

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE



Université de Jijel

Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de génie électrique



PROJET DE FIN D'ETUDES M 1789

En vue pour l'obtention du
Diplôme de Master en
Electrotechnique



*Option : conception et modélisation des dispositifs
électromagnétiques*

Thème

*Conception et modélisation de
capteur à magnéto-impédance géante
(GMI)*

Présenté par :

Brahim LECHEHEB

Proposé et dirigé par :

Mr. Tarik.HACIB

Année universitaire : 2013/2014

REMERCIEMENT

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier *Allah* tout puissant qui m'a accordé la chance de vivre ce jour pour voir le fruit de mes études et de passer les meilleurs moments de cette joie ; celle du succès avec ma famille qui m'a porté toujours au chaud de leurs cœurs qui a toujours fait le possible pour moi.

A monsieur : *T. Hacibe* que je remercie de m'avoir inspiré le choix de ce sujet, pour son encadrement et pour ses précieux et judicieux conseils qu'il n'a cessé de me prodiguer tout au long de ce projet.

Je tiens aussi à présenter mes remerciements aux membres de jury qui ont accepté de juger mon modeste travail.

A mes collègues d'électrotechnique : pour tous les moments qu'on a passés ensemble.

Je remercie tous ceux qui ont participé de loin ou de près à la réalisation de ce travail.

Et je n'oublie pas tous les enseignants du département génie électrique.

Dédicaces

Je dédie ce travail :

A mes parents

A mes sœurs et mes frères

A mes amies

A mes collègues

Et

A toute la famille 'lecheheb'

Brahim

SOMMAIRE

Sommaire

Introduction générale.....1

Chapitre I: Etat de l'art des techniques du contrôle non destructif

Introduction2

I.1. Différentes méthodes de CND.....2

I.1.1. Examens visuels.....3

I.1.2. Ressuage.....3

I.1.3. Magnétoscopie.....4

I.1.4. Ultrasons.....5

I.1.5. Radiographie.....6

I.1.6. Thermographie.....6

I.1.7. CND par courants de Foucault.....6

I.1.7.1. Principe.....7

I.1.7.2. Avantages et limites du CND par courants de Foucault.....8

I.1.7.3. Effet de peau.....8

a. Signal mono-fréquentiel9

b. Signal multi-fréquentiel10

c. Signal pulsé.....10

I.2. Avantages et inconvénients de CND10

Conclusion..... 11

Chapitre II: Capteurs à courants de Foucault

Introduction.....13

II.1. Capteurs à courants de Foucault.....13

II.2. Capteurs inductifs.....13

II.3. Capteurs magnétique.....15

II.3.1. Fluxgates.....16

II.3.2. Capteurs à effet Hall.....	17
II.3.3. Magnétorésistances.....	17
II.3.3.1. Magnétorésistances anisotropes (AMR).....	18
II.3.3.2. Magnétorésistances géantes (GMR).....	19
II.3.3.3. Magnétorésistances tunnel (TMR).....	22
II.3.4. Capteurs à SQUID.....	22
II.3.5. Capteurs à effet magnéto-impédance géante (GMI).....	23
II.3.5.1. Magnéto-impédance.....	23
II.3.5.2. Utilisation d'un capteur GMI pour mesurer un champ magnétique.....	24
II.3.5.3. Origine de la Magnéto-impédance	24
II.3.5.4. Structures des capteurs à effet GMI.....	25
a. Structures homogènes.....	26
b. Structures non homogènes.....	27
❖ Structure sandwich (multicouche).....	28
❖ Structure de fils électrodéposés (fil composite).....	28
❖ Matériau entouré par bobine.....	28
Conclusion.....	29

Chapitre III: Modélisation des susceptibilités d'un ruban ferromagnétique

Introduction	30
III.1. Modélisation des susceptibilités d'un ruban ferromagnétique.....	30
III.1.1. Etats d'équilibre et régime statique.....	30
III.1.2. Equation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG).....	31
III.1.3. Tenseur des susceptibilités.....	34
III.1.4. Susceptibilités transversale et longitudinale.....	34
III.1.5. Tenseur de perméabilité effective transversale complexe.....	35
III.2. Présentation du modèle du ruban ferromagnétique conducteur.....	37
III.2.1. Hypothèses de modélisation.....	37

Conclusion.....	40
-----------------	----

Chapitre IV: Modélisation des capteurs à effet GMI

Introduction	41
IV.1. Expressions des grandeurs électromagnétiques.....	41
IV.1.1. Capteur GMI à structure homogène (Ruban).....	41
IV.1.1.1. Hypothèses.....	41
IV.1.1.2. Calcul du champ magnétique et électrique.....	42
IV.1.1.3. Calcul de l'impédance.....	44
IV.1.2. Capteur GMI à structure non homogène (Sandwich).....	45
IV.1.2.1. Hypothèses.....	45
IV.1.2.2. Calcul du champ magnétique et électrique.....	46
IV.1.2.3. Calcul de l'impédance.....	47
IV.2. Présentation des modèles de modélisation	48
IV.2.1. Capteur GMI à structure homogène (Ruban)	48
IV.2.1.1. Caractéristiques physiques et géométriques du ruban.....	48
IV.2.1.2. Résultats de modélisation.....	48
a. Influence de la fréquence sur l'impédance.....	48
b. Rapport d'impédance et sensibilité.....	50
IV.2.2. Capteur GMI à structure non homogène (Sandwich).....	52
IV.2.2.1. Caractéristiques physiques et géométriques de sandwich.....	52
IV.2.2.2. Résultats de modélisation.....	53
a. Influence de la fréquence sur l'impédance.....	53
b. Rapport d'impédance et sensibilité	55
IV. 3. Comparaison entre les deux structures (Ruban et sandwich).....	56
Conclusion	58
Conclusion générale.....	59

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Le contrôle non destructif (CND) est un ensemble de méthodes permettant de vérifier l'intégrité de structures industrielles sans les endommager en détectant d'éventuels défauts présents dans celle-ci. En se basant sur plusieurs phénomènes physiques, de nombreuses méthodes sont envisageables pour effectuer la tâche du CND. Parmi les méthodes les plus utilisées, on peut citer les ultrasons, la radioscopie et les méthodes électromagnétiques (magnétoscopie, courants de Foucault...). Le choix d'une méthode dépend d'un grand nombre de facteurs tels que les propriétés physiques de la pièce à contrôler, la nature de l'information recherchée (défaut débouchant ou enfoui...), les conditions de mise en œuvre... Parmi les différentes méthodes de CND, celle basée sur les courants de Foucault est largement utilisée pour l'inspection de composants électriquement conducteurs. Le CND par courants de Foucault consiste à créer des courants induits dans la structure inspectée (conductrice) dont la circulation sera perturbée par la présence d'un défaut.

Récemment, le développement des capteurs magnétiques à haute performance, a fortement bénéficié de la découverte, par Panina et Mohri[1] en 1994, d'un nouvel phénomène magnétique, la magnéto-impédance géante (GMI), qui se traduit par une variation importante de l'impédance d'un matériau ferromagnétique doux traversé par un courant alternatif, et soumis à un champ magnétique. L'effet de la GMI suscite, à nos jours, un grand intérêt et constitue un des axes prioritaires de recherche grâce à ses applications pour le développement des capteurs magnétiques de haute sensibilité.

Ce mémoire est structuré en quatre chapitres:

Le premier chapitre présente des généralités sur le CND. Les principales méthodes de CND sont brièvement présentées. Ensuite nous rappelons aussi les avantages et les inconvénients des techniques du CND.

Le second chapitre va être consacré aux capteurs à courants de Foucault. On va présenter leurs principes de fonctionnements ainsi que les capteurs magnétiques à effet de magnéto-impédance géante.

Dans le troisième chapitre une étude théorique de l'effet GMI, basée sur la modélisation de la susceptibilité transversale effective complexe qui participe à la magnéto-impédance, par le modèle de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), sera présentée.

Dans le quatrième chapitre, nous étudierons l'influence de la structure des capteurs GMI et la fréquence sur l'effet de magnéto-impédance géante. Le modèle analytiques seront examinés par une comparaison entre la structure ruban et sandwich du point de vue sensibilité et robustesse.

CHAPITRE I
ETAT DE L'ART DES TECHNIQUES DU
CONTROLE NON DESTRUCTIF

Chapitre I

Etat de l'art des techniques du contrôle non destructif

Introduction

Le contrôle non destructif (CND), ou évaluation non destructive (END), repose sur un ensemble des méthodes qui permettent de caractériser l'état d'intégrité des structures industrielles, sans les abîmer, soit au cours de la production soit en cours d'utilisation. Il faut donc choisir, pour chaque opération de contrôle, la méthode adéquate en fonction du type de défaut, des caractéristiques de la pièce, des conditions de mise en œuvre...

Le CND existe depuis la fin du XIX^{ème} siècle avec la découverte des rayons X, des courants de Foucault, etc. Cependant, ce n'est qu'à partir de la seconde guerre mondiale que les industries ont commencé à s'intéresser à ces techniques. Elles sont très utilisées dans les secteurs qui exigent un niveau de sécurité très élevé (par exemple l'aéronautique et le secteur des énergies). Aujourd'hui, les champs d'application du CND s'étendent de plus en plus et celui-ci devient un outil incontournable dans l'approche qualité. La plupart des techniques de CND consistent à exciter la pièce contrôlée par un signal physique adapté et à recueillir la réponse de la pièce qui doit caractériser son état et plus particulièrement la présence d'un défaut.

Ces techniques sont utilisées pour détecter de nombreux types de défauts. En effet, elles sont capables de détecter des défauts technologiques ponctuels comme ceux immanents à la fabrication et à l'utilisation des métaux (fissures de fatigue), mais aussi des défauts d'aspect (tâches sur une surface propre) et des corps étrangers nuisibles (éclats de verre dans un emballage alimentaire). Néanmoins, elles sont aussi souvent utilisées pour le contrôle dimensionnel (épaisseur...) [1].

