M. Zidi, « Utilisation de la Magnéto-Impédance Géante pour la réalisation d'un capteur de courant », Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2014.
- [44] B. Fisher, L. V. Panina, N. Fry, et D. J. Mapps, « High Performance Current Sensor Utilizing Pulse Magneto-Impedance in Co-Based Amorphous Wires », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 49, n° 1, p. 89-92, janv. 2013.
- [45] C. Coillot, J. Moutoussamy, G. Chanteur, P. Robert, et F. Alves, « On-board hybrid magnetometer of NASA CHARM-II rocket: principle, design and performances », *J. Sens. Sens. Syst.*, vol. 2, n° 2, p. 137-145, août 2013.
- [46] A. Asfour, M. Zidi, et J.-P. Yonnet, « High Frequency Amplitude Detector for GMI Magnetic Sensors », *Sensors*, vol. 14, n° 12, p. 24502-24522, déc. 2014.
- [47] M. Zidi, A. Asfour, et J. P. Yonnet, « RMS-to-DC Converter for GMI Magnetic Sensor », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 51, n° 1, p. 1-4, janv. 2015.
- [48] « HF2LI Leaflet ». Zurich Instruments, 2017.
- [49] S. Sandacci, D. Makhnovskiy, L. Panina, K. Mohri, et Y. Honkura, « Off-diagonal impedance in amorphous wires and its application to linear magnetic sensors », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, n° 6, p. 3505-3511, nov. 2004.
- [50] P. S. Traoré, A. Asfour, et J. P. Yonnet, « Off-Diagonal GMI Sensors With a Software-Defined Radio Detector: Implementation and Performance », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, n° 4, p. 1-7, avr. 2017.
- [51] P. S. Traoré, A. Asfour, J. P. Yonnet, et C. P. Dolabdjian, « Noise Performance of SDR-Based Off-Diagonal GMI Sensors », *IEEE Sens. J.*, vol. 17, n° 19, p. 6175-6184, oct. 2017.
- [52] W. Zhao, X. Bu, G. Yu, et C. Xiang, « Feedback-type giant magneto-impedance sensor based on longitudinal excitation », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 324, n° 19, p. 3073-3077, sept. 2012.
- [53] Y. Geliang, B. Xiongzhong, X. Chao, et X. Hong, « Design of a GMI magnetic sensor based on longitudinal excitation », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 161, n° 1, p. 72-77, juin 2010.
- [54] T. K. Das, A. Mitra, S. K. Mandal, R. K. Roy, P. Banerji, et A. K. Panda, « Parametric controls on giant magnetoimpedance (GMI) behaviour of CoFeSiBCr amorphous wires for prospective sensor applications », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 220, n° Supplement C, p. 382-387, déc. 2014.
- [55] S. K. Pal, N. B. Manik, et 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, n° 1, p. 195-201, janv. 2006.

- [56] D. Seddaoui, « Mesure et modélisation de la magnétoimpédance non linéaire dans les conducteurs magnétiques cylindriques », Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2009.
- [57] D. Seddaoui, D. Ménard, P. Ciureanu, et A. Yelon, « Second harmonic of nonlinear magnetoimpedance in amorphous magnetic wires with helical anisotropy », *J. Appl. Phys.*, vol. 101, n° 9, p. 093907, mai 2007.
- [58] L. Ding, « Etude et amélioration des performances en bruit de capteurs à MagnétoImpédance Géante: Application à la magnétométrie à très haute sensibilité », Thèse de doctorat, Université de Caen Normandie, France, 2008.
- [59] T. Kitoh, K. Mohri, et T. Uchiyama, « Asymmetrical magneto-impedance effect in twisted amorphous wires for sensitive magnetic sensors », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 31, n° 6, p. 3137-3139, nov. 1995.
- [60] E. Paperno, « Suppression of magnetic noise in the fundamental-mode orthogonal fluxgate », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 116, n° 3, p. 405-409, oct. 2004.
- [61] L. Ding *et al.*, « Intrinsic Giant Magnetoimpedance Noise Reduction by DC Bias », *Sens. Lett.*, vol. 5, n° 1, p. 176-179, mars 2007.
- [62] M. Malátek, P. Ripka, et L. Kraus, « Temperature offset drift of GMI sensors », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 147, n° 2, p. 415-418, oct. 2008.
- [63] M. Kurniawan, R. K. Roy, A. K. Panda, D. W. Greve, P. R. Ohodnicki, et M. E. McHenry, « Interplay of stress, temperature, and giant magnetoimpedance in amorphous soft magnets », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, n° 22, p. 222407, déc. 2014.
- [64] H. Chiriac, C. S. Marinescu, et T.-A. Óvári, « Temperature dependence of the magneto-impedance effect », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 196, n° Supplement C, p. 162-163, mai 1999.
- [65] A. A. Rakhmanov, N. Perov, P. Sheverdyeva, A. Granovsky, et A. S. Antonov, « The temperature dependence of the magneto-impedance effect in the Co-based amorphous wires », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 106, n° 1, p. 240-242, sept. 2003.
- [66] Y. K. Kim, W. S. Cho, T. K. Kim, C. O. Kim, et H. Lee, « Temperature dependence of magnetoimpedance effect in amorphous Co₆₆Fe₄Ni₁₄Si₁₅ ribbon », *J. Appl. Phys.*, vol. 83, n° 11, p. 6575-6577, juin 1998.
- [67] M. M. Tehrani, M. Ghanaatshoar, S. M. Mohseni, M. Coisson, et M. Vázquez, « Temperature dependence of magnetoimpedance in annealed Co-based ribbons », *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 351, n° 37, p. 2983-2986, oct. 2005.
- [68] A. V. Semirov, M. S. Derevyanko, D. A. Bukreev, A. A. Moiseev, V. O. Kudryavtsev, et A. P. Safronov, « Magnetoimpedance of cobalt-based amorphous ribbons/polymer composites », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 415, n° Supplement C, p. 97-101, oct. 2016.
- [69] A. V. Semirov, M. S. Derevyanko, D. A. Bukreev, A. A. Moiseev, et G. V. Kurlyandskaya, « Impedance and magnetic properties of CoFeCrSiB amorphous ribbons near the curie point », *Tech. Phys.*, vol. 58, n° 5, p. 774-777, mai 2013.
- [70] L. V. Panina, N. A. Yudanov, A. T. Morchenko, V. G. Kostishyn, et D. P. Makhnovskiy, « Off-diagonal magnetoimpedance in amorphous microwires for low-field magnetic sensors », *Phys. Status Solidi A*, vol. 213, n° 2, p. 341-349, févr. 2016.
- [71] N. A. Yudanov, S. A. Evstigneeva, L. V. Panina, A. T. Morchenko, A. Zhukov, et X. H. Peng, « Temperature dependence of the off-diagonal magnetoimpedance in sensor

- configuration utilizing Co-rich amorphous wires », *Phys. Status Solidi A*, vol. 213, n° 2, p. 372-376, févr. 2016.
- [72] M. Malatek et P. Ripka, « Single-core Giant Magnetoimpedance with AC Bias », in *2006 5th IEEE Conference on Sensors*, 2006, p. 1012-1015.
- [73] M. Malatek, P. Ripka, et L. Kraus, « Double-core GMI current sensor », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, n° 10, p. 3703-3705, oct. 2005.
- [74] M. Knobel, M. L. Sanchez, J. Velazquez, et M. Vazquez, « Stress dependence of the giant magneto-impedance effect in amorphous wires », *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 7, n° 9, p. L115, 1995.
- [75] C. Garcia, A. Zhukov, V. Zhukova, M. Ipatov, J. M. Blanco, et J. Gonzalez, « Effect of tensile stresses on GMI of Co-rich amorphous microwires », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, n° 10, p. 3688-3690, oct. 2005.
- [76] P. Ciureanu, I. Khalil, L. G. C. Melo, P. Rudkowski, et A. Yelon, « Stress-induced asymmetric magneto-impedance in melt-extracted Co-rich amorphous wires », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 249, n° 1, p. 305-309, août 2002.
- [77] D. Atkinson et P. T. Squire, « Experimental and phenomenological investigation of the effect of stress on magneto-impedance in amorphous alloys », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 33, n° 5, p. 3364-3366, sept. 1997.
- [78] M. Knobel, M. Vázquez, A. Hernando, et M. L. Sánchez, « Effect of tensile stress on the field response of impedance in low magnetostriction amorphous wires », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 169, p. 89-97, mai 1997.
- [79] K. Mandal, S. Puerta, M. Vazquez, et A. Hernando, « The frequency and stress dependence of giant magnetoimpedance in amorphous microwires », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 36, n° 5, p. 3257-3259, sept. 2000.
- [80] J. M. Blanco, A. Zhukov, et J. Gonzalez, « Effect of tensile and torsion on GMI in amorphous wire », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 196-197, n° Supplement C, p. 377-379, mai 1999.
- [81] Y. W. Rheem, C. G. Kim, C. O. Kim, et S. S. Yoon, « Current sensor application of asymmetric giant magnetoimpedance in amorphous materials », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 106, n° 1, p. 19-21, sept. 2003.
- [82] R. Valenzuela, J. J. Freijo, A. Salcedo, M. Vázquez, et A. Hernando, « A miniature dc current sensor based on magnetoimpedance », *J. Appl. Phys.*, vol. 81, n° 8, p. 4301-4303, avr. 1997.
- [83] P. Ripka, « Current sensors using magnetic materials », *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, vol. 6, n° 2, p. 587-592, 2004.
- [84] T. Kudo, N. Tsuji, T. Asada, S. Sugiyama, et S. Wakui, « Development of a Small and Wide-Range Three-Phase Current Sensor Using an MI Element », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 42, n° 10, p. 3362-3364, oct. 2006.
- [85] Z. Zhan, L. Yaoming, C. Jin, et X. Yunfeng, « Current sensor utilizing giant magneto-impedance effect in amorphous ribbon toroidal core and CMOS inverter multivibrator », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 137, n° 1, p. 64-67, juin 2007.
- [86] A. Asfour, J.-P. Yonnet, et M. Zidi, « A High Dynamic Range GMI Current Sensor », *J. Sens. Technol.*, vol. 02, n° 04, p. 165, déc. 2012.

- [87] INTERMAGNET, « Champ magnétique (XYZ), Observatoire de Chambon la Forêt, 06-10-2017 », 31-oct-2011. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.intermagnet.org/index-eng.php>. [Consulté le: 06-oct-2017].
- [88] « “CO-based SENCY”, Highly sensitive magnetic fiber, with excellent soft magnetism properties ». Unitika Ltd., 2014.
- [89] M.-H. Phan et H.-X. Peng, « Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications », *Prog. Mater. Sci.*, vol. 53, n° 2, p. 323-420, févr. 2008.
- [90] D. Ménard *et al.*, « Perspectives in Giant Magnetoimpedance Magnetometry », *Sens. Lett.*, vol. 7, n° 3, p. 339-342, juin 2009.
- [91] J. Nabias, A. Asfour, et J. P. Yonnet, « Temperature Dependence of Giant Magnetoimpedance in Amorphous Microwires for Sensor Application », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, n° 4, p. 1-5, avr. 2017.
- [92] J. Nabias, A. Asfour, et J.-P. Yonnet, « The Impact of Bending Stress on the Performance of Giant Magneto-Impedance (GMI) Magnetic Sensors », *Sensors*, vol. 17, n° 3, p. 640, mars 2017.
- [93] J. Nabias, A. Asfour, et J. P. Yonnet, « Investigation of Bending Stress Effect on the Diagonal and Off-Diagonal Impedances for GMI Sensor Implementation », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, n° 11, p. 1-8, nov. 2017.
- [94] « The Feynman Lectures on Physics Vol. II Ch. 38: Elasticity ». [En ligne]. Disponible sur: http://www.feynmanlectures.caltech.edu/II_38.html#Ch38-S4. [Consulté le: 25-oct-2017].
- [95] K. Bushida, « RE: new detailed estimate amorphous micro wire », 20-mars-2015.
- [96] F. Kinoshita, R. Malmhall, K. Mohri, F. Humphrey, et J. Yamasaki, « Influence of applied tensile and compressive stress on large Barkhausen and Matteucci effects in amorphous wires », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 22, n° 5, p. 445-447, sept. 1986.
- [97] S. Corodeanu, H. Chiriac, T.-A. Óvári, et N. Lupu, « Long GMI sensors for the detection of repetitive deformation of a surface », *AIP Adv.*, vol. 7, n° 5, p. 056621, janv. 2017.
- [98] C. G. Kim, S. S. Yoon, et M. Vázquez, « Evaluation of helical magnetoelastic anisotropy in Fe-based amorphous wire from the decomposed susceptibility spectra », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 223, n° 3, p. 199-202, févr. 2001.
- [99] P. Delooze, L. V. Panina, et D. J. Mapps, « AC biased sub-nano-tesla magnetic field sensor for low-frequency applications utilizing magnetoimpedance in multilayer films », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, n° 10, p. 3652-3654, oct. 2005.
- [100] M. Kuźmiński, K. Nesteruk, et H. K. Lachowicz, « Magnetic field meter based on giant magnetoimpedance effect », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 141, n° 1, p. 68-75, janv. 2008.
- [101] A. Boukhenoufa, C. P. Dolabdjian, et D. Robbes, « High-sensitivity giant magneto-inductive magnetometer characterization implemented with a low-frequency magnetic noise-reduction technique », *IEEE Sens. J.*, vol. 5, n° 5, p. 916-923, oct. 2005.
- [102] « AD630 Balanced Modulator/Demodulator ». Analog Devices, 2016.
- [103] « DG417, DG418, DG419, Precision CMOS Analog Switches ». Vishay Siliconix, 2010.

-
- [104] J. Moutoussamy, *Nouvelles solutions de capteurs à effet de magnétoimpédance géante : principe, modélisation et performances*. Cachan, Ecole normale supérieure, 2009.
- [105] J. P. Yonnet et A. Asfour, « The Magnetic Differentiation Technique for GMI Sensor », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, n° 11, p. 1-4, nov. 2017.
- [106] J.-P. Yonnet et A. Asfour, « Capteur de champ magnétique », 16 57083, juill-2016.
- [107] J. Nabias, « Pince de courant GMI - Contrat CIFRE Chauvin-Arnoux G2ELAB ». Chauvin-Arnoux, 12/17.
- [108] « METGLAS Magnetic 2605SA1 & 2605HB1M Alloy ». Metglas, Inc., 2017.
- [109] « Supra 50 / Supra 50 sp Cold-rolled strip ». Aperam Alloys Imphy, 2016.