I.1. Différentes méthodes de CND

Les techniques de CND utilisées sont diverses: la radiographie, les ultrasons, le ressuage, la thermographie, les examens visuels, les courants de Foucault, quelle que soit la méthode, les objectifs sont les mêmes: la fiabilité de l'examen, la reproductibilité, la localisation des défauts, leur caractérisation et classement. Les étapes d'un contrôle sont les suivantes:

- mise en œuvre d'un processus physique énergétique,
- modulation ou atténuation de ce processus par les défauts,
- détection de ces modifications par un capteur approprié,
- traitement des signaux et interprétation des résultats.

I.1.1. Examens visuels

L'examen visuel est le plus ancien, le plus simple et le plus utilisé des contrôles non destructifs. C'est aussi le point de départ et le point final de la majorité des autres procédés non destructifs.

L'examen visuel direct des pièces peut constituer un contrôle suffisant pour déceler les défauts débouchant en surface (fissure, tapure, crique, arrachement,...), ainsi que les dégradations causées par les conditions de service ou d'environnement (corrosion, taches de différentes natures,...). Il faut souligner l'importance du réglage de l'intensité et de l'orientation de l'éclairage lors d'un contrôle visuel. Les conditions d'éclairage sont en effet essentielles pour la fiabilité du contrôle optique.

On distingue le contrôle visuel direct (éventuellement aidé de dispositifs grossissants) du contrôle visuel indirect (avec dispositifs d'aide de type endoscopique ou télévisuel). L'endoscope est un appareil permettant d'observer les surfaces non directement accessibles à l'œil telles que les parois d'un tube ou d'une cavité. Il se présente sous la forme d'un tube ou d'un flexible comportant des dispositifs d'éclairage de la cavité, de génération et de transport d'image (électronique, lentilles ou fibres optiques) et enfin de restitution d'image. Les caméras numériques de télévision apportent également un aide au contrôle visuel en permettant une observation à distance. De plus, couplées à des moyens d'enregistrement et de traitement des images vidéo, elles permettent un contrôle optique automatique [2].

En résumé, le contrôle visuel permet la détection des défauts de surface dans tous types de matériaux. Toutefois, il ne permet pas de déterminer l'extension en profondeur des défauts.

I.1.2. Ressuage

Le contrôle par ressuage est utilisé pour détecter les défauts qui débouchent à la surface d'une pièce. Il consiste tout d'abord à nettoyer et à sécher la pièce à inspecter puis à appliquer sur sa surface un liquide, coloré ou fluorescent, qui va pénétrer les ouvertures des défauts. Après un certain temps, la surface de la pièce est lavée de nouveau puis est recouverte d'une fine couche de révélateur qui absorbe le pénétrant retenu dans les défauts. Ceci donne une tâche colorée en surface et permet de localiser le défaut [1].

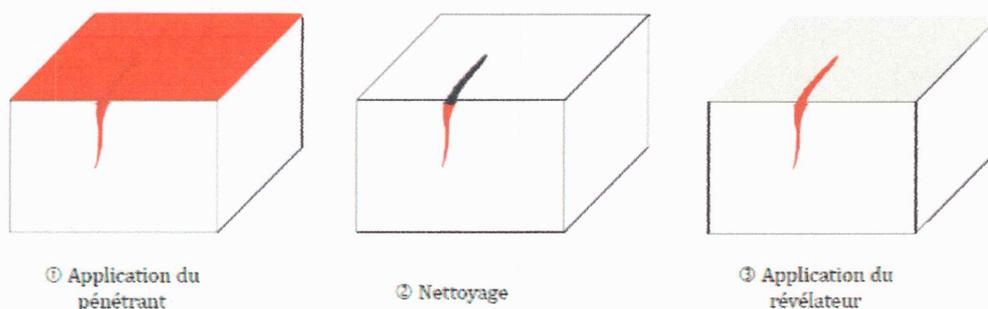


Figure I.1. Principe du ressuage.

Le ressuage est une technique très simple. Elle permet de détecter la plupart des défauts débouchant sur la surface à condition que le matériau de la pièce ne réagisse pas chimiquement avec le pénétrant.

Des limitations peuvent apparaître avec cette technique. Ainsi, elle est difficile à automatiser et limitée à l'inspection de pièces de géométrie simple. Certains produits de ressuage présentent par ailleurs des désagréments vis-à-vis de l'environnement, de la sécurité et de l'hygiène du travail. Il arrive également que des fissures soient bouchées par des produits mal nettoyables et qu'elles soient donc invisibles.

I.1.3. Magnétoscopie

Cette technique est particulièrement destinée aux pièces ferromagnétiques (fer, fonte...). Elle permet de détecter les défauts superficiels, débouchant en surface ou sous-jacents (très proches de la surface de la pièce). Le principe de cette technique est simple: il consiste à créer un champ magnétique intense à l'intérieur de la pièce. Une poudre magnétique est uniformément répartie par la suite sur la surface de la pièce. Lors de la présence d'un défaut sur son chemin, le champ magnétique est dévié et son intensité augmente en surface. Le champ crée une fuite qui attire les particules de poudre magnétique, signalant ainsi la présence d'un défaut.

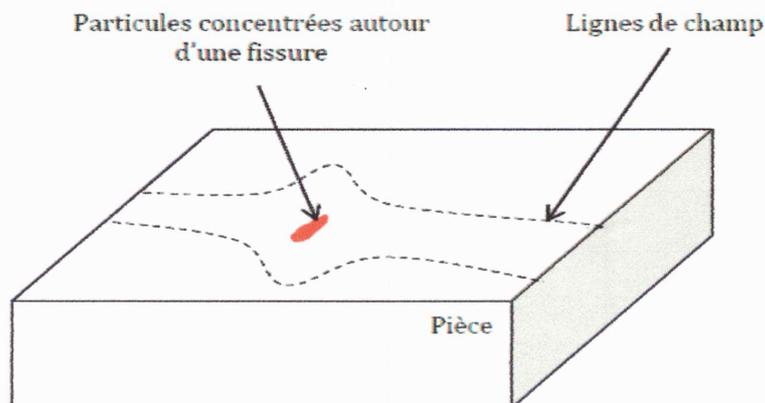


Figure I.2. Principe de la magnétoscopie.

Cette technique est très efficace pour les petits défauts surfaciques et possède une très bonne sensibilité de détection des défauts plans. Néanmoins, elle ne permet pas de détecter les défauts profonds et sa mise en œuvre nécessite souvent la démagnétisation des matériaux.

I.1.4. Ultrasons

Contrairement aux techniques précédentes, le contrôle par ultrasons est bien adapté pour le contrôle des pièces très épaisses. Une onde ultrasonore (appelée onde émettrice) est émise par un palpeur (appelé émetteur) placé sur la pièce contrôlée. Cette onde se propage dans le matériau et se réfléchit lorsqu'elle rencontre un obstacle (défaut, face de la pièce...). L'onde réfléchie revient à la surface et est captée par un palpeur (qui peut être le même que l'émetteur). Les fréquences couramment utilisées, pour ce type de contrôle, vont de 20 KHz à plus de 10 MHz. Cette méthode nécessite une focalisation fine du faisceau d'ondes ultrasonores afin de concentrer l'énergie générée en une zone précise.

Connaissant la vitesse de propagation des ultrasons dans le matériau et le temps aller-retour de l'onde envoyée, on en déduit la distance parcourue par cette dernière et par suite la localisation d'un éventuel défaut. Une des principales complexités pour réaliser ce type de contrôle est de transmettre l'onde ultrasonore dans le matériau. En effet, l'air constitue un très mauvais milieu de propagation de l'onde émettrice. Ce problème peut être contourné en utilisant de l'eau entre l'émetteur et la pièce inspectée. Il s'agit alors d'un contrôle en immersion. Pour des pièces qu'on ne peut pas immerger, il est nécessaire de déposer un produit, appelé couplant, entre le palpeur et la pièce testée [3].

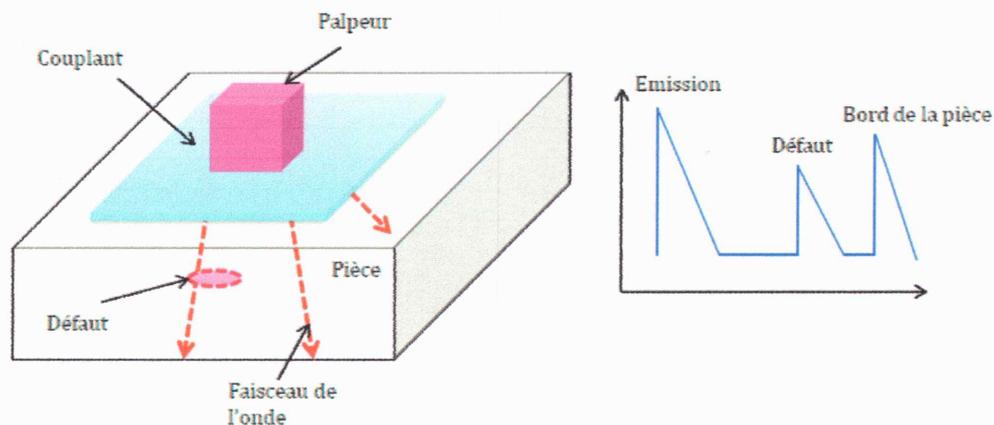


Figure I.3. Principe des ultrasons.

Le CND par ultrasons est très utilisé pour la détection des défauts dissimulés ou pour mesurer l'épaisseur d'une pièce. Néanmoins, la focalisation de l'onde émettrice est compliquée.