Liste des publications

- **Revue internationale à comités de lecture**

- **Acceptées :**

- [R1] **J. Nabias**, A. Asfour, et J. P. Yonnet, « Investigation of Bending Stress Effect on the Diagonal and Off-Diagonal Impedances for GMI Sensor Implementation », IEEE Trans. Magn., vol. 53, no 11, p. 1-8, nov. 2017. [DOI : 10.1109/TMAG.2017.2703981](https://doi.org/10.1109/TMAG.2017.2703981)
- [R2] **J. Nabias**, A. Asfour, et J. P. Yonnet, « Temperature Dependence of Giant Magnetoimpedance in Amorphous Microwires for Sensor Application », IEEE Trans. Magn., vol. 53, no 4, p. 1-5, avr. 2017. [DOI : 10.1109/TMAG.2016.2625841](https://doi.org/10.1109/TMAG.2016.2625841)
- [R3] **J. Nabias**, A. Asfour, et J.-P. Yonnet, « The Impact of Bending Stress on the Performance of Giant Magneto-Impedance (GMI) Magnetic Sensors », Sensors, vol. 17, no 3, p. 640, mars 2017. [DOI : 10.3390/s17030640](https://doi.org/10.3390/s17030640)

- **En cours de soumission :**

- [R4] **J. Nabias**, A. Asfour, et J.-P. Yonnet, « Effect of the temperature on the off-diagonal Giant Magneto-Impedance (GMI) sensors », Int. J. Appl. Electromagn. Mech., no 50, 2017.

- **Conférences internationales à comités de lecture et actes**

- [C1] **J. Nabias**, A. Asfour, et J.-P. Yonnet, « Investigation of temperature effect in diagonal and off-diagonal GMI sensors », in ISEM 2017 18th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics, Chamonix, France, 2017.
- [C2] **J. Nabias**, A. Asfour, et J. Yonnet, « Investigation of bending stress effect in diagonal and off-diagonal GMI sensors », in 2017 IEEE International Magnetics Conference (INTERMAG), 2017, p. 1-1. [DOI : 10.1109/INTMAG.2017.8007907](https://doi.org/10.1109/INTMAG.2017.8007907)
- [C3] **J. Nabias**, A. Asfour, et J.-P. Yonnet, « Bending stress effect in amorphous microwires for GMI sensors », in 11th European Magnetic Sensors and Actuators Conference (EMSA 2016), Turin, Italy, 2016. **(présentation orale)**
- [C4] **J. Nabias**, A. Asfour, et J.-P. Yonnet, « Temperature dependence of Giant Magneto-Impedance (GMI) in amorphous microwires for sensor application », in 11th European Magnetic Sensors and Actuators Conference (EMSA 2016), Turin, Italy, 2016. **(présentation orale)**
- [C5] A. Asfour, J. P. Yonnet, M. Zidi, **J. Nabias**, et P. S. Traore, « Current source dedicated

for direct digital synthesizers: Application to the giant magneto-impedance (GMI) sensors », in 2015 IEEE SENSORS, 2015, p. 1-4. [DOI: 10.1109/ICSENS.2015.7370426](https://doi.org/10.1109/ICSENS.2015.7370426)

- **Conférences nationales à comités de lecture et actes**

- [CN1] **J. Nabias**, A. Asfour, et J.-P. Yonnet, « Capteur de courant à Magnéto-Impédance Géante (GMI) : impact des paramètres d'influence », in Conférence des Jeunes Chercheurs en Génie Electrique (JCGE) 2017, Arras, France, 2017.
- [CN2] **J. Nabias**, A. Asfour, et J.-P. Yonnet, « Étude expérimentale de la dépendance en température de la Magnéto-Impédance Géante dans des microfils amorphes », in Capteurs Magnétiques et Electromagnétiques à Haute sensibilité, GDR Ondes, GT3-Capteurs, Inversion & Imagerie, Montpellier, France, 2016.
- [CN3] **J. Nabias**, A. Asfour, et J.-P. Yonnet, « Évaluation expérimentale de l'effet de la flexion sur les microfils amorphes dans les capteurs à Magnéto-Impédance Géante (GMI) », in Capteurs Magnétiques et Electromagnétiques à Haute sensibilité, GDR Ondes, GT3-Capteurs, Inversion & Imagerie, Montpellier, France, 2016. **(présentation orale)**
- [CN4] J.-P. Yonnet, A. Asfour, **J. Nabias**, P. S. Traoré, M. Zidi, “Comment utiliser l'effet GMI”, dans le *Recueil des Résumés des Journées Thématiques “Capteurs Magnétiques et Electromagnétiques à Haute sensibilité”*, GDR Ondes, GT3-Capteurs, Inversion & Imagerie, Montpellier, France, 26-27 Mai 2016.

Liste des notations et abréviations

Abréviations

GMI	Giant Magneto-Impedance (Magnéto-Impédance Géante)
GMR	Giant Magneto-Resistance (Magnéto-Résistance Géante)
DC	Direct Current (courant continu)
AC	Alternative Current (courant alternatif)
AMR	Anisotropic Magneto-Resistance (Magnéto-Résistance Anisotrope)
TMR	Tunneling Magneto-Resistance (Magnéto-Résistance à effet Tunnel)
SQUID	<i>Superconducting Quantum Interference Devices</i>
RFM	Résonance Ferromagnétique
CMOS	<i>Complementary Metal Oxide Semi-conductor</i> (technologie de fabrication de composants électroniques)
DDS	Direct Digital Synthesizer (Synthétiseur numérique de fréquences)
RMS	Root Mean Square (valeur quadratique moyenne)
SPDT	Single Pole Double Throw

Symboles, notations

H_{mes}	Champ magnétique mesuré (« vu ») par le capteur
I_{mes}	Courant électrique mesuré (« vu ») par le capteur
H_{cr}	Champ de contre-réaction
V_s, v_s	Tension de sortie du capteur
A	Fonction de transfert de la chaîne directe du capteur
T	Fonction de transfert de la chaîne de retour du capteur
I_H	Courant de Hall
B, H	Induction magnétique, Champ Magnétique
$\vec{F}_L = q\vec{v} \wedge \vec{B}$	Force de Laplace \vec{F}_L , où q est la charge du porteur de charge, \vec{v} est le vecteur vitesse du porteur de charge
$\vec{F}_e = q\vec{E}_H$	Force électrostatique \vec{F}_e , où \vec{E}_H est le champ électrostatique.
$V_H = G_H \cdot \frac{I_H \cdot B}{q \cdot n_H \cdot t'}$	Tension de Hall V_H , où G_H est un facteur de correction géométrique, n_H est la densité de porteurs libres dans le matériau, t' est l'épaisseur de la plaque de matériau semi-conducteur
$I_{excitation}(t)$	Courant dans la bobine d'excitation du capteur Fluxgate
$v_{détection}(t)$	Tension aux bornes de la bobine de détection du capteur Fluxgate
$v_{secondaire}(t),$	Tension, courant, au secondaire du transformateur de courant
$I_{secondaire}(t)$	
N_2	Nombre de spires au secondaire du transformateur de courant
$v_{enroulement}(t)$	Tension aux bornes de l'enroulement de la bobine de Rogowski
i_{ac}, i_{fil}	Courant alternatif dans le fil amorphe

I_{ac}	Amplitude du courant alternatif
ω, ω_{exc}	Pulsation du courant alternatif d'excitation
φ	Déphasage courant/tension dans le fil amorphe
v_{ac}, v_{fil}	Tension alternative aux bornes du fil amorphe
V_{ac}, V_{fil}	Amplitude de la tension alternative
f, f_{exc}	Fréquence du courant alternatif d'excitation
\underline{Z}	Impédance complexe du fil amorphe
a	Rayon du fil amorphe
L	Longueur du fil amorphe
σ	Conductivité du fil amorphe
k	Constante de propagation complexe
δ	Épaisseur de peau
μ	Perméabilité magnétique isotrope
J_0, J_1	Fonctions de Bessel d'ordre 0 et d'ordre 1
μ_0	Perméabilité magnétique du vide
ε_{eff}	Permittivité effective du milieu conducteur
μ_φ	Perméabilité magnétique circumférentielle
H_k	Champ d'anisotropie du matériau
H_{pol}	Champ de polarisation
h	Petite variation du champ magnétique mesuré
$y(t)$	Signal $y(t)$ modulé en amplitude, où $x_m(t)$ est le signal modulant,
$= (1 + k_{mod}$	k_{mod} est le facteur de multiplication du signal lors de la modulation,
$\cdot x_m(t)) \cdot x_p(t)$	et $x_p(t)$ est la porteuse du signal
G	Gain du démodulateur
S_Ω	Sensibilité intrinsèque définie par la dérivée de $ \underline{Z} $ par rapport au champ au point de polarisation (cf. équation (1.12))
S_v	Sensibilité intrinsèque en tension (cf. équation (1.13))
I_{ac-opt}	Amplitude optimale du courant d'excitation
i_{bob}	Courant alternatif dans la bobine de détection (association fil-bobine)
v_{bob}	Tension alternative aux bornes de la bobine de détection (association fil-bobine)
\underline{Z}_{11}	Composante diagonale de la matrice impédance
$\underline{Z}_{21}, \underline{Z}_{12}$	Composante « off-diagonal » (anti-diagonale) de la matrice impédance
$Re \{ \underline{Z}_{21} \}, Im \{ \underline{Z}_{21} \}$	Partie réelle, partie imaginaire de l'impédance complexe \underline{Z}_{21}
\underline{Z}_{22}	Autre composante diagonale de la matrice impédance
I_{dc}	Courant continu superposé au courant d'excitation dans le fil
R_g	Résistance de conversion tension-courant
R_{bias}	Résistance pour l'alimentation en courant continu I_{dc}
R_s	Shunt pour la mesure du courant I_{mes}
N_{sol}	Nombre de spires du solénoïde

I_{sol}	Courant dans le solénoïde
L_{sol}	Longueur du solénoïde
H_{max}	Champ maximal appliqué
G_1, G_2	Gains sur les voies 1 et 2 du détecteur synchrone
A_d	Sortie du détecteur synchrone proportionnelle à l'amplitude du signal d'entrée
X_d	Sortie en phase du détecteur synchrone
Y_d	Sortie en quadrature du détecteur synchrone
φ_{21}	Déphasage entre v_{bob} et i_{ac}
φ_R	Déphasage réglable du signal de multiplication (référence) du détecteur synchrone par rapport sa tension d'entrée
$\varphi_{21-\Delta}$	Déphasage entre v_{bob} et i_{ac} pour les champs négatifs
$(\Delta Z_{11} / Z_{11})$, $(\Delta Z_{11} / Z_{11})_{max}$	Rapport GMI (GMI ratio) de la composante diagonale, rapport GMI maximal
R_{dc}	Résistance statique du fil amorphe
$S_{11-\Omega}, S_{11-v}$	Sensibilité intrinsèque, sensibilité intrinsèque en tension de la composante diagonale
$S_{21-\Omega}, S_{21-v}$	Sensibilité intrinsèque, sensibilité intrinsèque en tension de la composante off-diagonal
L_{choc}	Inductance de la self de choc
$\sigma_x(y)$	Contrainte appliquée sur la section du fil dans la direction x , qui dépend de la coordonnée y
ρ	Rayon de courbure de l'échantillon
E	Module d'Young du fil
f_{pol}	Fréquence du signal de polarisation
Q_1, Q_2, Q_3	Signaux logiques
ΔH	Champ de différenciation
C_{cond}	(Point) Centre du conducteur où circule le courant à mesurer
(x_{cond}, y_{cond})	Coordonnées du centre du conducteur dans le plan (x, y)
r	Rayon de la boucle de mesure
d	Distance quelconque
P	Point quelconque du contour (boucle) de mesure
(r, θ)	Coordonnées polaires d'un point du contour
α	Angle entre la direction du champ généré par le conducteur (excentré ou non) et la direction tangente au contour
d_{cond}	Distance entre le conducteur et un point du contour
$Z_{contour}$	Impédance totale du contour
R, X	Parties réelle et imaginaire de l'impédance complexe \underline{Z}
$L_{contour}$	Longueur du contour de mesure
N	Nombre de tronçons du contour de mesure
$\underline{Z}_i (i \in [0, N])$	Impédance d'un tronçon de longueur $L_{contour}/N$
R_i, X_i	Parties réelle et imaginaire de l'impédance complexe \underline{Z}_i

$a_y, b_y, c_y, d_y, e_y,$ f_y, g_y	Paramètres de l'expression analytique $y(x)$ utilisée pour l'interpolation de la courbe GMI : $y(x) = a_y x / (b_y x^2 + c_y) - d_y x / (e_y x^2 + f_y) + g_y$
H_{ter}	Champ magnétique terrestre
H_{x-ter}, H_{y-ter}	Composantes suivant l'axe x et l'axe y du champ magnétique terrestre
I_{pert}	Courant dans un conducteur perturbateur
μ_r	Perméabilité relative du matériau
R_{cr}	Résistance de contre-réaction
R^2	Coefficient de détermination par rapport à une approximation linéaire

Annexes

Annexe 1 : Les capteurs magnétorésistifs : AMR, GMR et TMR	185
Annexe 2 : Modèle de la perméabilité magnétique	189
Annexe 3 : Caractérisation en température de la composante diagonale avec un analyseur d'impédance	196
Annexe 4 : Influence de la fréquence d'excitation pour la composante off-diagonal en fonction de la température	204
Annexe 5 : Influence du courant I_{dc} sur le comportement avec la température des composantes diagonale et off-diagonal	206
Annexe 6 : Polarisation alternative, cas non-symétriques	211
Annexe 7 : Calcul de $\cos\alpha$ (chapitre 4)	213

Annexe 1 : Les capteurs magnétorésistifs : AMR, GMR et TMR

Il existe plusieurs effets magnétorésistifs, les principaux sont les Magnétorésistances Anisotropes (AMR), la Magnétorésistance Géante (GMR), la Magnétorésistance à effet Tunnel (TMR).

1. Magnétorésistance Anisotrope (AMR)

L'effet AMR est basé sur la variation de la résistance d'un matériau ferromagnétique quand un champ est appliqué dans le plan de l'échantillon, perpendiculairement à la direction du courant I_{AMR} injecté pour la mesure de la résistance. Nous avons représenté le champ appliqué H_{mes} sur la Figure A1.1.

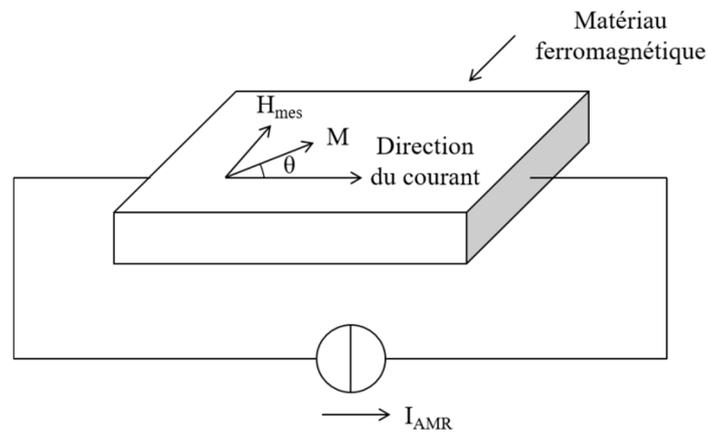


Figure A1.1 : Principe de l'AMR

Suite à cette sollicitation magnétique, la direction de l'aimantation M dans le matériau change, de parallèle au courant d'excitation quand le champ est nul (cette direction correspond à la direction de facile aimantation du matériau), elle s'oriente lentement en fonction de l'intensité du champ vers la direction perpendiculaire, ce qui se traduit par une diminution de la résistance du matériau, dans la grande majorité des cas [15].

La résistivité ρ du matériau dépend effectivement de la direction de l'aimantation, selon un phénomène quantique d'orientation des spins des porteurs de charge. Il reste difficile d'un point de vue théorique de prédire exactement le comportement des matériaux vis-à-vis de ce phénomène, mais une relation phénoménologique simple permet d'exprimer la résistivité du matériau en fonction de l'angle θ de l'aimantation : $\rho(\theta) = \rho_0 + \Delta\rho \cos^2 \theta$, où ρ_0 est la résistivité du matériau dans le cas où l'aimantation est perpendiculaire à la direction du courant, et $\Delta\rho$ est la différence entre ρ_0 et la résistivité dans le cas où M est dans la même direction que I_{AMR} .

L'allure de la réponse de l'effet magnétorésistif anisotrope n'est pas idéale pour l'exploitation d'un capteur car il s'agit d'une réponse paire, qui ne permet pas de discriminer les champs

positifs des champs négatifs, avec une sensibilité faible à champ faible. Nous avons représenté une allure de la réponse du matériau sur la Figure A1.2.

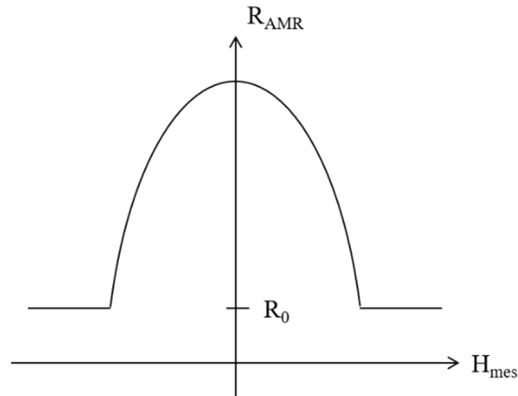


Figure A1.2 : Allure de la résistance d'un matériau AMR [15]

Plusieurs techniques de détection permettent de contourner ce problème, en utilisant par exemple deux éléments sensibles AMR avec une direction de facile aimantation en sens inverse pour linéariser la réponse. Une autre technique, dite de « Barber Pole », permet de linéariser la réponse du capteur, sans toutefois supprimer l'offset (nécessite toujours l'utilisation d'une configuration différentielle). La configuration la plus classique consiste à utiliser quatre AMR montés en pont de Wheatstone, avec un bobinage de contre-réaction et une bobine supplémentaire pour éviter le retournement de l'aimantation [15].

De la même manière que la cellule à effet Hall, ce type de capteur est utilisé dans un concentrateur de flux. La direction sensible de l'échantillon n'est pas dans le sens de l'épaisseur, comme pour les cellules de Hall, mais dans le sens de la largeur, ce qui nécessite d'augmenter l'entrefer du noyau magnétique. Cette augmentation peut être préjudiciable au fonctionnement du capteur.

2. Magnétorésistance Géante (GMR)

L'effet GMR apparaît dans les empilements de couches minces : par exemple, une couche de matériau conducteur (non magnétique) entre deux couches de matériau ferromagnétique. Nous avons représenté un schéma de principe sur la Figure A1.3.

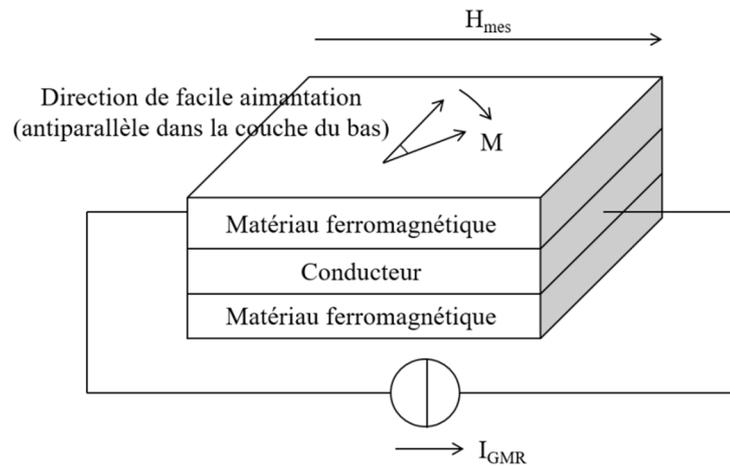


Figure A1.3 : Principe de l'effet GMR [15]

En l'absence de champ magnétique appliqué (dans le plan de l'empilement), le couplage entre les deux couches résulte en une orientation antiparallèle de l'aimantation. L'application d'un champ H_{mes} permet l'alignement de l'aimantation M dans le même sens dans les deux couches (suivant la direction du champ H_{mes}), ce qui favorise la mobilité des électrons à l'intérieur de la structure. Les phénomènes d'orientation antiparallèle encouragent la diffusion des électrons dont le spin n'est pas parallèle à l'aimantation dans la couche, ce qui augmente la résistivité.

La variation de la résistance est donc contrôlée par la variation du champ, ce qui en fait un capteur de champ magnétique. L'allure de la réponse est similaire à ce qu'on obtient avec un AMR, à la différence près que les variations sont beaucoup plus grandes (entre 10 % et 50 % pour un GMR, contre quelques % pour un AMR). De la même manière, la parité de la réponse nécessite la mise en œuvre de techniques de linéarisation et de suppression d'offset.

Ce type de cellule peut donc être utilisé exactement de la même manière qu'un AMR dans un capteur de courant, à la différence près qu'elle est de 4 à 5 fois plus sensible.

3. Magnétorésistance à effet Tunnel (TMR), etc.

Le développement des couches minces s'accompagne de nouvelles manières d'exploiter les magnétorésistances, comme la découverte de l'effet TMR, qui est un phénomène qui dérive directement de la mécanique quantique. L'effet TMR se produit dans un empilement de couches minces : deux couches ferromagnétiques sont disposées de part et d'autre d'une couche isolante, alimentées en courant par des contacts électriques. Nous avons représenté un schéma de principe sur la Figure A1.4.

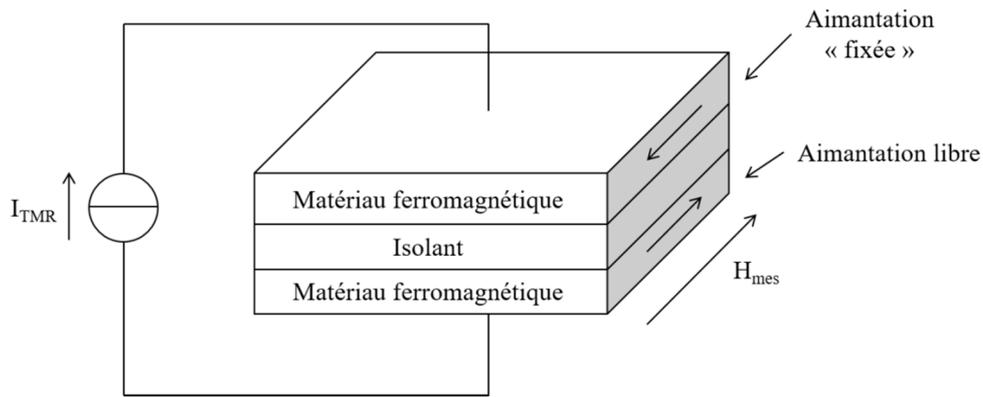


Figure A1.4 : Principe de l'effet TMR

En fonction de l'orientation des spins des électrons dans les couches ferromagnétiques de part et d'autre de la couche isolante, la probabilité qu'un électron traverse cette couche est différente (forte quand les spins sont alignés, faibles quand ils sont de sens opposé). Cette orientation des spins dépend de l'aimantation dans les couches ferromagnétiques. L'aimantation d'une des deux couches est généralement « fixée », tandis que l'autre peut varier en fonction du champ magnétique. La résistance est plus faible quand l'aimantation dans les deux couches est parallèle.

L'ordre de grandeur de la sensibilité des capteurs TMR les rend très prometteurs. Ces capteurs ne sont cependant pas encore utilisés pour la réalisation de capteurs de courant.

Annexe 2 : Modèle de la perméabilité magnétique

L'interprétation de l'effet GMI en tant que conséquence de l'effet de peau a déjà été proposée en 1936 par Harrison et al [33]. Cependant, cette interprétation ne proposait pas de modèle pour le changement de la perméabilité magnétique en fonction du champ.

Cette interprétation a été complétée en 1994 par Panina et Mohri [3]. Le modèle proposé calcule la perméabilité magnétique d'un échantillon amorphe de type Co-Fe-Si-B (structure en domaines circumférentielle) en prenant en compte les courants induits dus au déplacement des parois de domaines sous l'influence du champ mesuré et de l'excitation alternative (i_{ac}). Ce modèle accorde peu d'importance à la rotation de l'aimantation dans les domaines, or ce phénomène devient prédominant pour les hautes fréquences d'excitation, quand le mouvement des parois de domaines est fortement amorti. Dans ce régime d'excitation, la structure en domaines peut être négligée (approximation mono-domaine) pour considérer uniquement l'effet de la rotation de la direction de l'aimantation dans le domaine sous l'effet du champ.

Cette approche a été développée par Ménard et al. en se basant sur les méthodes de résolution utilisées pour les phénomènes de Résonance Ferromagnétique (RFM) [35], [36]. Ce modèle nécessite de résoudre simultanément les équations de Maxwell (équations des champs électrique et magnétique) et les équations de Landau-Lifshitz (mouvement dynamique de l'aimantation) à la surface du matériau.

Cette approche est à l'heure actuelle la plus rigoureuse [4]. Nous allons détailler les éléments clés du modèle de Ménard et al. dans les paragraphes suivants. Une synthèse de cette approche est également présentée dans les travaux de thèse de L. Ding et B. Dufay [7], [58].

Notons \underline{Z} l'impédance complexe du conducteur. Nous avons représenté un conducteur d'impédance complexe \underline{Z} sous la forme d'un fil, excité par un courant alternatif i_{ac} et développant une tension v_{ac} à ses bornes sur la Figure A2.1.

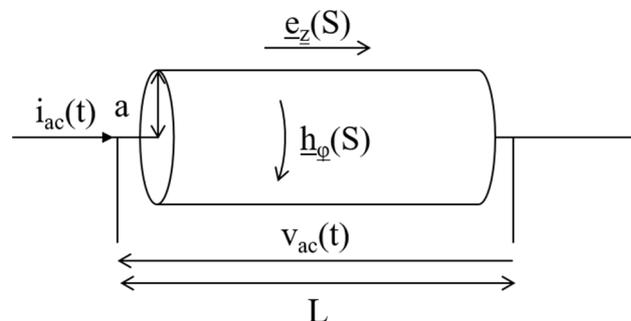


Figure A2.1 : Représentation des grandeurs électromagnétiques \underline{e}_z et \underline{h}_ϕ à la surface de l'échantillon

En vertu de la loi d'Ohm, on peut écrire que $\underline{v}_{ac} = \underline{Z} \cdot \underline{i}_{ac}$, soit :

$$\underline{Z} = \frac{\underline{v}_{ac}}{\underline{i}_{ac}} \quad (\text{A2.1})$$

La définition de l'impédance complexe est généralement réservée aux matériaux linéaires dans lesquels la loi d'Ohm s'applique, ce qui n'est pas forcément le cas dans les matériaux ferromagnétiques. L'expression (A2.1) peut quand même être généralisée pour définir l'impédance complexe effective dans les matériaux ferromagnétiques.

Reprenons le schéma de la Figure A2.1 où nous introduisons les grandeurs électromagnétiques suivantes : soit $\underline{e}_z(S)$ le champ électrique longitudinal à la surface (S) de l'échantillon, et $\underline{h}_\phi(S)$ le champ magnétique circonférentiel à la surface de l'échantillon (lié au passage du courant \underline{i}_{ac}). Les indices z et ϕ désignent respectivement les directions longitudinales et ortho-radiales. Nous avons représenté les grandeurs physiques correspondantes sur la Figure A2.1.

La relation entre \underline{v}_{ac} et $\underline{e}_z(S)$ s'écrit alors, en supposant que $\underline{e}_z(S)$ est constant sur toute la longueur de l'échantillon :

$$\underline{v}_{ac} = \int_L \underline{e}_z(S) \cdot dz = \underline{e}_z(S) \cdot L \quad (\text{A2.2})$$

Et la relation entre \underline{i}_{ac} et $\underline{h}_\phi(S)$ s'obtient en appliquant le théorème d'Ampère sur un contour C autour de la section du fil, en supposant que $\underline{h}_\phi(S)$ est constant tout le long du contour, ce qui est le cas dans l'hypothèse où le fil est infiniment long :

$$\underline{i}_{ac} = \oint_C \underline{h}_\phi(S) \cdot dC = \underline{h}_\phi(S) \cdot 2\pi a \quad (\text{A2.3})$$

A partir de (A2.1), (A2.2), (A2.3), \underline{Z} s'écrit :

$$\underline{Z} = \frac{L}{2\pi a} \cdot \frac{\underline{e}_z(S)}{\underline{h}_\phi(S)} \quad (\text{A2.4})$$

Cette expression (A2.4) fait apparaître le rapport $\underline{e}_z(S)/\underline{h}_\phi(S)$.