I.1.5. Radiographie

La radiographie est une méthode couramment employée pour contrôler l'intérieur d'une pièce. Il s'agit de traverser la matière à examiner par un rayon ionisant de très courte longueur d'onde. En franchissant la pièce, l'énergie des photons de ce rayon est partiellement absorbée par la matière rencontrée selon sa densité.

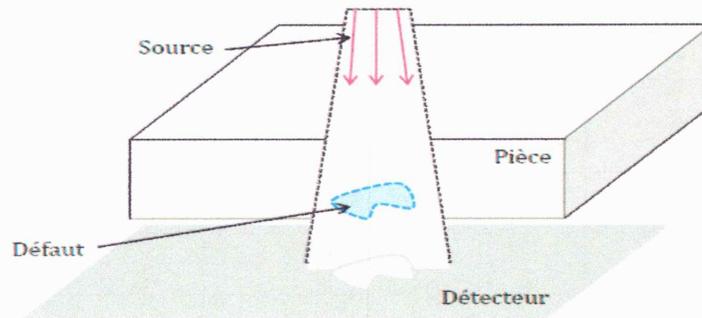


Figure I.4. Principe de la radiographie.

Un détecteur (film, écran...) est placé derrière la pièce et fournit un radiogramme de la zone traversée. Les défauts sont représentés dans cette image par une variation locale de l'intensité.

La quasi-totalité des matériaux peut être examinée en radiographie et les épaisseurs contrôlées peuvent être importantes. En revanche, la méthode est coûteuse sur le plan du matériel et de la mise en œuvre. En outre, elle nécessite le respect de règles strictes de sécurité pour le contrôleur. La méthode est également influencée par l'orientation de la surface du défaut par rapport à la direction principale du rayonnement émis par la source [1].

I.1.6. Thermographie

Cette technique consiste à chauffer rapidement la surface du matériau inspecté au moyen de lampes flash par exemple et à enregistrer l'évolution de la température à la surface de la pièce testée à l'aide d'une caméra infrarouge. La chaleur émise par les lampes se diffuse dans le volume de la pièce et la présence d'un défaut se manifeste localement sur les images par un retour anormalement lent à la température ambiante. Les images thermographiques enregistrées après le flash sont généralement normalisées en fonction du signal recueilli sur une région saine. Cette technique est bien adaptée pour la détection des défauts sous-jacents dans les matériaux métalliques et composites. Toutefois, elle ne permet pas de déceler les défauts profonds puisque sa sensibilité diminue avec les fortes épaisseurs et la géométrie de la pièce contrôlée doit être relativement simple.

I.1.7. CND par courants de Foucault

La méthode des courants de Foucault est souvent utilisée pour le contrôle non destructif dans divers domaines de l'industrie. En effet, cette technique devient de plus en plus attractive

dans le contrôle qualité et l'inspection du champ magnétique. En 1879, Hugues fut la première personne à utiliser la méthode de contrôle par les courants de Foucault [4]. Il a constaté des changements dans les propriétés de la bobine de détection lorsqu'elle est placée en contact avec des échantillons de différentes conductivités et perméabilités. La technique des courants de Foucault a connu un essor important dans les années 1950 et 1960, spécialement au niveau théorique et technique (mesures). Cette technique est souvent utilisée pour deux types d'applications:

La première consiste à détecter les défauts et inspecter l'état des échantillons. En fonction de la fréquence utilisée, les courants de Foucault pénètrent une zone superficielle de profondeur ajustable, ce qui permet de discriminer les défauts superficiels [5].

Une autre application importante des courants de Foucault consiste à mesurer les propriétés géométriques ou physiques des échantillons comme: la conductivité électrique, la perméabilité magnétique ainsi que les épaisseurs des différentes couches de l'échantillon [6].

La perméabilité et dans une moindre mesure la conductivité électrique étant liées aux caractéristiques de la microstructure comme la dureté, la composition chimique, la taille des grains, on peut aussi utiliser la technique des courants de Foucault pour caractériser les propriétés des revêtements. La plage d'épaisseur d'échantillon pouvant être explorée par la technique des courants de Foucault peut varier de l'échelle micrométrique à l'échelle millimétrique. Pour résumer, cette méthode de contrôle peut s'appliquer à tous les matériaux électriquement conducteurs pour les applications suivantes:

- La détection des fissures de surface
- La détection de la corrosion
- La mesure des épaisseurs des échantillons à multi-couches.
- La mesure de la perméabilité
- La mesure de la conductivité électrique pour les applications suivantes:
 - ✓ Identification du matériau
 - ✓ Contrôle du traitement thermique
 - ✓ Conditions de dépôts

1.1.7.1. Principe

On appelle courants de Foucault ou courants induits les courants électriques créés dans un objet conducteur, soit par la variation au cours du temps d'un champ magnétique dans lequel est plongé l'objet, soit par déplacement de cet objet dans un champ magnétique constant. Ce phénomène a été découvert par le physicien français Léon Foucault en 1851.

Pour appliquer la technique de CND par courants de Foucault, une bobine (appelée émetteur ou excitateur) parcourue par un courant alternatif est placée au voisinage de la pièce conductrice testée. Des courants de Foucault se développent dans la pièce en formant des boucles. Ces courants ont la même fréquence que le courant émetteur et génèrent un champ magnétique induit qui s'ajoute au champ émetteur. Un défaut dans la pièce déviara la circulation des courants de Foucault et modifiera donc le champ magnétique résultant. La variation du champ magnétique est détectée à l'aide d'une bobine ou d'un capteur de champ magnétique. Un choix particulier est d'utiliser la bobine émettrice comme élément de mesure de la variation du champ résultant. La figure I.5 résume le principe de cette technique.

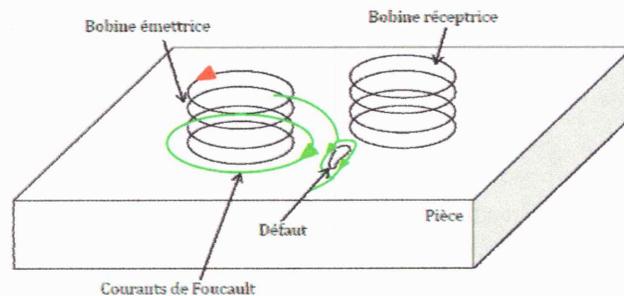


Figure I.5. Principe des courants de Foucault.

En CND par courants de Foucault, on utilise des fréquences généralement faibles (au plus quelques dizaines de MHz), ce qui implique que la longueur d'onde est grande par rapport aux dimensions de la pièce. Ceci permet de négliger l'effet de propagation de l'onde.

1.1.7.2. Avantages et limites du CND par courants de Foucault

Les avantages de cette technique, par rapport aux autres procédés, résident surtout dans sa simplicité de mise en œuvre, son coût réduit et la possibilité d'utiliser des appareils de contrôle à la fois petits, légers et rapides. Cette technique offre une sensibilité de détection importante avec une possibilité d'automatisation, ce qui la rend très appréciée sur le plan industriel.

Cependant, elle ne s'applique qu'à des matériaux électriquement conducteurs et n'est pas bien adaptée à la détection des défauts profonds. Le CND par courants de Foucault est également très sensible au lift-off (décollement entre bobine et pièce inspectée). Une bonne performance de contrôle implique notamment d'avoir un lift-off de faible valeur.

1.1.7.3. Effet de peau

Ce phénomène existe pour tous les conducteurs parcourus par des courants alternatifs. Il provoque la décroissance de la densité de courant quand on s'enfonce dans un conducteur.

Le module de la densité de courant, dans une pièce d'épaisseur infinie excitée par une nappe de courants extérieure et parallèle à son plan, est représenté dans la figure I.6. Et est exprimé par la relation suivante:

$$J_z = J_s e^{(-z\sqrt{\pi f \sigma \mu})} = J_s e^{(-\frac{z}{\delta})} \quad (I.1)$$

Avec:

$\delta = 1/\sqrt{\pi f \sigma \mu}$: L'épaisseur de peau [m],

f : La fréquence du courant [Hz],

μ : La perméabilité [H/m],

σ : La conductivité électrique [S/m],

z : La profondeur considérée à l'intérieur de la pièce [m],

J_s : Le module de la densité de courant à la surface de la pièce ($z=0$) [A/m^2].

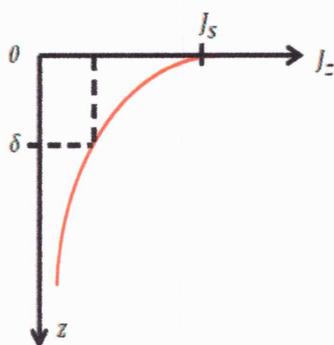


Figure I.6. Variation de l'amplitude des courants de Foucault à l'intérieur d'un conducteur.

1.1.7.4. Signaux d'excitation

On distingue trois types d'alimentation pour les bobines des capteurs à courants de Foucault.

a. Signal mono-fréquentiel

Les courants de Foucault sont obtenus par un courant émetteur sinusoïdal de fréquence donnée. Pour des matériaux dont les caractéristiques sont linéaires, tous les signaux sont eux aussi sinusoïdaux.

Dans le cas d'une seule bobine à la fois émettrice et réceptrice le contrôle s'effectue, typiquement, par mesure de son impédance. Il est possible d'exploiter les résultats à l'aide d'un plan d'impédance normalisée. Pour cela, on utilise les grandeurs X_0 (réactance de la bobine dans l'air), X (réactance de la bobine en présence du matériau), R_0 (résistance du fil de bobinage de la bobine à vide) et R (résistance de la bobine en présence du matériau). On définit:

✓ la résistance normalisée:
$$R_n = \frac{R - R_0}{X_0} \quad (I.2)$$

✓ la réactance normalisée:
$$X_n = \frac{X}{X_0} \quad (I.3)$$

On trace alors l'évolution de la réactance normalisée en fonction de la résistance normalisée [8]. Un changement de caractéristique physique de la pièce contrôlée fait varier le point de fonctionnement suivant une trajectoire que l'on appelle signature.

b. Signal multi-fréquentiel

En mono-fréquence on ne dispose que de deux informations réelles (R_n, X_n) qui ne permettent pas toujours de caractériser un défaut. En réalisant des mesures à plusieurs fréquences d'excitation, il peut être possible de réduire fortement l'effet des grandeurs perturbatrices (lift-off, température,...). La réduction de l'influence de ces grandeurs n'est possible qu'à partir de signaux contenant suffisamment d'informations pour permettre leur séparation.