Les champs $\underline{e}_z(S)$ et $\underline{h}_\phi(S)$ peuvent être déterminés en résolvant les équations de Maxwell-Ampère et Maxwell-Faraday à la surface du conducteur [34]. Ces équations s'écrivent :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{j} \quad (\text{A2.5})$$

Où \vec{j} est la densité de courant (source de \vec{H}). Et :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{A2.6})$$

Notons \vec{M} l'aimantation dans le matériau. L'aimantation \vec{M} est liée au champ magnétique et à l'induction par la relation :

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{A2.7})$$

Où nous rappelons que μ_0 est la perméabilité magnétique du vide. Par ailleurs, la relation $\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$ existe entre la densité de courant et le champ électrique.

La combinaison des équations (A2.5), (A2.6), (A2.7) et de la loi d'Ohm nous donne l'équation suivante :

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}) = -\sigma \mu_0 \frac{\partial (\vec{H} + \vec{M})}{\partial t} \quad (\text{A2.8})$$

Précisons à ce stade que si nous remplaçons la relation (A2.7) par la relation $\vec{B} = \mu \cdot \vec{H}$ où μ est une perméabilité effective isotrope et complexe, la résolution de l'équation (A2.8) nous permet de retrouver l'expression (1.6).

Par ailleurs, l'évolution de l'aimantation au cours du temps est conditionnée par l'équation de Landau-Lifshitz :

$$\frac{\partial (\vec{M})}{\partial t} = \gamma \mu_0 \vec{M} \times \left(\overrightarrow{H_{eff}} - \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \overrightarrow{H_{eff}} \right) \quad (\text{A2.9})$$

Où γ est le rapport gyromagnétique qui décrit la précession de l'aimantation \vec{M} autour d'une position d'équilibre. α est une constante d'amortissement réduite définie par la relation $\alpha = 4\pi\lambda/\gamma\mu_0 M_s$ où λ est la constante d'amortissement de Landau-Lifshitz. $\overrightarrow{H_{eff}}$ est un champ effectif interne autour duquel précesse l'aimantation \vec{M} . Il décrit l'ensemble des forces magnétiques qui ont une influence sur l'aimantation.

Un traitement rigoureux nécessite de résoudre simultanément les équations (A2.8) et (A2.9). Cette résolution peut être effectuée dans l'hypothèse d'une approximation petit signal. Dans

ce cadre, chaque vecteur peut être représenté comme la somme d'une composante statique et d'une composante dynamique petit signal, soit :

$$\begin{aligned}\vec{M} &= \vec{M}_0 + \vec{m} \\ \vec{H}_{eff} &= \vec{H}_{eff0} + \vec{h}_{eff}\end{aligned}\tag{A2.10}$$

La résolution du système doit s'effectuer en deux temps :

- Résoudre le système dans l'état statique, ce qui nous permet de déterminer les vecteurs \vec{M}_0 et \vec{H}_{eff0}
- Résoudre le système en dynamique dans l'approximation petit signal qui nous permet de linéariser l'équation (A2.9).

Nous allons présenter les éléments clés de cette résolution en nous basant sur un échantillon de fil idéal avec des conditions initiales au niveau de la structure magnétique de l'échantillon.

Il est connu que la matière ferromagnétique s'organise en domaines magnétiques au sein desquels l'aimantation est homogène et orientée dans la direction de facile aimantation, qui dépend de l'anisotropie du matériau. En l'absence de champ magnétique, chaque domaine présente une direction d'aimantation qui correspond à un état d'énergie minimale. Quand un champ magnétique est appliqué, le processus d'aimantation peut évoluer selon deux mécanismes qui sont :

- le mouvement des parois de domaines (les domaines dont la direction d'aimantation est favorisée par le champ effectif interne du matériau croissent aux dépens des autres domaines)
- la rotation du vecteur \vec{M} au sein de chaque domaine.

Dans le cas qui nous intéresse ici, nous nous plaçons dans une approximation mono-domaine (le mouvement des parois de domaines est négligé dans le processus d'aimantation). Cette approximation est justifiée étant donné qu'aux fréquences d'excitation considérées, les mouvements de parois sont fortement ralentis par le développement de courants induits de Foucault. Seule la rotation du vecteur \vec{M} au sein du domaine sera considérée.

L'échantillon considéré est représenté sur la Figure A2.2. Il s'agit d'un fil de géométrie cylindrique, qui ne comporte qu'un seul domaine magnétique de direction d'aimantation \vec{M} . Les vecteurs unitaires dans le repère cylindrique du fil sont notés \vec{u}_r , \vec{u}_ϕ , \vec{u}_z . Le vecteur \vec{u}_M est un vecteur unitaire selon la direction de l'aimantation \vec{M} . Le vecteur \vec{u}_N est un vecteur perpendiculaire à \vec{u}_M pour former un nouveau repère \vec{u}_r , \vec{u}_M , \vec{u}_N . L'angle entre \vec{u}_z et \vec{u}_M est noté θ .

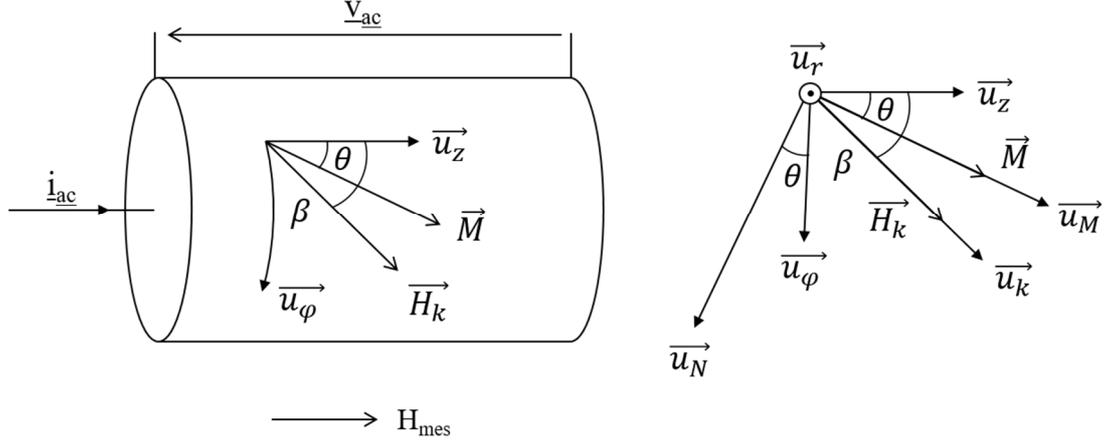


Figure A2.2 : Echantillon de fil magnétique considéré pour la résolution du système et repère considéré [35].

Notons \vec{H}_k le champ d'anisotropie du fil. Le champ \vec{H}_k est un champ effectif qui permet de représenter la contribution de l'énergie d'anisotropie dans le fil. Le vecteur \vec{u}_k est un vecteur unitaire selon la direction du champ d'anisotropie du fil. L'angle entre \vec{u}_z et \vec{u}_k est noté β . Dans la configuration que nous avons représenté sur la Figure A2.2, l'anisotropie du fil est hélicoïdale (\vec{H}_k a des composantes suivant \vec{u}_z et \vec{u}_φ). L'angle β détermine la direction de facile aimantation du fil. \vec{H}_k s'écrit $\vec{H}_k = H_k \cos(\beta - \theta) \cdot \vec{u}_k$ où $H_k = 2K_{ul}/\mu_0 M_s$ avec K_{ul} la constante d'anisotropie du matériau.

Par ailleurs, précisons que le conducteur ferromagnétique est homogène. Rappelons qu'il est placé dans un champ magnétique H_{mes} qui est appliqué longitudinalement (dans la direction du vecteur \vec{u}_z). Le conducteur est soumis à l'excitation alternative fournie par le courant i_{ac} .

La première étape consiste à trouver la direction des vecteurs \vec{M}_0 et \vec{H}_{eff0} quand le champ H_{mes} est appliqué le long du fil.

Le champ \vec{H}_{eff0} rassemble les contributions magnétiques qui exercent une influence sur l'aimantation. Ici, \vec{H}_{eff0} s'écrit :

$$\vec{H}_{eff0} = \vec{H}_{mes} + \vec{H}_k \quad (\text{A2.11})$$

La direction de \vec{M}_0 s'obtient en vérifiant la relation :

$$\vec{M}_0 \times \vec{H}_{eff0} = 0 \quad (\text{A2.12})$$

Qui signifie que les vecteurs \vec{M}_0 et \vec{H}_{eff0} sont alignés.

Cette relation (A2.12) peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
M_s H_{mes} \sin \theta + M_s H_k \cos(\beta - \theta) \sin(\beta - \theta) &= 0 \\
\Leftrightarrow H_{mes} \sin \theta + \frac{H_k}{2} \sin 2(\beta - \theta) &= 0
\end{aligned} \tag{A2.13}$$

L'angle θ s'obtient donc en résolvant l'équation (A2.13) (à H_{mes} , H_k , β donnés).

La deuxième étape consiste à résoudre l'équation (A2.9) dans l'approximation petit signal, c'est-à-dire en considérant que $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}$ et $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{eff0} + \vec{h}_{eff}$, avec \vec{M}_0 et \vec{H}_{eff0} qui sont indépendants du temps.

La solution générale de l'équation (A2.9) linéarisée et de l'équation (A2.8) (relations de Maxwell) décrit quatre ondes qui se propagent dans le fil. Trois des modes sont polarisés dans un plan perpendiculaire à l'aimantation statique, \vec{M}_0 , et sont dits magnétiques. Le quatrième mode est polarisé dans une direction parallèle à l'aimantation statique et est dit non magnétique [35], [36].

Reprenons le repère \vec{u}_r , \vec{u}_M , \vec{u}_N dont le vecteur \vec{u}_M est dans la direction de l'aimantation statique \vec{M}_0 . Soient $\underline{e}_M(S)$, $\underline{e}_N(S)$ et $\underline{h}_M(S)$, $\underline{h}_N(S)$ les champs électrique et magnétique à la surface du matériau dans le repère précédent. Il est possible de définir les termes $Z_M = \frac{e_M(S)}{h_N(S)}$ et $Z_0 = \underline{e}_N(S)/\underline{h}_M(S)$ où Z_M est un terme associé aux trois modes magnétiques (dans un plan perpendiculaire à l'aimantation statique) et Z_0 un terme correspondant au mode non magnétique (dans un plan parallèle à l'aimantation statique). La résolution complète du système, prenant en compte les conditions aux frontières, permet de trouver l'expression rigoureuse de \underline{Z} , à partir de la relation (A2.4), en fonction de Z_M , Z_0 , et θ . Cette résolution est détaillée par Ménard dans [35], [36]. L'expression de \underline{Z} peut être simplifiée sous certaines conditions pour donner :

$$\underline{Z} = \frac{L}{2\pi a} \cdot (Z_M \cos^2 \theta + Z_0 \sin^2 \theta) \tag{A2.14}$$

Par ailleurs, la résolution des équations (A2.8) et (A2.9) fait apparaître que les composantes transverses de l'aimantation et du champ sont proportionnelles. L'expression générale de la perméabilité transverse fait apparaître la dépendance de celle-ci au champ magnétique appliqué, H_{mes} , et aux paramètres d'excitation (ω). Une expression simplifiée de cette perméabilité sous certaines conditions permet de négliger l'influence de la fréquence et s'écrit :

$$\mu_t = \frac{M_s}{H_{mes} \cos \theta + H_k \cos 2(\beta - \theta)} \cdot \mu_0 \tag{A2.15}$$

Enfin, les termes Z_M et Z_0 peuvent s'écrire [35] :

$$\begin{aligned} Z_M &= R_{dc} \frac{ka}{2} \cdot \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \\ Z_0 &= R_{dc} \frac{k_0 a}{2} \cdot \frac{J_0(k_0 a)}{J_1(k_0 a)} \end{aligned} \tag{A2.16}$$

Avec $k = \frac{1-i}{\delta}$, $\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu_t}}$, $k_0 = \frac{1-i}{\delta_0}$ ($\delta_0 = \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu_0}}$).

La combinaison des relations (A2.14), (A2.15) et (A2.16) permet de retrouver l'expression de \underline{Z} .

L'expression de \underline{Z} met en évidence la dépendance de l'impédance à la perméabilité transverse, μ_t (ou μ_φ). Cette perméabilité est par ailleurs dépendante du champ magnétique appliqué, H_{mes} .

Annexe 3 : Caractérisation en température de la composante diagonale avec un analyseur d'impédance

La même caractérisation en température que dans le chapitre 2 a été effectuée sur un échantillon similaire, avec des paramètres d'excitation voisins, avec un analyseur d'impédance. Le protocole et les résultats sont détaillés ici. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication [91].

1. Protocole expérimental

Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure A3.1.

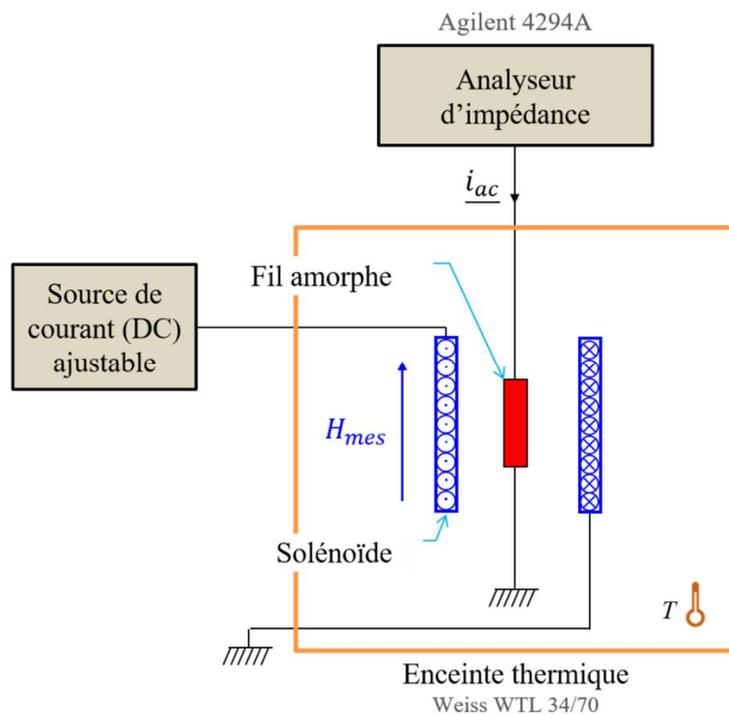


Figure A3.1 : Schéma du dispositif expérimental pour la caractérisation en température de la composante diagonale, Z_{11} .

Le module de la composante diagonale est mesuré avec un analyseur d'impédance (Agilent 4294A). L'amplitude du courant alternatif i_{ac} dans l'échantillon est de 3 mA. Aucune composante continue n'est ajoutée. L'impédance est relevée dans la gamme de fréquences [1 MHz, 10 MHz].

L'échantillon utilisé mesure 5 cm. Cet échantillon est soudé sur un support de circuit imprimé en époxy. Ce support est relié à l'analyseur d'impédance via un câble coaxial. Une photo de l'échantillon est présentée sur la Figure A3.2.

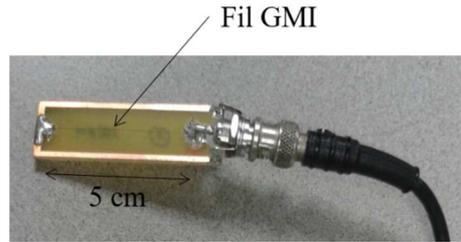


Figure A3.2 : Photo de l'échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, longueur 5 cm, diamètre 100 μm

Le champ H_{mes} est appliqué à l'aide d'un solénoïde alimenté par une source contrôlable de courant DC. La résolution de cette source est de 1 mA.

Le champ généré par le solénoïde sur son axe est donné par la formule : $H_{mes} = N_{sol} \cdot I_{sol} / L_{sol}$, où N_{sol} est le nombre de spires, I_{sol} est le courant dans le solénoïde et L_{sol} est la longueur du solénoïde. Dans notre cas, $N_{sol} = 290$, $L_{sol} = 0.1$ m, ce qui donne un transfert de 2900 (A/m)/A.

La résolution disponible en champ est donc de $2900 \cdot 0.001 = 2.9$ A/m. De plus, le champ maximal est atteint pour une excitation en courant I_{sol} de 0.8 A, ce qui correspond à un champ H_{max} d'environ 2.3 kA/m.

2. Résultats

Le module de l'impédance, $|Z_{11}|$, est représenté en fonction du champ mesuré et pour différentes températures sur la Figure A3.3. Pour des raisons de simplicité, nous représentons uniquement les résultats obtenus pour la fréquence d'excitation de 1 MHz. Deux fréquences d'excitation supplémentaires (5 MHz et 10 MHz) sont étudiées dans la fin de cette annexe (paragraphe 3.).

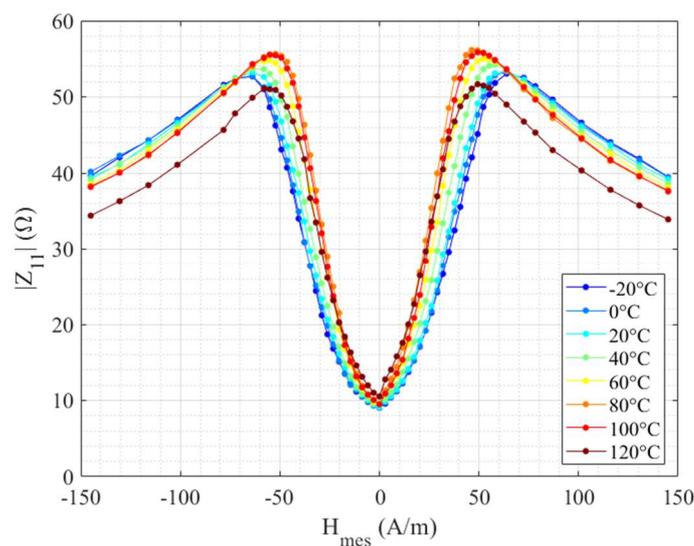


Figure A3.3 : $|Z_{11}(H_{mes})|$ pour un échantillon de fil amorphe de type Co-Fe-Si-B, diamètre 100 μm , longueur 5 cm, excité par un courant alternatif i_{ac} d'amplitude 3 mA et de fréquence 1 MHz.

Les variations de la caractéristique $\left|Z_{11}(H_{mes})\right|$ peuvent être interprétées en commentant l'évolution du rapport GMI maximal, noté $\left(\Delta\left|Z_{11}\right|/\left|Z_{11}\right|\right)_{max}$. Le rapport $\left(\Delta\left|Z_{11}\right|/\left|Z_{11}\right|\right)_{max}$ est représenté en fonction de la température sur la Figure A3.4. Ce rapport augmente avec la température entre $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $80\text{ }^{\circ}\text{C}$, puis décroît entre $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $120\text{ }^{\circ}\text{C}$.

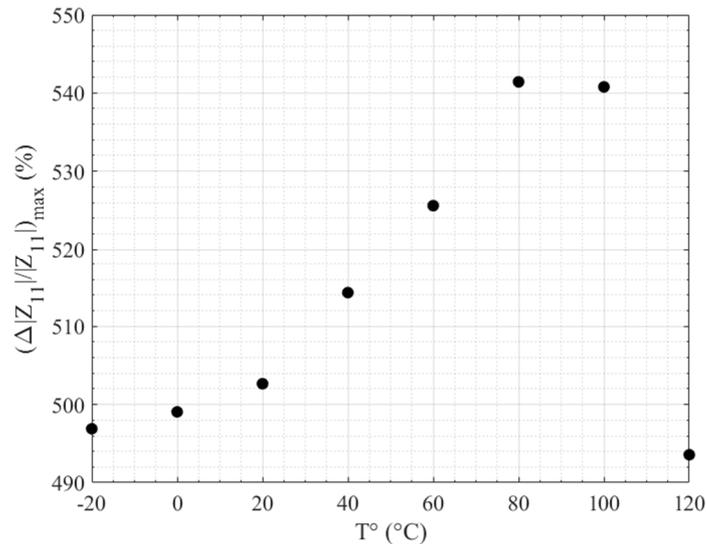


Figure A3.4 : $(\Delta Z/Z)_{max}$ en fonction de la température.

Par ailleurs, nous observons également (Figure A3.3) que le champ qui correspond au maximum de l'impédance, H_{peak} , décroît légèrement quand la température augmente.

La sensibilité intrinsèque de l'échantillon, $S_{11-\Omega}$, est obtenue par dérivation de la courbe de la Figure A3.3. La sensibilité $S_{11-\Omega}$ est représentée en fonction du champ et pour différentes températures sur la Figure A3.5 (a).

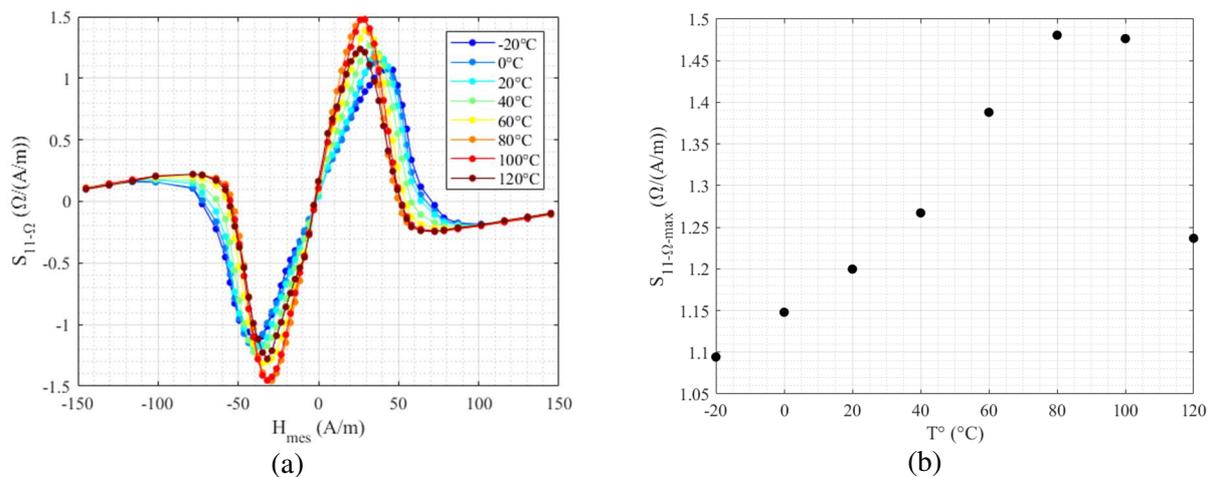


Figure A3.5 : (a) $S_{11-\Omega}(H_{mes})$ pour différentes températures dans la plage $[-20\text{ }^{\circ}\text{C}, 120\text{ }^{\circ}\text{C}]$. (b) $S_{11-\Omega-max}$ en fonction de la température.

L'évolution du maximum de cette sensibilité, $S_{11-\Omega-max}$, est représentée en fonction de la température sur la Figure A3.5 (b).

La sensibilité $S_{11-\Omega-max}$ augmente avec la température jusqu'à 80 °C, puis diminue entre 80 °C et 120 °C. La variation relative est de 0.4 $\Omega/(A/m)$ entre la sensibilité intrinsèque la plus basse (à -20 °C) et la sensibilité la plus haute (à 80 °C). Précisons par ailleurs que le champ magnétique qui correspond à $S_{11-\Omega-max}$ varie avec la température (dans un ordre croissant de températures, la sensibilité maximale est obtenue pour des champs de 44 A/m, 38 A/m, 35 A/m, 32 A/m, 29 A/m, 29 A/m, 29 A/m and 26 A/m).

Dans la pratique, le gain de la chaîne directe du capteur est déterminé par la valeur de la sensibilité au niveau du champ de polarisation, H_{pol} . Ce champ est généralement choisi de manière à obtenir la sensibilité intrinsèque maximale. Dans le cas que nous avons représenté, la sensibilité maximale $S_{11-\Omega-max}$ est obtenue pour un champ de polarisation de 35 A/m à 20 °C. C'est en pratique ce champ de polarisation à température ambiante (20 °C) qui sera considéré.

La variation de la sensibilité intrinsèque au niveau de ce champ de polarisation à température ambiante en fonction de la température est quantifiée.

Cette sensibilité $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ varie au maximum entre 1.2 $\Omega/(A/m)$ (à 20 °C) et 1 $\Omega/(A/m)$ (à 120 °C). Le coefficient de température de la sensibilité décrit la variation relative de celle-ci par rapport à la température. Dans ce cas, le changement de la sensibilité intrinsèque correspond à un pourcentage de -0.2 %/°C (ou -2000 ppm/°C). Une valeur similaire de 0.2 %/K a été rapportée pour des échantillons de ruban amorphe [72], [73].

Sans dispositif de compensation, ou dispositif de contre-réaction, cette variation peut influencer directement la sortie du capteur.

C'est le cas également de la variation de l'offset intrinsèque, proportionnel à $|\underline{Z}_{11}(H_{pol})|$, en fonction de la température. Le module de l'impédance au niveau du champ de polarisation est représenté en fonction de la température sur la Figure A3.6.

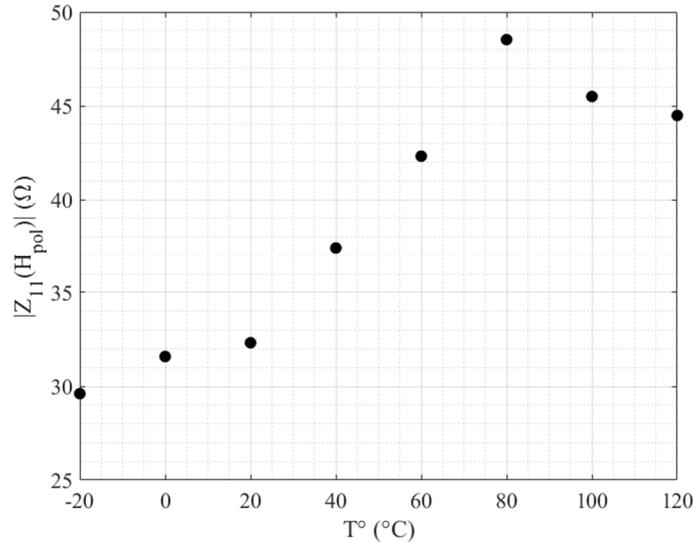


Figure A3.6 : $|Z_{11}(H_{pol})|$ en fonction de la température.

Dans ce cas, $|Z_{11}(H_{pol})|$ varie au maximum entre 32 Ω (à 20 $^{\circ}\text{C}$) et 49 Ω (à 80 $^{\circ}\text{C}$), soit une variation de 17 Ω . Cette différence relative correspond à un pourcentage de variation d'environ 0.9 %/ $^{\circ}\text{C}$ (ou 9000 ppm/ $^{\circ}\text{C}$). Ce pourcentage de variation permet de calculer le coefficient de température de l'offset, en T/K (pour se ramener à des unités usuelles) en associant celui-ci à un champ mesuré. Pour une sensibilité intrinsèque de 1.3 $\Omega/(\text{A/m})$, cette variation de 0.28 $\Omega/^{\circ}\text{C}$ correspond à une dérive en champ mesuré de 0.22 (A/m)/ $^{\circ}\text{C}$, ou 270 nT/ $^{\circ}\text{C}$. Un coefficient de température de 340 nT/K a été rapporté dans un échantillon de ruban amorphe de composition Co-Fe-Cr-Si-B [62].

Par ailleurs, les résultats obtenus montrent que la variation relative du module de l'impédance en fonction de la température est plus faible autour du champ nul.

Nous définissons la variation relative de l'impédance en fonction de la température à un champ H donné comme étant $|Z_{11}(H)|_{max} - |Z_{11}(H)|_{min}$. Cette différence relative est représentée en fonction du champ sur la Figure A3.7.