L'utilisation de n fréquences permet d'avoir $2n$ informations réelles et d'éliminer jusqu'à $2n - 1$ perturbations. Cette technique est très utilisée pour l'inversion de données fournies par le capteur en vue de déterminer les paramètres d'une cible malgré la présence de grandeurs perturbatrices [9]. L'excitation multi-fréquentielle peut être réalisée soit:

- En séquence: fréquence par fréquence en utilisant un dispositif de mesure classique (mono-fréquence). L'inconvénient de cette méthode réside dans le temps important d'acquisition qui ralentit la mesure.
- Simultanément: les fréquences sont générées collectivement. Cette méthode nécessite un dispositif de mesure compliqué et coûteux. En pratique, le nombre de fréquences dépasse rarement quatre du fait de la complexité des appareils multifréquences.

c. Signal pulsé

Cette méthode représente une alternative à l'excitation multi-fréquence. Elle consiste à émettre un champ magnétique de large bande fréquentielle en excitant le capteur avec un signal impulsionnel (signal à durée finie). Ce mode de fonctionnement est couramment appelé contrôle par courants de Foucault pulsés. Cette technique a vu le jour au milieu des années 50 pour la mesure d'épaisseur des revêtements métalliques. Des travaux ont également porté sur son utilisation pour la détection de défauts enfouis.

Les signaux d'alimentation peuvent être de forme rectangulaire, triangulaire ou demi-sinusoïdale. Dans ce type de contrôle, c'est la variation temporelle des signaux qui est utilisée. Étant donné le spectre du signal d'excitation, une telle méthode est plus riche en informations qu'un contrôle par courants de Foucault mono-fréquentiel ou multi-fréquentiel. Cependant, la quantité d'informations recueillies dans la pratique dépend fortement du traitement des signaux et du bruit qui est difficilement filtrable car les signaux sont de large bande.

I.2. Avantages et inconvénients de CND

Les avantages et inconvénients des techniques de CND sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Tableau I.1. Avantages et inconvénients de CND.

Méthode de contrôle	Domaines d'application	Avantages	Inconvénients
Examen visuel	Tous types de matériaux	- Simplicité - Automatisation (vidéo)	- Fiabilité - Résolution et sensibilité limitées - Pas de Dimensionnement des défauts
Ressuage	Matériaux non poreux	- Simplicité - Faible coût - Automatisation possible - Résolution spatiale élevée ($\approx 10 \mu\text{m}$)	- Nettoyage des surfaces avant et après examen - Pas de Dimensionnement des défauts
Magnétoscopie	Matériaux ferromagnétiques	- Sensibilité - Localisation et estimation de la longueur du défaut - Automatisation possible	- Nettoyage des surfaces avant et après examen - Désaimantation - Sensible à l'orientation des défauts
Ultrasons	Tous les matériaux élastiques (métaux, composites, bétons,...)	- Sensibilité - Contrôle-en immersion (automatique) ou au Contact - Localisation et estimation de la longueur du défaut	- Nécessité d'un milieu de couplage - Interprétation des echos - Etalonnage - Zone de silence sous la surface d'inspection
Radiographie	Tous types de matériaux	- Pouvoir de pénétration élevé - Pas de contact direct avec la pièce	- Protection contre les radiations - Interprétation
Thermographie	Tous types de matériaux	- Pouvoir de pénétration élevé - Pas de contact direct avec la pièce	- Protection contre les radiations - Interprétation
courants de Foucault	Matériaux Conducteurs d'électricité	- Sensibilité - Contrôle sans contact - Localisation des défauts - Automatisation - Détection des défauts fins (jusqu'à $\approx 10 \mu\text{m}$ d'ouverture)	- Interprétation des signaux - Utilisation de pièces de référence identiques aux pièces contrôlées - Sensibilité à de nombreux paramètres

Conclusion

Dans ce chapitre on a présenté les différentes techniques du contrôle non destructif et leurs domaines d'application, leurs avantages et inconvénients. Après on a choisi la technique des courants de Foucault pour la suite de ce travail, ce choix est fait selon plusieurs critères:

- Technique simple et pas coûteuse en temps de calcul,
- Nécessite un capteur à courants de Foucault,
- Simple a réalisée,
- Adaptée presque à toutes les configurations de défauts,
- Sensibilisée et résolution spatiale élevées.

CHAPITRE II
CAPTEURS A COURANTS DE FOUCAULT

Chapitre II

Capteurs à courants de Foucault

Introduction

Du nom du savant français qui les découvrit (Jean Bernard Léon Foucault), ils peuvent être synthétisés de la manière suivante: lorsque l'on place un matériau conducteur dans un champ magnétique variable dans le temps, des courants induits se développent à l'intérieur de celui-ci sans en altérer les caractéristiques.

La technique du CND par courants de Foucault nécessite la mise en place d'un système permettant l'émission et la réception d'un champ magnétique alternatif. Ces deux fonctions peuvent être réalisées par un seul élément ou par deux éléments distincts. Les capteurs magnétiques transforment les variations du champ magnétique en une variation de tension mesurable. Cette technique est surtout utilisée pour détecter des défauts superficiels dans la mesure où les courants de Foucault se développent principalement à la surface des corps conducteurs.

Dans cette partie, on essaiera de donner les différents types des capteurs à courants de Foucault.

II.1. Capteurs à courants de Foucault

Nous pouvons classer les capteurs permettant de mesurer un champ magnétique variable en deux grandes familles:

- les capteurs inductifs: historiquement les premiers éléments sensibles au champ connus, ils sont des bobines qui transforment le champ magnétique qui les traverse en tension. Elles peuvent être utilisées en émission et en réception.
- les capteurs magnétiques : La variation de l'impédance ou de la résistance de ces capteurs est proportionnelle au champ magnétique dans lequel ils sont plongés. L'émission du champ magnétique alternatif doit être réalisée par un autre élément.

II.2. Capteurs inductifs

Historiquement les capteurs inductifs ont été les premiers éléments sensibles au champ magnétique connus. Leur conception est la plus simple à réaliser et la moins coûteuse, caractéristiques qui les rendent très intéressantes pour des applications industrielles. Ils sont constitués d'un fil de cuivre enroulé autour d'un noyau qui peut être composé d'air ou de ferrite.

L'intérêt du ferrite est sa capacité à canaliser le champ et l'amplifier [9]. Sur la figure II.1, des exemples de capteur inductif à air sont présentés. Le volume de ces capteurs varie selon l'application demandée et dans le cas du CND, il peut aller du mm^3 (avec des fils de cuivre de diamètre d'environ $50 \mu\text{m}$) au cm^3 .

Le fonctionnement de ces capteurs est basé sur le phénomène d'induction électromagnétique: une force électromotrice e est induite dans un circuit fermé soumis à un flux magnétique φ (issu d'une induction magnétique variable). La loi de Lenz-Faraday permet de calculer cette force électromotrice e :

$$e = - \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (\text{II.1})$$

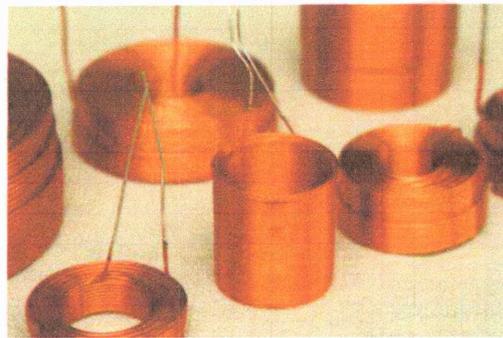


Figure II.1. Capteurs inductifs constitués d'un fil de cuivre enroulé autour d'un noyau à air.

D'après cette définition on voit que les capteurs inductifs ne peuvent pas mesurer des inductions magnétiques statiques. La tension aux bornes d'une bobine à air comportant N spires de surface moyenne A , soumise à une induction magnétique B variable sinusoïdalement à la fréquence f , est donnée d'après l'équation précédent en régime harmonique par:

$$V(f) = N.A.2\pi f.B(f) \quad (\text{II.2})$$

La sensibilité S est définie comme le rapport entre la tension de sortie de la bobine et le champ magnétique:

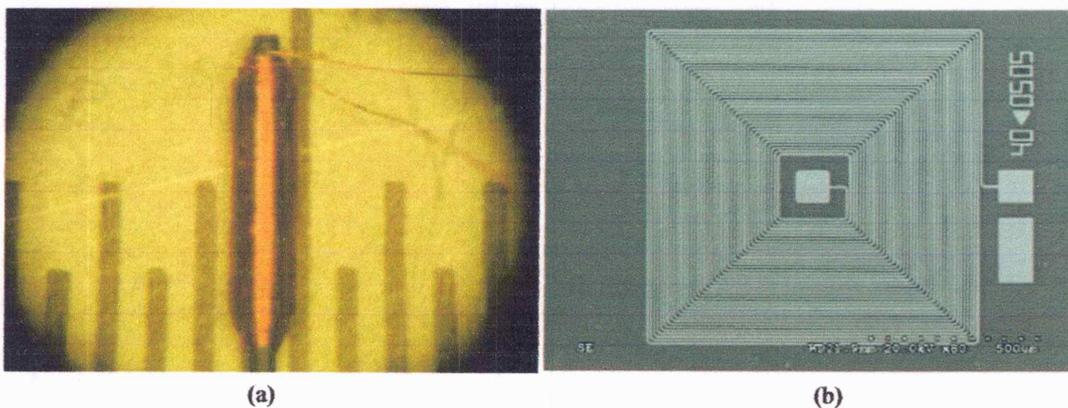
$$S = \frac{V}{B} = N.A.2\pi f \quad (\text{II.3})$$

La sensibilité du capteur est proportionnelle à la fréquence de travail et au nombre de spires.