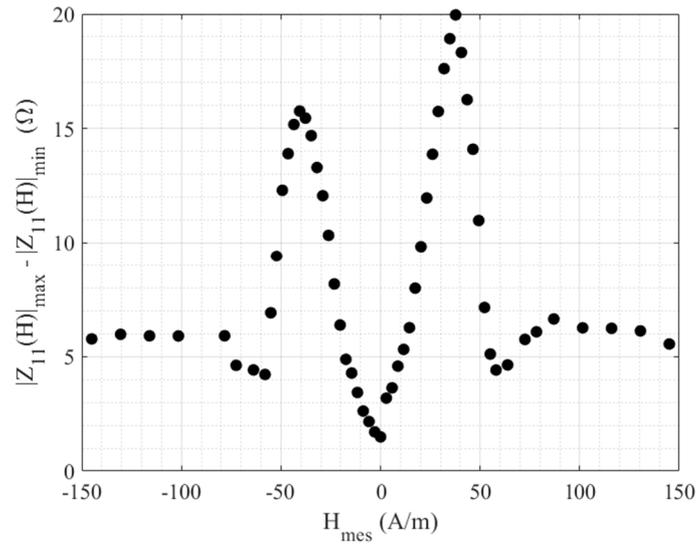


Figure A3.7 : Variation relative $|Z_{11}(H)|_{max} - |Z_{11}(H)|_{min}$ due à la température en fonction du champ.

Les variations relatives maximales dues à la température sont obtenues pour des champs magnétiques positif et négatif de 38 A/m et -41 A/m. Ces champs sont proches de ceux pour lesquels la sensibilité intrinsèque maximale est obtenue. En pratique, cela signifie que si le champ de polarisation H_{pol} est choisi de manière à obtenir à la sensibilité intrinsèque maximale, la variation de l'offset intrinsèque (proportionnel à $|Z_{11}(H_{pol})|$) en fonction de la température est aussi quasi-maximale.

En revanche, le plus petit changement de l'impédance en fonction de la température a été obtenu au champ nul.

Les résultats obtenus en termes de variation de la sensibilité intrinsèque en tension, S_{11-v} , et de la tension d'offset intrinsèque, $|Z_{11}(H_{pol})| \cdot I_{ac}$, sont récapitulés dans le Tableau A3.1.

Tableau A3.1 : Résultats de la caractérisation en température de la composante diagonale

Grandeur d'influence	Stratégie de conditionnement	Variation de $ \underline{Z}_{11}(H_{pol}) $	Variation de $S_{11-\Omega}(H_{pol})$
Température	Utilisation de la composante \underline{Z}_{11}	+ 0.22 (A/m)/°C (+ 270 nT/°C)	-0.2 %/°C

Ces résultats correspondent à une fréquence d'excitation de 1 MHz. Deux autres fréquences d'excitation sont représentées dans le paragraphe suivant.

Rappelons les mêmes grandeurs dans le chapitre 2 :

Tableau 2.1 : Résultats de la caractérisation en température de la composante diagonale

Grandeur d'influence	Stratégie de mise en œuvre	Variation de $ \underline{Z}_{11}(H_{pol}) $	Variation de $S_{11-\Omega}(H_{pol})$
Température	Utilisation de la composante \underline{Z}_{11}	-0.13 (A/m)/°C (-170 nT/°C)	-0.5 %/°C

L'écart entre les deux mesures pourrait être dû à l'échantillonnage de la mesure réalisé à l'analyseur d'impédance, qui est inférieur à celui présenté dans le chapitre 2. La résolution du champ appliqué dans les travaux présentés dans cette annexe est de 3 A/m environ contre une meilleure résolution dans les résultats du chapitre 2. L'ordre de grandeur des résultats est comparable.

3. Influence de la fréquence d'excitation

Le module $|\underline{Z}_{11}(H_{mes})|$, la sensibilité $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ et l'offset $|\underline{Z}_{11}(H_{pol})|$ sont représentés pour les fréquences d'excitation de 1 MHz, 5 MHz et 10 MHz sur la Figure A3.8.

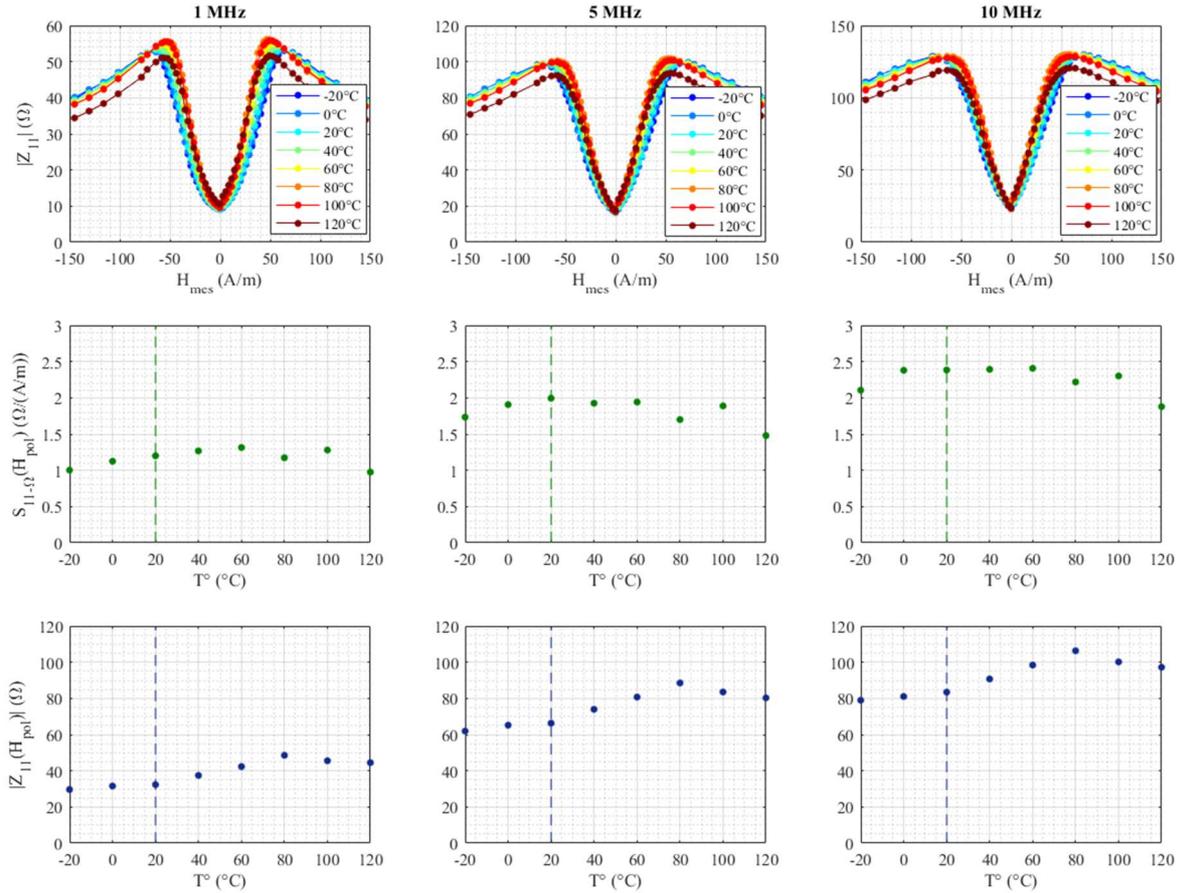


Figure A3.8 : $|Z_{11}(H_{mes})|$, $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ et $|Z_{11}(H_{pol})|$ pour les fréquences d'excitation de 1 MHz, 5 MHz et 10 MHz.

La sensibilité $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ et le module de l'impédance au point de polarisation, $|Z_{11}(H_{pol})|$, sont tracés en fonction de la température. De la même manière que précédemment, le champ H_{pol} correspond à la sensibilité intrinsèque maximale à $20^\circ C$.

Les pourcentages de variation obtenus pour chaque fréquence sont :

- à 1 MHz, $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ varie de $-0.2\%/^\circ C$, et $|Z_{11}(H_{pol})|$ varie de $+0.22 (A/m)/^\circ C$
- à 5 MHz, $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ varie de $-0.5\%/^\circ C$, et $|Z_{11}(H_{pol})|$ varie de $+0.19 (A/m)/^\circ C$
- à 10 MHz, $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ varie de $-0.2\%/^\circ C$, et $|Z_{11}(H_{pol})|$ varie de $+0.16 (A/m)/^\circ C$

La fréquence d'excitation n'a pas d'influence décisive sur la variation des quantités intrinsèques avec la température, dans la gamme considérée.

Annexe 4 : Influence de la fréquence d'excitation pour la composante off-diagonal en fonction de la température

Le même protocole que dans le chapitre 2 est repris pour la caractérisation de la composante off-diagonal en fonction de la température. La gamme de températures investiguée est [20 °C, 120 °C]. La fréquence d'excitation varie entre 0.5 MHz et 1.5 MHz.

La composante $Re\{Z_{21}\}$, la sensibilité $S_{21-\Omega}(0)$ et l'offset $Re\{Z_{21}(0)\}$ sont présentés sur la Figure A4.1.

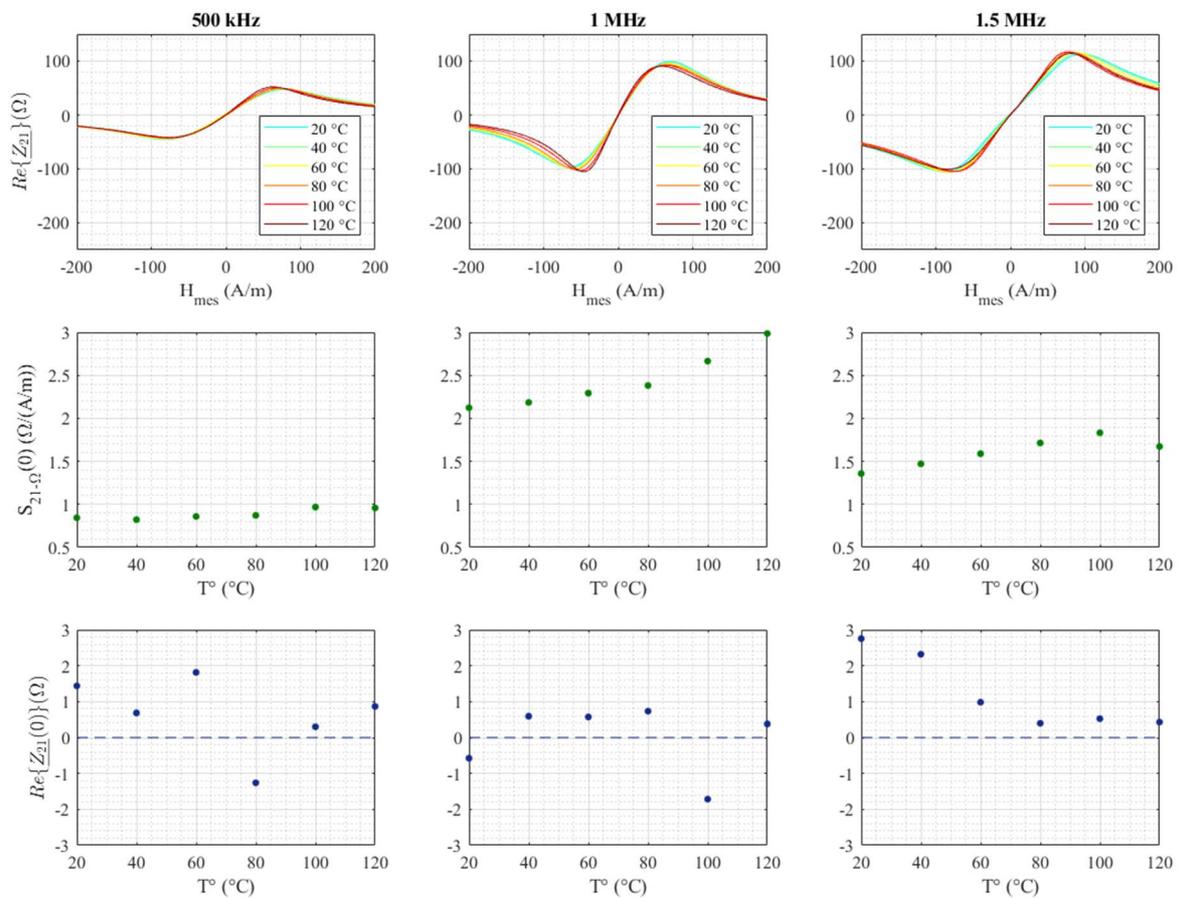


Figure A4.1 : $Re\{Z_{21}(H_{mes})\}$, $S_{21-\Omega}(0)$ et $Re\{Z_{21}(0)\}$ pour les fréquences d'excitation de 500 kHz, 1 MHz et 1.5 MHz.

Les pourcentages de variation obtenus pour chaque fréquence sont :

- à 0.5 MHz, $S_{21-\Omega}(0)$ varie de +0.15 %/°C, et $Re \{Z_{21}(0)\}$ varie de -0.05 (A/m)/°C
- à 1 MHz, $S_{21-\Omega}(0)$ varie de +0.4 %/°C, et $Re \{Z_{21}(0)\}$ varie de +0.01 (A/m)/°C
- à 1.5 MHz, $S_{21-\Omega}(0)$ varie de +0.4 %/°C, et $Re \{Z_{21}(0)\}$ varie de -0.03 (A/m)/°C

En conclusion, la fréquence d'excitation n'a pas d'influence décisive sur la variation des quantités intrinsèques avec la température, dans la gamme considérée.

Rappelons les mêmes grandeurs dans le chapitre 2, pour une fréquence d'excitation de 1 MHz :

Tableau 2.2 : Résultats de la caractérisation en température de la composante off-diagonal

Grandeur d'influence	Stratégie de mise en œuvre	Variation de $Re \{Z_{21}(0)\}$	Variation de $S_{21-\Omega}(0)$
Température	Utilisation de la composante Z_{21}	-0.015 (A/m)/°C (-19 nT/°C)	+0.4 %/°C

Annexe 5 : Influence du courant I_{dc} sur le comportement avec la température des composantes diagonale et off-diagonal

Le protocole expérimental est le même que dans le chapitre 2 pour la caractérisation en température des composantes diagonales et off-diagonal. L'objectif des tests ci-dessous est de constater l'influence de l'amplitude du courant continu I_{dc} sur les résultats. Ce courant prend les valeurs 0 mA, 2.5 mA, 5 mA, 7.5 mA, 10 mA, 15 mA.

1. Composante diagonale

Le module de l'impédance, $|Z_{11}|$, avec une composante continue I_{dc} d'amplitude 0 mA, 2.5 mA, 5 mA, 7.5 mA, 10 mA, 15 mA, est représenté pour différentes températures sur la Figure A5.1. L'échantillon utilisé, l'amplitude et la fréquence du courant d'excitation i_{ac} sont les mêmes que dans la partie précédente.