En CND, la fréquence de travail est choisie en fonction de l'application. Dans le cas de détection de défauts profonds, et donc avec de basses fréquences de travail, la sensibilité de la bobine est réduite. Une solution est l'accroissement du nombre de spires et du diamètre de la bobine avec une perte en résolution spatiale. La sensibilité peut être améliorée en utilisant des noyaux ferromagnétiques. Mook et al atteignent la limite des technologies classiques en réalisant avec un fil de cuivre de $30\mu\text{m}$ de diamètre un bobinage de $0,5\text{mm}$ de diamètre, 3mm de hauteur

et environ 1000 spires, comme montré sur la figure II.2. On a recours également à des bobinages planaires gravés par des techniques identiques à celles des circuits imprimés avec des résolutions d'environ $100\mu\text{m}+100\mu\text{m}$ (largeur des pistes plus la largeur de l'isolant entre les pistes). Des procédures photo lithographiques permettent également d'augmenter la finesse de gravure des spires, avec de résolution d'environ $25\mu\text{m}+25\mu\text{m}$, que l'on appelle "micro-bobine". De plus avec cette technique nous avons la possibilité d'utiliser des supports flexibles, qui augmentent l'efficacité de l'inspection. A titre d'exemple sur la figure II.3 est présentée une sonde à courants de Foucault composée de 32 éléments de type micro-bobines gravées sur un film souple de $50\mu\text{m}$ d'épaisseur de Kapton (polymère à base d'imide) [10].

Les capteurs multiéléments à base de micro-bobines ont l'avantage d'avoir une haute résolution spatiale et la capacité d'effectuer des balayages de grandes zones dans un temps raisonnable. Par contre, leur sensibilité aux basses fréquences est limitée en raison du nombre de spires limité.



(a) Bobinage de 0,5mm de diamètre et 3mm d'hauteur composé d'environ 1000 spires et réalisé avec un fil de cuivre de $30\mu\text{m}$ de diamètre.
 (b) Exemple de micro-bobine planaire avec une surface de 1mm^2 , composé d'environ 40 spires.

Figure II.2. Photographies de bobinages. A gauche, réalisé en fil de cuivre et à droite obtenu par un procédé photolithographique.



Figure II.3. Sonde à courants de Foucault composée de 32 éléments de type micro-bobines gravées sur un film de Kapton.

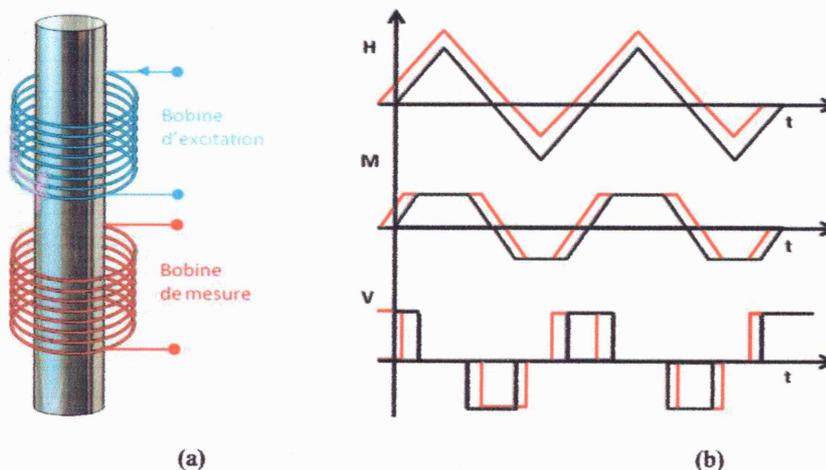
II.3. Capteurs magnétiques

Toute sonde à courants de Foucault mesure un champ électromagnétique alternatif et comporte nécessairement des capteurs magnétiques. L'émission du champ magnétique alternatif doit alors être réalisée par un autre élément à côté ou au-dessus du capteur.

II.3.1. Fluxgates

Les fluxgates ont été initialement développés pour la fabrication de compas des systèmes de navigation. Ils sont composés d'un noyau ferromagnétique et au minimum de deux bobinages. L'idée à la base est d'exploiter la saturation du cycle d'hystérésis du noyau ferromagnétique.

Le premier bobinage est appelé bobinage d'excitation, en bleu dans la figure II.3.a, et le second est appelé bobinage de mesure, en rouge dans le figure II.3.a. Nous allons brièvement présenter le principe de fonctionnement de ces capteurs avec un exemple d'une configuration simplifiée. La bobine d'excitation est alimentée par un courant de forme triangulaire, présenté dans la figure II.3.b, généralement de basse fréquence, entre 50 et 1000Hz. Ce courant crée un champ magnétique H qui sature périodiquement le noyau ferromagnétique. Lorsque le noyau est saturé, la variation de l'aimantation M à l'intérieur du noyau est nulle, et donc la bobine de mesure présente une tension nulle à ses bornes. Lorsque le noyau n'est pas saturé, la bobine de mesure présente une valeur constante à ses bornes, correspondant à la dérivée des variations de l'aimantation. La tension mesurée aux bornes de la bobine de mesure a donc une forme d'onde caractérisée par des impulsions. En l'absence d'un champ magnétique extérieur, la tension V mesurée est parfaitement symétrique par rapport à l'origine de temps, comme montré dans la figure II.3.b par le signal noir. En présence d'un champ magnétique extérieur, la saturation du noyau est plus vite atteinte pour une demi-période que pour l'autre, ce qui engendre un décalage temporel dans la tension mesurée par la bobine, la courbe rouge dans la figure II.3.b. C'est donc la mesure de ce décalage qui nous donne une estimation du champ magnétique externe.



(a) Schéma d'un fluxgate constitué par un noyau ferromagnétique et deux bobines.
En bleu la bobine d'excitation et en rouge la bobine de mesure.

(b) Forme d'ondes du champ d'excitation H , de l'aimantation du noyau M et de la tension mesurée V . En noir en l'absence d'un champ extérieur, et en rouge en sa présence.

Figure II.3. Principe de fonctionnement d'un fluxgate.

Le schéma présenté est une simplification par rapport aux capteurs de type fluxgate généralement utilisés. Différentes formes d'onde et de noyaux sont utilisés, notamment pour éliminer l'important couplage qui se crée entre la bobine d'excitation et la bobine de mesure.

II.3.2. Capteurs à effet Hall

Le principe de fonctionnement de ces capteurs magnétiques est basé sur l'effet Hall. Il est plus important dans des matériaux semi-conducteurs mais afin d'illustrer le principe, on considère des matériaux conducteurs par simplicité. Quand une piste conductrice (l'épaisseur est généralement comprise entre 0.4 et 100 μm) est parcourue par un courant continu I , appliqué selon l'axe y , voir figure II.4, et soumise à une induction magnétique B , appliquée dans cet exemple selon l'axe z , il apparaît une différence de potentiel V_H dans la direction perpendiculaire à celle de l'induction et à celle du courant, c'est à dire l'axe x . Cette tension, dite de Hall, est due à la force de Lorentz et est donnée par:

$$F = qV\wedge B \quad (\text{II.4})$$

Où q est la charge des électrons et V leur vitesse.

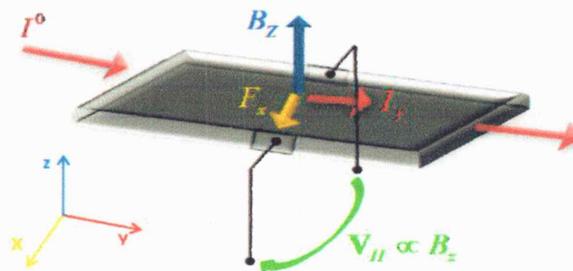


Figure II.4. Principe de fonctionnement des capteurs à effet Hall.

II.3.3. Magnétorésistances

La magnétorésistance (MR) est la propriété liée à certains matériaux de voir leur résistance varier en présence d'un champ magnétique. Tous les conducteurs présentent un effet magnétorésistif qui est typiquement trop faible pour pouvoir les employer comme capteur de champ. Toutefois, on peut trouver des matériaux magnétiques qui présentent un effet magnétorésistif suffisant, appelés magnétorésistances anisotropes (AMR), et qui sont utilisés pour réaliser des capteurs. Ainsi, les avancées récentes des technologies et matériaux permettent de réaliser des dispositifs composés de couches minces dotées d'un fort effet magnétorésistif, telles que les magnétorésistances géantes (GMR) et tunnel (TMR). Le taux de MR est défini de la façon suivante:

$$MR(\%) = \frac{R_{max} - R_{min}}{R_{min}} \quad (\text{II.5})$$

Où R_{max} et R_{min} est respectivement la résistance maximale et minimale atteinte lorsque le champ magnétique varie. Dans le cas des AMR ce facteur est typiquement 1%-2% pour les GMR 20%-60% et les TMR 60%-600% [11].

II.3.3.1. Magnétorésistances anisotropes (AMR)

Afin de décrire le phénomène de la magnétorésistance anisotrope, découvert en 1857 par William Thomson, considérons le schéma simplifié de la figure II.5. L'élément AMR considéré est constitué par un matériau ferromagnétique mono-domaine et anisotrope, et possède un axe de facile aimantation généralement induit lors d'une phase de recuit sous champ magnétique. La magnétorésistance anisotrope consiste dans une variation de la résistance R du matériau ferromagnétique en fonction de l'angle θ entre l'aimantation du matériau M et la densité de courant traversant le matériau I . Cette relation s'écrit:

$$R = R_0 + \Delta R \cos^2 \theta \quad (\text{II.6})$$

Où R_0 est la résistance quand l'aimantation M est perpendiculaire à la direction du courant I . Lorsqu'un champ H est appliqué perpendiculairement à l'axe d'anisotropie du matériau, l'axe d'aimantation tourne d'un angle θ donné par la relation [10]:

$$\sin \theta = \frac{H}{H_k} \quad (\text{II.7})$$

Où H_k est appelé champ d'anisotropie du matériau. Si on combine les deux équations précédentes, on obtient une relation non-linéaire entre la résistance R et l'angle θ :

$$R = R_0 + \Delta R \sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_k}\right)^2} \quad (\text{II.8})$$

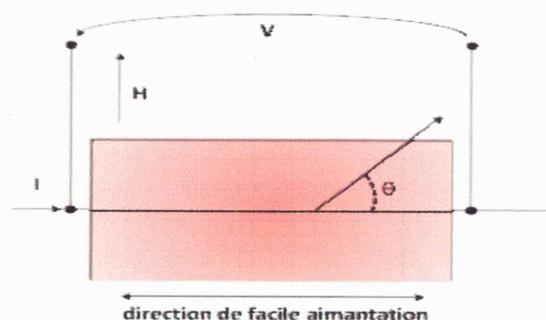


Figure II.5. Schéma du principe de fonctionnement d'une magnétorésistance anisotrope simplifiée.

Afin de rendre linéaire cette relation il faut travailler autour de l'angle $\theta = 45^\circ$. Deux solutions permettent de remplir cette condition: soit en ajoutant un champ magnétique permanent perpendiculaire à l'axe d'anisotropie, soit en faisant circuler le courant à 45° de l'axe d'anisotropie. Cette dernière technique est appelée « barber-pôle » et est illustrée sur la figure II.6.a.

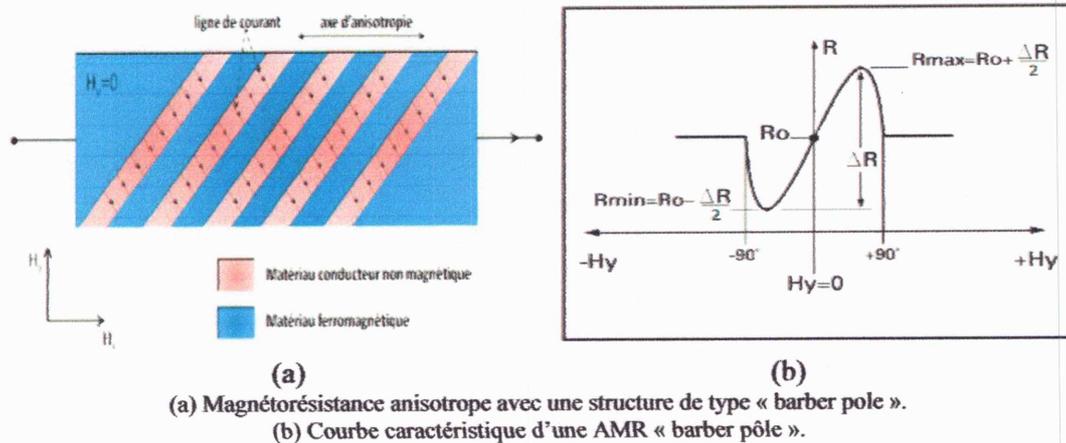


Figure II.6. Illustration du principe de fonctionnement de la magnétorésistance anisotrope « barber pole ».

II.3.3.2. Magnétorésistances géantes (GMR)

La magnétorésistance géante a été découverte simultanément en 1988 par le français Albert Fert, professeur à l'Université Paris-Sud 11, et par l'allemand Peter Grunberg. En 2007, le prix Nobel de physique est attribué aux deux physiciens pour la découverte de la GMR et leur contribution au développement du spintronique ou électronique du spin.

L'électronique du spin, permet d'expliquer le principe de fonctionnement des magnétorésistances géantes et peut se résumer de la façon suivante: lors d'un passage d'électrons, conducteurs de courant, à travers une zone aimantée localement, des phénomènes de diffusion se manifestent différemment en fonction des axes d'orientation des spins de ces électrons avec l'aimantation, soit ils sont parallèles (ou up), soit antiparallèles (ou down). Dans les métaux non-magnétiques, ce spin ne joue aucun rôle, car le nombre d'électrons de spin up et de spin down est le même, ce qui donne lieu à une distribution aléatoire des spins et à un moment magnétique macroscopique nul. Dans les matériaux magnétiques ce nombre est différent et cette différence donne lieu à l'apparition d'un moment magnétique macroscopique non nul.

Afin d'illustrer le principe de fonctionnement des capteurs GMR, on considère deux configurations caractérisées par un empilement de couches ferromagnétiques à magnétisation parallèle, voir figure II.7.a, et antiparallèle, voir figure II.7.b [12]. Une couche conductrice non-magnétique est insérée entre les deux couches ferromagnétiques dans les deux cas. Les électrons qui participent à la conduction électrique peuvent avoir un spin up ou down par rapport aux couches. Les trajectoires des électrons sont déterminées par leur spin car les phénomènes de diffusion sont forts dans le cas d'un spin parallèle à la magnétisation et plus faible dans le cas contraire. Dans la configuration avec des couches à magnétisation parallèle les électrons à spin up passent à travers la structure presque sans diffusion (flèche verte), tandis que les électrons à spin down sont plus fortement diffusés (flèche rouge). Nous pouvons écrire la résistance

équivalente de la structure en appelant r la résistance rencontrée par l'électron dans la couche à magnétisation parallèle à son spin, et R la résistance rencontrée lors du passage dans une couche antiparallèle. On peut schématiser les trajectoires de deux électrons de spin opposé avec quatre résistances. La résistance équivalente R_{\parallel} vaut dans cette configuration:

$$R_{\parallel} = 2 \frac{rR}{r+R} \tag{II.9}$$

$$\cong 2r, \text{ si } R \geq r$$

Dans la configuration antiparallèle, les électrons sont tous diffusés et donc la résistivité de la structure est plus élevée:

$$R_{\parallel} = \frac{R+r}{2} \tag{II.10}$$

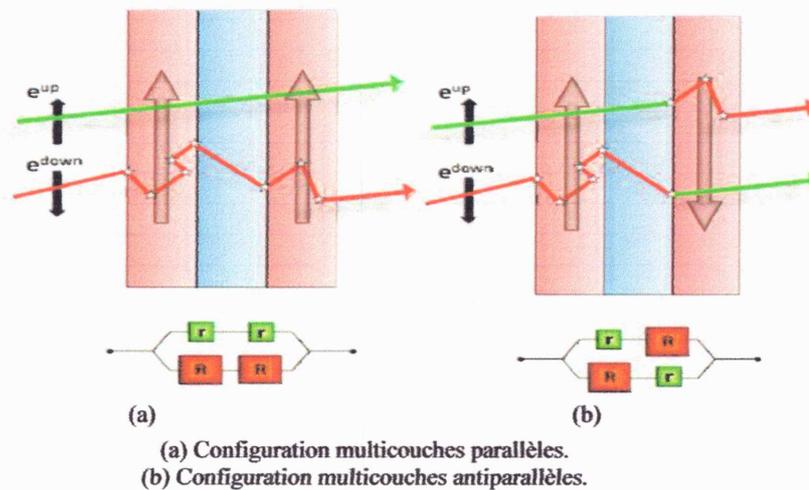


Figure II.7. Illustration du principe de fonctionnement de la magnétorésistance géante.

Il existe deux types de capteurs à magnétorésistance géante qui se différencient par le nombre et la nature des couches employées. Le premier type est constitué par un empilement alterné de couches ferromagnétiques, typiquement des alliages de fer-cobalt-nickel, avec des couches conductrices non magnétiques, comme par exemple du cuivre ou ruthénium. Le principe de fonctionnement est le suivant:

- En l'absence de champ magnétique extérieur, les axes d'aimantation des couches ferromagnétiques successives sont opposés.
- En présence d'un champ magnétique, les axes d'aimantation de toutes les couches ferromagnétiques s'alignent progressivement dans l'axe du champ magnétique appliqué.

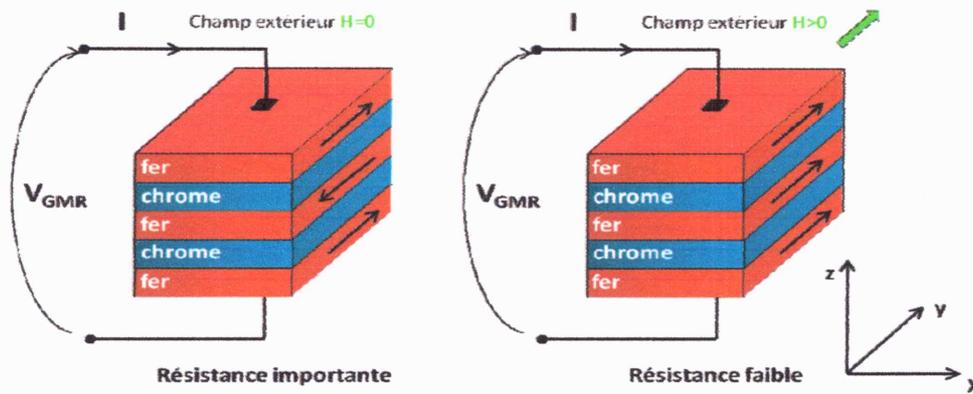


Figure II.8. Magnétorésistance constituée d'un empilement de couches Fer/Chrome.