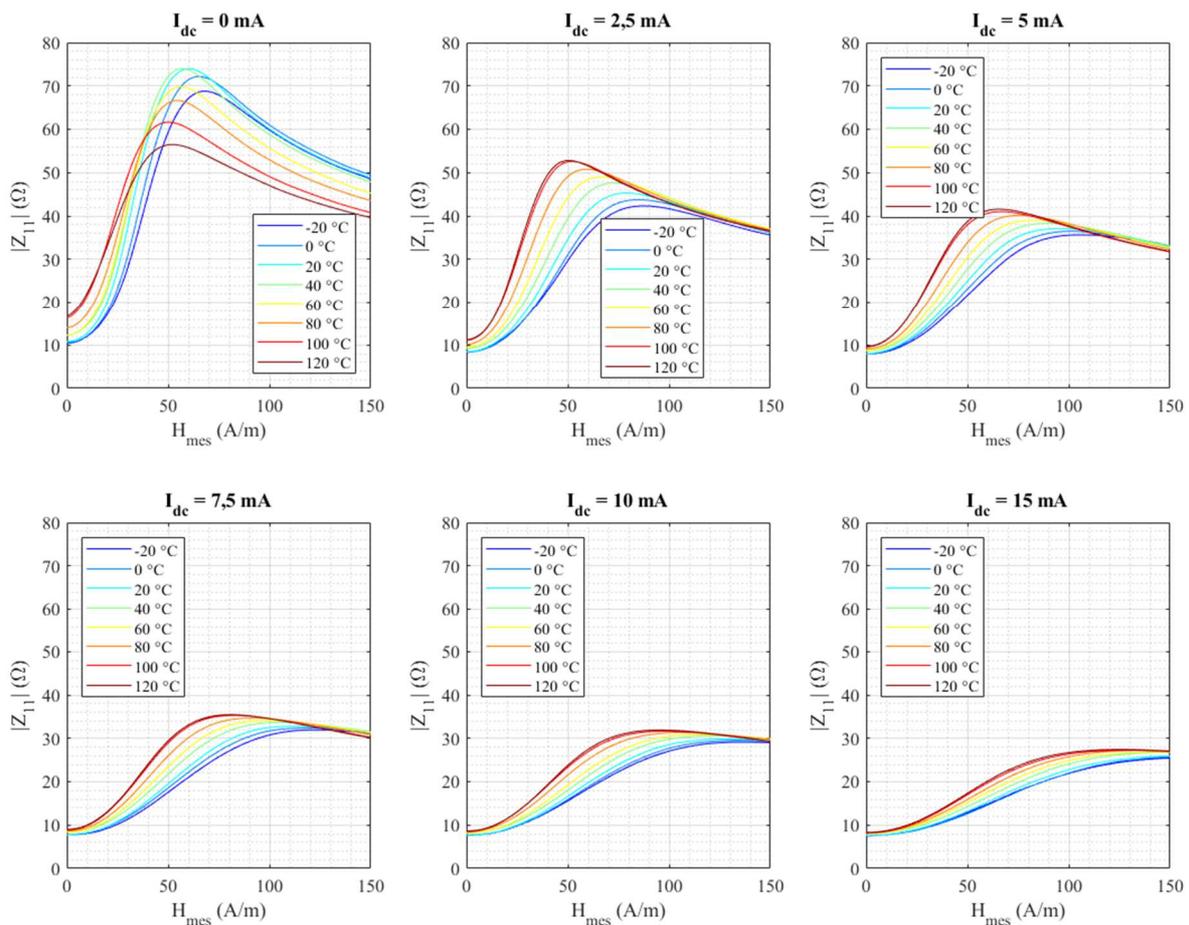


Figure A5.1 : $|Z_{11}(H, H_{mes})|$ avec une composante continue I_{dc} d'amplitude 0 mA, 2.5 mA, 5 mA, 7.5 mA, 10 mA, 15 mA.

Les résultats obtenus pour la sensibilité intrinsèque, $S_{11-\Omega}(H_{pol})$, et le module de l'impédance au niveau du point de polarisation, $|Z_{11}(H_{pol})|$, pour ces mêmes amplitudes de la composante continue I_{dc} , sont représentés en fonction de la température sur la Figure A5.2. Le champ de polarisation H_{pol} est le champ pour lequel la sensibilité intrinsèque est maximale à température ambiante, ici 20 °C.

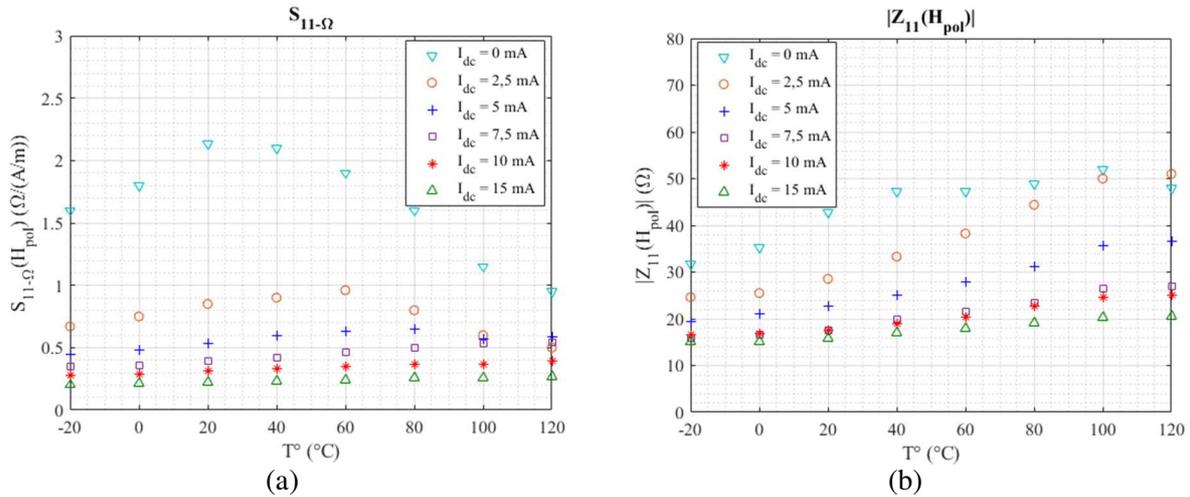


Figure A5.2 : (a) $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ en fonction de la température avec une composante continue I_{dc} d'amplitude 0 mA, 2.5 mA, 5 mA, 7.5 mA, 10 mA, 15 mA (b) $|Z_{11}(H_{pol})|$ en fonction de la température avec une composante continue I_{dc} d'amplitude 0 mA, 2.5 mA, 5 mA, 7.5 mA, 10 mA, 15 mA.

En fonction de l'amplitude la valeur de la composante continue I_{dc} , les variations de la sensibilité intrinsèque, $S_{11-\Omega}(H_{pol})$, et de l'offset intrinsèque, $|Z_{11}(H_{pol})|$, avec la température sont récapitulées dans le Tableau A5.1.

Tableau A5.1 : Variations de $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ et $|Z_{11}(H_{pol})|$ en fonction de la température pour différentes valeurs de l'amplitude de la composante continue *du courant* I_{dc} .

Amplitude de la composante continue, I_{dc}	Variation de $S_{11-\Omega}(H_{pol})$	Variation de $ Z_{11}(H_{pol}) $	Sensibilité $S_{11-\Omega}(H_{pol})$ à 20 °C
0 mA	-0.5 %/°C	-0.13 (A/m)/°C (-170 nT/°C)	2.1 $\Omega/(A/m)$
2.5 mA	-0.4 %/°C	+0.23 (A/m)/°C (+ 296 nT/°C)	0.9 $\Omega/(A/m)$
5 mA	+0.4 %/°C	+0.28 (A/m)/°C (+ 376 nT/°C)	0.5 $\Omega/(A/m)$
7.5 mA	+0.4 %/°C	+0.25 (A/m)/°C (+ 288 nT/°C)	0.4 $\Omega/(A/m)$
10 mA	+0.25 %/°C	+0.22 (A/m)/°C (+ 322 nT/°C)	0.3 $\Omega/(A/m)$

15 mA

+0.2 %/°C

+0.25 (A/m)/°C
(+ 325 nT/°C)0.2 Ω /(A/m)

Pour l'amplitude du courant d'excitation i_{ac} considérée, les résultats obtenus montrent que la sensibilité diminue fortement avec une augmentation du courant I_{dc} . Cette baisse est corrélée avec une baisse de la variation de la sensibilité $S_{11-\Omega}(H_{pot})$ avec la température.

En revanche, la dérive de l'offset n'est pas corrélée avec cette baisse. Elle est même minimale pour un courant I_{dc} de 0 mA et ne varie pas beaucoup avec une augmentation du courant I_{dc} .

2. Composante off-diagonal

Les résultats obtenus pour la partie réelle de l'impédance, $Re\{Z_{21}\}$, avec une composante continue I_{dc} d'amplitude 2.5 mA, 5 mA, 7.5 mA, 10 mA, 15 mA, sont représentés en fonction du champ mesuré et pour différentes températures sur la Figure A5.3.

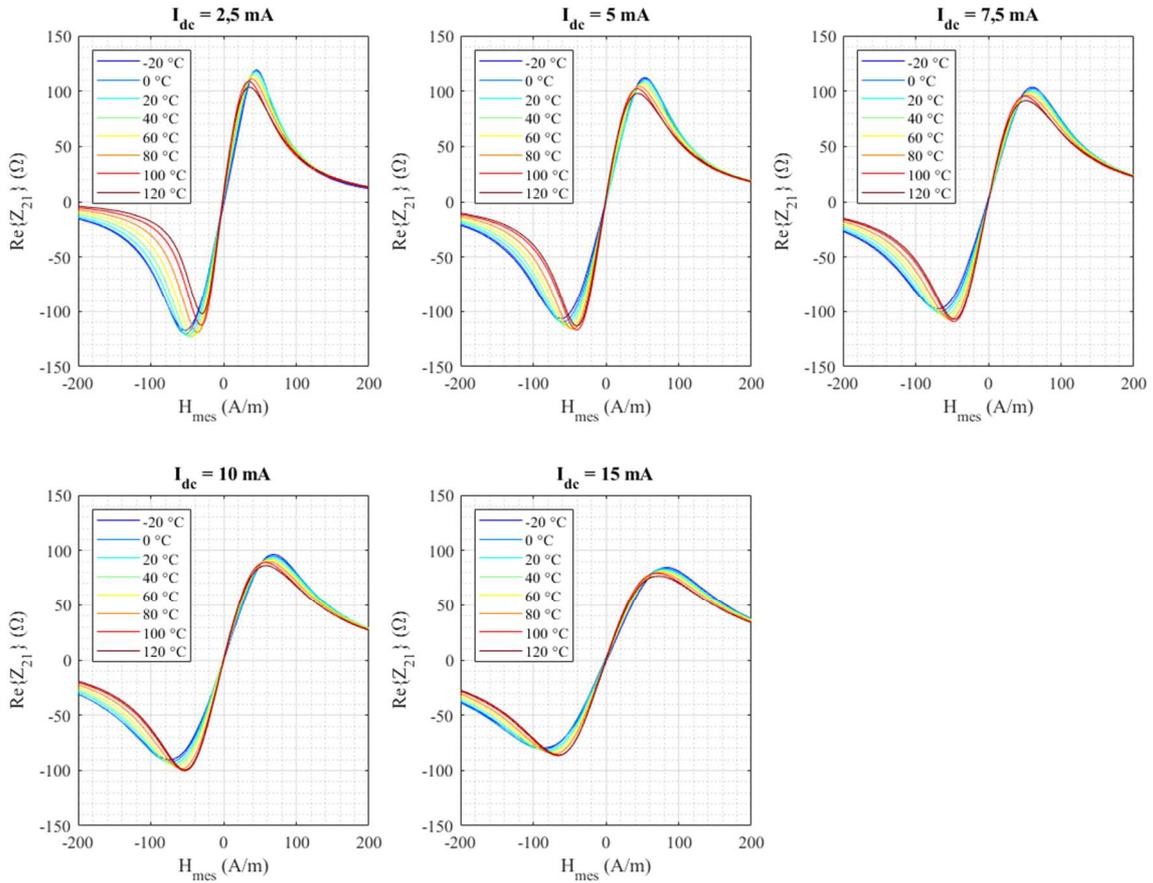


Figure A5.3 : $Re\{Z_{21}(H_{mes})\}$ avec une composante continue I_{dc} d'amplitude 2.5 mA, 5 mA, 7.5 mA, 10 mA, 15 mA.

Les résultats ne sont pas représentés pour la valeur $I_{dc} = 0$ mA, étant donné que la réponse off-diagonal est nécessairement obtenue pour un courant I_{dc} non nul.

La sensibilité intrinsèque, $S_{21-\Omega}(0)$, et l'offset intrinsèque, $Re(\underline{Z}_{21}(0))$, $Re(\underline{Z}_{21})(0)$, sont obtenus à partir des courbes de la Figure A5.3. Les résultats obtenus pour $S_{21-\Omega}(0)$ et $Re(\underline{Z}_{21})(0)$ pour ces mêmes amplitudes de la composante continue I_{dc} sont représentés en fonction de la température sur la Figure A5.4.