Ces changements d'orientation des couches s'accompagnent d'une diminution de la résistance électrique de la structure multicouche. Le second type de magnétorésistance utilise seulement deux couches ferromagnétiques séparées par une couche de matériau conducteur. Ce deuxième type, est appelé vanes de spin. Il utilise le couplage antiferromagnétique (les moments magnétiques de deux couches consécutives sont opposés) afin d'établir l'orientation de l'aimantation d'une couche et de la fixer. Le principe de fonctionnement est le suivant:

- On piège l'orientation d'une des deux couches ferromagnétiques qui garde une orientation fixe. Cette couche est appelée couche « dure ».
- L'autre couche ferromagnétique conserve la possibilité de changer son orientation selon celle du champ magnétique appliqué. Il s'agit de la couche « douce ».

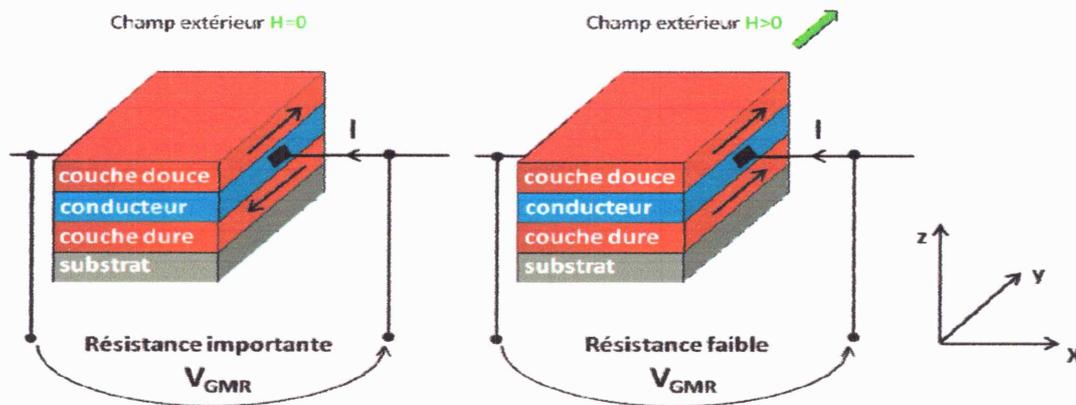


Figure II.9. Magnétorésistance à vanes de spin, constituée par une couche « douce » et une couche « dure » séparées par un film conducteur. Le substrat est utilisé pour fixer l'orientation de l'aimantation de la couche « dure ».

ceux générés par le corps humain. Ce type de capteur est basé sur un supraconducteur SQUID (du nom anglais Superconducting Quantum Interference Device, qui signifie: détecteur supraconducteur à interférence quantique).

Le principe global d'un magnétomètre à SQUID est de transformer en signal électrique la variation de flux induite par le déplacement d'un échantillon le long de l'axe d'une bobine. Une mesure consiste donc à déplacer l'échantillon dans des bobines captrices (gradientmètre), à une température donnée et dans un champ magnétique homogène. Les bobines du gradientmètre sont très exactement compensées. Lorsqu'on introduit l'échantillon dans le gradientmètre, le champ magnétique est perturbé et produit une variation de flux magnétique, qui induit un courant dans les bobines du gradientmètre.

II.3.5. Capteurs à effet magnéto-impédance géante (GMI)

II.3.5.1. Magnéto-impédance

Le phénomène de la magnéto-impédance (MI) consiste en une variation sensible de l'impédance Z d'un matériau magnétique conducteur ferromagnétique, parcouru par un courant alternatif de fréquence donnée, lorsqu'il est soumis à un champ magnétique extérieur.

Quand le rapport de la variation d'impédance à l'impédance initiale à champ extérieur nul, $\Delta Z/Z$, atteint des valeurs supérieures ou égales à 100, le phénomène est appelé magnéto-impédance géante GMI.

Harrison et al furent les premiers à observer le phénomène de MI en 1937, mais ce n'est qu'en 1992 que Mohri et al [13] ont entamé une étude plus poussée de ce phénomène.

Dans cette étude, les auteurs observent la variation de tension inductive aux bornes de microfils amorphes de diverses compositions soumis à un champ magnétique externe. Ils nomment cet effet "effet magnéto-inductif". En 1994 Panina et al [14] proposent une première explication de la MI.

Très vite, le grand potentiel applicatif de cette découverte, notamment dans la réalisation de capteurs de champs magnétiques, a été perçu par les scientifiques et de nombreux chercheurs se sont intéressés à cette thématique.

Le travail accompli depuis 1994 a permis de mieux comprendre l'origine de la MI. Il a également permis de déterminer l'influence des propriétés des matériaux magnétiques sur l'effet GMI. De plus, des matériaux magnétiques de différentes compositions et configurations (microfil, rubans, couches minces) ont été testés afin d'améliorer la sensibilité et la résolution des capteurs GMI.

Un premier capteur de champ basé sur l'effet GMI est actuellement commercialisé par la société Aichi Steel. De nombreuses perspectives de perfectionnement, notamment la miniaturisation des capteurs, laissent à penser que le marché des capteurs GMI est amené à s'étendre dans un futur proche.

II.3.5.2. Utilisation d'un capteur GMI pour mesurer un champ magnétique

Considérons un matériau ferromagnétique parcouru par un courant $I(\omega)$. Supposons que l'impédance relative $\Delta Z/Z_{int}$, ou Z_{int} est l'impédance à champ nul, de ce matériau varie au maximum de 100% et ce pour une induction magnétique externe appliqué de 0,1 Tesla. Une forme typique de l'évolution de l'impédance relative en fonction du champ est présentée dans la figure II.12.

Dans la gamme d'induction allant de 0 à 10^{-1} Tesla l'évolution de Z est quasi linéaire. Il est donc possible de mesurer dans cette gamme la variation de l'induction avec une bonne précision et une résolution élevée puisqu'à une variation du champ de 10^{-2} Tesla correspondra à une variation de 10% de l'impédance [15].

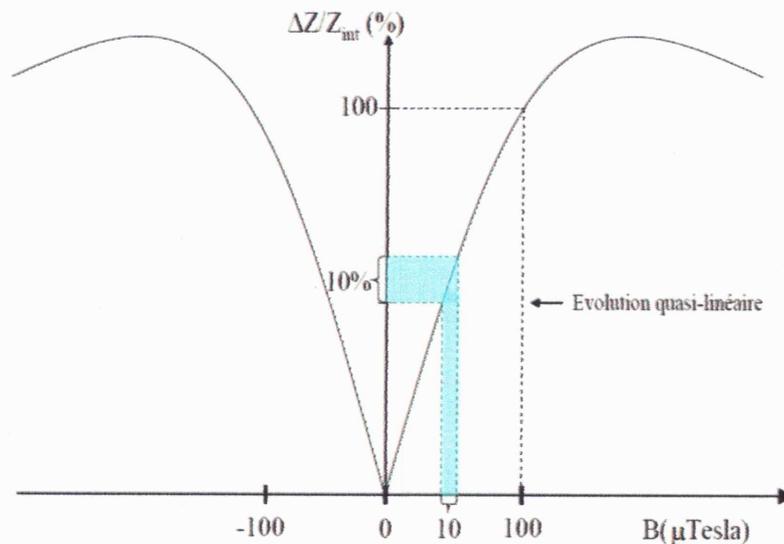


Figure II.12. Evolution typique de l'impédance relative d'un capteur à magnéto-impédance géante.

II.3.5.3. Origine de la Magnéto-impédance

Les mécanismes responsables de la MI diffèrent selon la gamme de fréquences du courant électrique $I(\omega)$ parcourant le matériau ferromagnétique. Cependant, dans tous les cas, c'est la variation de la perméabilité transverse μ_t du matériau magnétique qui est à l'origine de ces mécanismes.

A basses fréquences [1-10KHz], la partie inductive de l'impédance du matériau varie en fonction de μ_t . L'application d'un champ magnétique externe modifie la valeur de μ_t ce qui a pour conséquence la variation de l'impédance total Z_t du matériau.

A moyennes fréquences (de l'ordre du MHz) l'impédance totale du matériau est fonction de l'épaisseur de peau du courant I le parcourant. L'épaisseur de peau est elle-même fonction de la perméabilité transverse μ_t . Comme aux basses fréquences, l'application d'un champ magnétique externe modifie μ_t et par conséquent Z_t .

L'équation qui régit la variation de l'impédance en fonction de la perméabilité μ est la suivante [16]:

$$Z = R_{dc} i \left(\frac{1+i}{\delta_\mu} \right) a \coth[(i \cdot (1+i) \cdot a) / \delta_\mu] \quad (\text{II.11})$$

Avec

R_{dc} : Résistance électrique du film

a : Épaisseur du film

i : Nombre complexe

δ_μ : Épaisseur de peau dépendante de la perméabilité totale du matériau μ_t .

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi w \sigma \mu_t}} \quad (\text{II.12})$$

Avec:

c : Vitesse de la lumière

w : Pulsation du courant I

σ : Conductivité électrique du matériau ferromagnétique

La perméabilité totale du matériau peut être divisée en deux composantes, la perméabilité rotationnelle μ_t^{rot} et la perméabilité de déplacement μ_t^{dep}

L'effet d'un champ magnétique externe sur ces composantes de la perméabilité total peut être différent selon que le champ soit appliqué dans l'une ou l'autre des directions du capteur.

A hautes fréquences (de l'ordre du GHz), le phénomène prépondérant est lié à la résonance ferromagnétique.