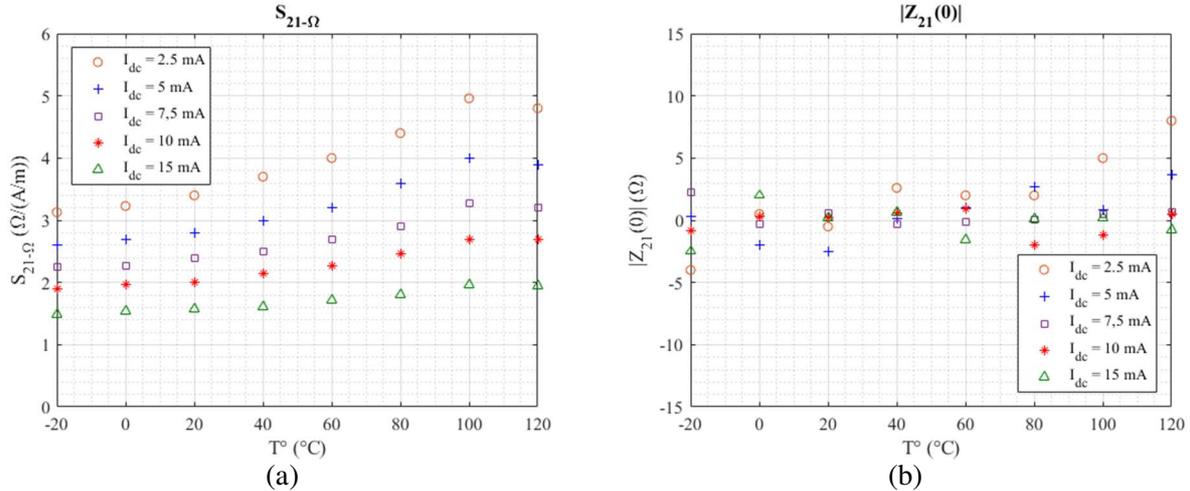


Figure A5.4 : (a) $S_{21-\Omega}(0)$ en fonction de la température avec une composante continue I_{dc} d'amplitude 2.5 mA, 5 mA, 7.5 mA, 10 mA, 15 mA (b) $|Z_{21}(0)|$ en fonction de la température avec une composante continue I_{dc} d'amplitude 2.5 mA, 5 mA, 7.5 mA, 10 mA, 15 mA.

En fonction de l'amplitude de la composante continue I_{dc} , les variations de la sensibilité intrinsèque, $S_{21-\Omega}(0)$, et de l'offset intrinsèque, $Re(\underline{Z}_{21}(0))(0)$, en fonction de la température sont récapitulées dans le Tableau A5.2.

Tableau A5.2 : Variations de $S_{21-\Omega}(H_{pol})$ et $Re(\underline{Z}_{21})(0)$ $Re(\underline{Z}_{21}(0))$ en fonction de la température pour différentes valeurs de l'amplitude de la composante continue I_{dc} .

Amplitude de la composante continue, I_{dc}	Variation de $S_{21-\Omega}$	Variation de $Re(\underline{Z}_{21})(0)$ $Re(\underline{Z}_{21}(0))$	Sensibilité $S_{21-\Omega}(0)$ à 20 $^\circ C$
2.5 mA	+0.6 %/ $^\circ C$	+0.03 (A/m)/ $^\circ C$ (+31 nT/ $^\circ C$)	3.4 $\Omega/(A/m)$
5 mA	+0.5 %/ $^\circ C$	+0.03 (A/m)/ $^\circ C$ (+28 nT/ $^\circ C$)	2.8 $\Omega/(A/m)$
7.5 mA	+0.5 %/ $^\circ C$	+0.02 (A/m)/ $^\circ C$ (+23 nT/ $^\circ C$)	2.4 $\Omega/(A/m)$
10 mA	+0.4 %/ $^\circ C$	-0.015 (A/m)/ $^\circ C$ (-19 nT/ $^\circ C$)	2 $\Omega/(A/m)$
15 mA	+0.3 %/ $^\circ C$	-0.04 (A/m)/ $^\circ C$ (-51 nT/ $^\circ C$)	1.6 $\Omega/(A/m)$

Comme précédemment, l'augmentation du courant I_{dc} fait baisser la sensibilité, et cette baisse de la sensibilité est corrélée avec une variation plus faible de cette sensibilité avec la température.

En revanche, l'augmentation du courant I_{dc} a peu d'impact sur la dérive de l'offset avec la température.

Annexe 6 : Polarisation alternative, cas non-symétriques

Le contexte de cette annexe est dans le chapitre 3. Comme nous l'avons précisé auparavant, dans les calculs sur la polarisation alternative, nous avons supposé que la courbe $|Z_{11}(H_{mes})|$ est symétrique, c'est-à-dire que $|Z_{11}(+H_{pol})| = |Z_{11}(-H_{pol})|$ et que $S_{11-\Omega}(+H_{pol}) = -S_{11-\Omega}(-H_{pol})$.

Nous pouvons également prendre en considération le cas où le module de l'impédance au niveau du champ $+H_{pol}$ n'est pas égal au module de l'impédance au champ $-H_{pol}$, et le cas où la sensibilité au champ $+H_{pol}$ n'est pas égale en amplitude à la sensibilité au niveau du champ $-H_{pol}$. Dans la pratique, les **deux cas** présentés peuvent coexister.

1. Les modules $|Z_{11}(+H_{pol})|$ et $|Z_{11}(-H_{pol})|$ ne sont pas égaux

Ce premier cas de figure est représenté sur la Figure A6.1.

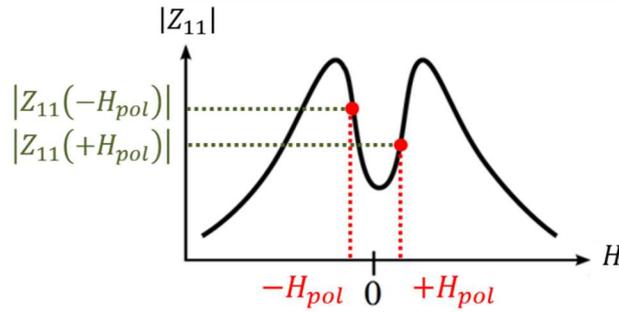


Figure A6.1 : Représentation du cas où le module de l'impédance au niveau du champ $+H_{pol}$, $|Z_{11}(+H_{pol})|$, n'est pas égal au module de l'impédance au niveau du champ $-H_{pol}$, $|Z_{11}(-H_{pol})|$

Dans le premier cas, si les modules $|Z_{11}(+H_{pol})|$ et $|Z_{11}(-H_{pol})|$ ne sont pas égaux, l'expression de la tension aux bornes du fil, $v_{fil}(t)$, devient :

$$v_{fil}(t) = \left(\left(m_1 + m_2 \cdot \frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin((2k+1) \cdot \omega_{pol} \cdot t)}{2k+1} \right) + |S_{11-\Omega}(\pm H_{pol})| \cdot \frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin((2k+1) \cdot \omega_{pol} \cdot t)}{2k+1} \cdot h \right) \cdot I_{ac} \cos(\omega t + \varphi) \quad (A6.1)$$

Où :

- $m_1 = \frac{|Z_{11}(-H_{pol})| + |Z_{11}(+H_{pol})|}{2}$
- $m_2 = \frac{|Z_{11}(-H_{pol})| - |Z_{11}(+H_{pol})|}{2}$

Après une première démodulation de la tension aux bornes du fil à la fréquence de l'excitation i_{ac} , le filtrage passe-haut permet d'éliminer le terme m_1 . En revanche, le terme m_2 , proportionnel à la différence $\left| Z_{11}(+H_{pol}) \right| - \left| Z_{11}(-H_{pol}) \right|$, devient une tension statique (offset) après la seconde démodulation à la fréquence f_{pol} . Dans ce cas, le bénéfice d'utiliser une double modulation pour la suppression de l'offset intrinsèque à la courbe $\left| Z_{11}(H_{mes}) \right|$ est perdu.

2. Les sensibilités $S_{11-\Omega}(+H_{pol})$ et $S_{11-\Omega}(-H_{pol})$ ne sont pas égales en valeur absolue

Ce second cas de figure est représenté sur la Figure A6.2.

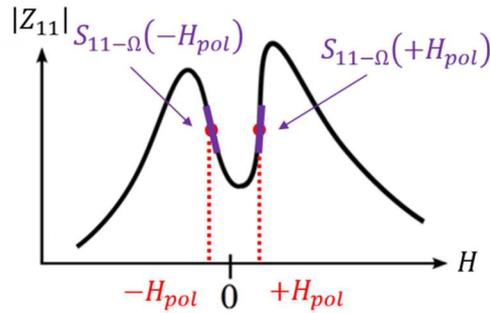


Figure A6.2 : Représentation du cas où la sensibilité au niveau du champ $+H_{pol}$, $S_{11-\Omega}(+H_{pol})$, n'est pas égale en amplitude à la sensibilité au niveau du champ $-H_{pol}$, $S_{11-\Omega}(-H_{pol})$.

Dans le second cas, si les sensibilités $S_{11-\Omega}(+H_{pol})$ et $S_{11-\Omega}(-H_{pol})$ ne sont pas égales en valeur absolue, l'expression de la tension aux bornes du fil, $v_{fil}(t)$, devient :

$$v_{fil}(t) = \left(\left| Z_{11}(\pm H_{pol}) \right| + \left\{ p_1 + p_2 \cdot \frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin((2k+1) \cdot \omega_{pol} t)}{2k+1} \right\} \cdot h \right) \cdot I_{ac} \cos(\omega t + \varphi) \quad (A6.2)$$

Où :

- $p_1 = \frac{|S_{11-\Omega}(-H_{pol})| + |S_{11-\Omega}(+H_{pol})|}{2}$
- $p_2 = \frac{|S_{11-\Omega}(-H_{pol})| - |S_{11-\Omega}(+H_{pol})|}{2}$

Le terme p_1 peut être la cause d'une perturbation basse fréquence s'il n'est pas éliminé par le filtre passe-haut ou à la suite de la première démodulation.

Annexe 7 : Calcul de $\cos \alpha$ (chapitre 4)

Dans le cas excentré, le champ magnétique généré par le conducteur n'est pas tangent en tout point au contour de mesure. Notons P un point donné (quelconque) de ce contour. Les coordonnées de P dans le plan (x, y) et dans le repère polaire sont (r, θ) . En ce point P , l'angle entre la direction du champ généré de la sorte et la direction tangente au contour est noté α . La situation décrite est représentée sur la Figure A7.1.

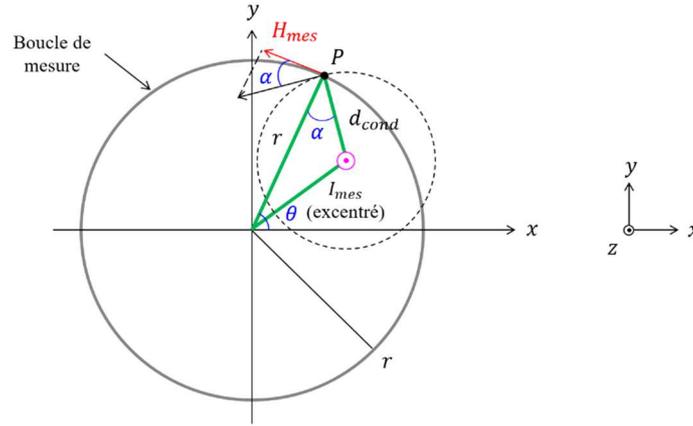


Figure A7.1 : Représentation de la composante tangentielle H_{mes} du champ magnétique généré par un conducteur excentré, mesurée en un point P quelconque du contour, de coordonnées polaires (r, θ) .

L'angle α est nécessaire pour calculer la projection du champ généré par le conducteur excentré sur le contour. En effet, la composante tangentielle du champ créé par le conducteur dépend des grandeurs x_{cond}, y_{cond} et θ et vaut :

$$H_{mes}(x_{cond}, y_{cond}, \theta) = \frac{I_{mes}}{2\pi d_{cond}(x_{cond}, y_{cond}, \theta)} \cdot \cos \alpha.$$

Toutes les notations sont définies dans le chapitre 4.

L'angle α de la projection est donné par l'application du théorème de Pythagore généralisé (ou théorème d'Al-Kashi) dans le triangle représenté en vert sur la Figure A7.1.

A un rayon r donné, le théorème de Pythagore généralisé dans ce triangle s'écrit :

$$x_{cond}^2 + y_{cond}^2 = r^2 + d_{cond}(x_{cond}, y_{cond}, \theta)^2 - 2 r d_{cond}(x_{cond}, y_{cond}, \theta) \cdot \cos \alpha \quad (A7.1)$$

Donc, $\cos \alpha$ vaut :

$$\cos \alpha = \frac{x_{cond}^2 + y_{cond}^2 - r^2 - d_{cond}(x_{cond}, y_{cond}, \theta)^2}{-2 r d_{cond}(x_{cond}, y_{cond}, \theta)} \quad (A7.2)$$

Capteur de courant à Magnéto-Impédance Géante (GMI) souple et portable

Résumé

La Magnéto-Impédance Géante (GMI pour Giant Magneto-Impedance) présente un certain nombre d'avantages, tels la haute sensibilité, la haute résolution de détection, la large bande passante et la flexibilité de l'élément sensible qui rendent cette technologie très prometteuse pour la réalisation de capteurs de courant flexibles, sans contact, capables de mesurer à la fois les courants continus (DC) et alternatifs (AC).

Ce travail de thèse vise à explorer la faisabilité d'un capteur de courant flexible à base de GMI, en portant une attention particulière sur l'impact des paramètres d'influence qui conditionnent largement les solutions de mise en œuvre du capteur.

Les effets de la température et des contraintes mécaniques de flexion et de torsion, qui s'appliquent dans un environnement de mesure réel, sont caractérisés en prenant en compte les grandeurs intrinsèques du fil nécessaires à la réalisation d'un capteur industriel. L'impact de la mise en œuvre et du conditionnement électronique vis-à-vis de ces grandeurs d'influence est aussi étudié. Les effets des perturbations magnétiques externes et de l'excentration du conducteur sous test dans la boucle de mesure sont quantifiés et une solution de blindage est proposée. Enfin, le prototype de capteur obtenu à l'issue de ces travaux est présenté, ainsi que ses performances, en dégageant les pistes d'optimisation et d'amélioration.

Mots-clés : Mesure du courant, Capteurs, GMI, température, flexion, off-diagonal

Flexible and portable GMI current sensor

Abstract

The GMI effect displays several advantages, such as high sensitivity, high detection resolution and bandwidth, and mechanical flexibility. These advantages predispose this technology to the implementation of flexible contactless current sensors measuring both DC and AC currents.

This thesis work aims at exploring the feasibility of a flexible GMI current sensor. A particular attention to the impact of influence parameters which largely condition the design solutions of the sensor has been paid.

The effects of temperature and mechanical constraints such as bending and torsion, which apply in a real measuring environment, are characterized by taking into account the intrinsic features which are necessary to the design of the sensor. The impact of the general measuring configuration and electronics are also studied. The effects of magnetic disturbances and of the position of the current-carrying conductor in the measuring loop are quantified and an adequate shielding method is proposed. Finally, the sensor prototype obtained at the end of this work is described with its performances and the possible optimization and enhancement ways.

Keywords : Current sensing, Sensors, GMI, temperature, bending, off-diagonal