II.3.5.4. Structures des capteurs à effet GMI

Les capteurs magnétiques basés sur l'effet GMI sont fabriqués sous différentes formes, et suivant différentes géométries (Figure II.13), on distingue:

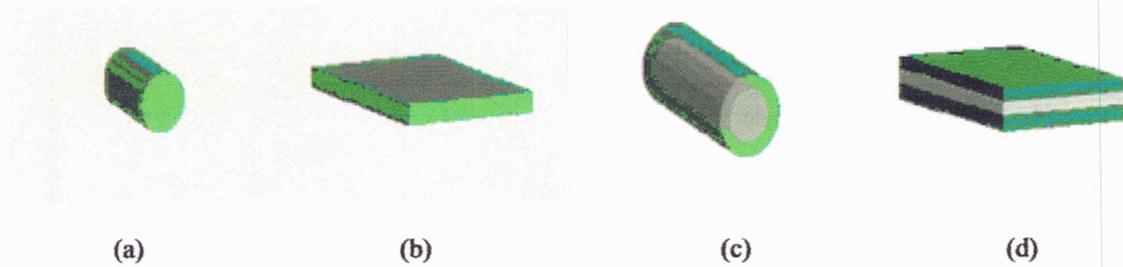


Figure II.13. Structures et formes géométriques des capteurs GMI

a. Structures homogènes

Pour ces structures le matériau siège de l'effet GMI peut être sous l'une des formes géométriques suivantes [17]:

- un ruban
- une couche mince ou film
- un fil ou microfil

Le courant alternatif I_{ac} traversant l'échantillon est constant en amplitude. Pour déterminer l'impédance Z on mesure la ddp U_{ac} aux bornes de l'échantillon. Lorsqu'un champ magnétique statique est appliqué l'impédance subit une variation ΔZ .

L'expression de telle impédance pour une forme parallélépipédique (un ruban ou une couche mince) de dimensions $(l \times b \times d)$ (respectivement longueur, largeur, épaisseur, figure II.14) est donnée par [18] [19]:

$$Z = R_{dc} \frac{kd}{2} \coth\left(\frac{kd}{2}\right) \quad (\text{II.12})$$

Avec:

$$R_{dc} = \rho \frac{l}{S} = \frac{l}{\sigma b d} \quad (\text{II.13})$$

Et:

$$k = \frac{(1-j)}{\delta} \quad (\text{II.14})$$

$$\delta \text{ (épaisseur de peau) : } \left(\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma\mu_t}} \right) \quad (\text{II.15})$$

Avec

σ , μ_{rt} respectivement la conductivité et la perméabilité relative transversale complexe du matériau.

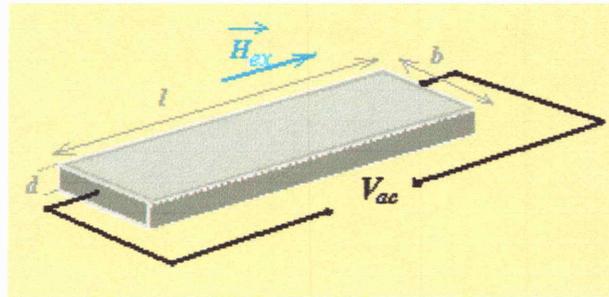


Figure II.14. Ruban ferromagnétique de dimensions $(l \times b \times d)$ parcourues par un courant alternatif et exposé à un champ statique extérieur \vec{H}_{ex} .

Dans le cas d'un fil (forme cylindrique voir la figure II.15) [19] [18] [20], l'expression de Z est:

$$Z = R_{dc} \frac{ka j_0(ka)}{2 j_1(ka)} \tag{II.16}$$

Avec

a : Rayon du fil

$R_{dc} = \frac{l}{\sigma \pi a^2}$: Résistance du fil en courant continu

j_0, j_1 : Respectivement fonction de Bessel d'ordre (0 et 1).

Pour les fils la perméabilité effective est circonférentielle μ_ϕ .

Des deux expressions précédentes de l'impédance on remarque que c'est la structure qui détermine la loi de variation de la GMI. La forme filaire reste la plus favorable pour la conception des capteurs à effet GMI à cause de leurs diamètres micrométriques ($20\mu m$).

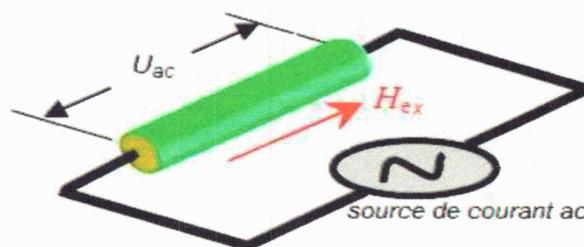


Figure II.15. Fil ferromagnétique cylindrique de longueur l et de rayon a , parcourues par un courant alternatif et exposé à un champ extérieur \vec{H}_{ex}

La société japonaise (Aichi micro intelligent corporation) fabrique et commercialise des capteurs GMI sous forme de fil, avec une sensibilité de 5150V/T sur une plage linéaire de 300A/m [19].

La forme des couches minces reste la plus adaptable aux technologies micro-électroniques des semi-conducteurs.

b. Structures non homogènes

Les structures non homogènes existent sous trois familles:

❖ Structure sandwich (multicouche)

Dans cette structure le matériau conducteur est pris en sandwich entre deux matériaux magnétiques identiques (voir la figure II.16).

Cette structure amplifie l'effet de magnéto-impédance géante avec une variation proportionnelle au rapport des conductivités (conducteur /matériau magnétique). L'impédance de tel matériau est donnée par l'expression:

$$Z = R_{dc} \left[\frac{\coth(x_1) \coth(x_2) + \xi}{\coth(x_1) \coth(x_2)} \right] (\xi x_1 + x_2) \quad (\text{II.17})$$

$$R_{dc} = \frac{l}{2b(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)} \quad (\text{II.18})$$

$$x_1 = (1 + i) \frac{d_1}{\delta_1} \quad (\text{II.19})$$

$$x_2 = (1 + i) \frac{d_2}{\delta_2} \quad (\text{II.20})$$

$$\xi = \frac{\sigma_1 \delta_1}{\sigma_2 \delta_2} \quad (\text{II.21})$$

Tel que: $l, b, 2d_1, d_2$ sont respectivement la longueur, la largeur, l'épaisseur, du conducteur et l'épaisseur du matériau magnétique.

σ_1, σ_2 : Sont respectivement les conductivités du conducteur et du matériau magnétique.

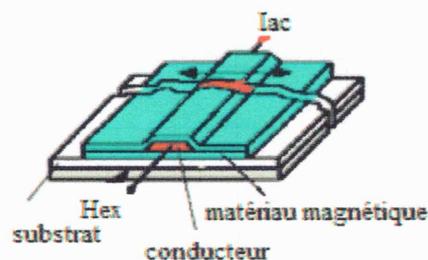


Figure II.16. Structure sandwich où un conducteur en cuivre est inséré entre deux couches de matériau ferromagnétique.

❖ Structure de fils électrodéposés (fil composite)

Dans cette structure un fil de matériau conducteur est entouré par un matériau magnétique (voir la figure II.13.c). Lorsqu'un courant alternatif I_{ac} est injecté dans le conducteur sous un champ magnétique statique l'effet magnéto-impédance se trouve amplifié. Des variations de 700% à 55kHz ont été trouvées sur des fils électrodéposés de FeNi/Cu par F.E. Atalay [19].

❖ Matériau entouré par bobine

La ddp entre les bornes d'un matériau magnétique traversé par un courant alternatif I_{ac} , est mesuré soit directement soit par l'intermédiaire d'une bobine qui l'entoure (Figure II.17). Dans ce cas une approche du tenseur des impédances surfacique est employée.

La ddp aux bornes du matériau V_m peut être déterminé par le flux du vecteur de Poynting à travers la surface du matériau:

$$iV_m = - \int_S (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} \quad (\text{II.22})$$

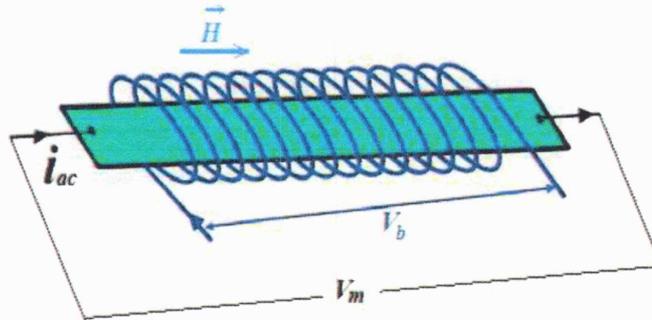


Figure II.17. Matériau magnétique entouré d'une bobine de mesure.

Conclusion

Le choix d'un type de capteurs magnétiques doit obéir au cahier des charges, qui définit les performances du capteur, les conditions de son environnement, et les contraintes de son fonctionnement. Cependant ce choix tient compte obligatoirement de l'ensemble des caractéristiques des capteurs magnétiques exposées le long de cette étude, notamment la sensibilité au champ, la vitesse de réponse, la résolution spatiale, et la plage de mesure. A la lumière de leurs performances exposées dans cette étude, les capteurs magnétiques peuvent être regroupés dans 4 grandes familles:

- Capteurs magnétiques encombrants: représentant les capteurs qui sont peu adaptés aux systèmes intégrés (ou microsystemes), et qui engendrent essentiellement les capteurs inductifs et les fluxgates.
- Capteurs magnétiques sensibles à la température: qui sont essentiellement les capteurs à effet Hall.
- Capteurs magnétiques coûteux: ils sont coûteux en raison de leurs systèmes inévitables, citons en particulier les dispositifs supraconducteurs pour les SQUIDS.
- Capteurs magnétiques de nanotechnologie: représentés essentiellement par les capteurs à effet magnéto-résistif MR et à effet de magnéto-impédance géante GMI.

De plus, le domaine d'application des capteurs GMI est plus vaste et est encore en expansion grâce aux développements de nouveaux matériaux et l'optimisation de leurs conditions de traitement.

CHAPITRE III
MODELISATION DES SUSCEPTIBILITES D'UN
RUBAN FERROMAGNETIQUE

Chapitre III

Modélisation des susceptibilités d'un ruban ferromagnétique

Introduction

La réponse d'un matériau magnétique à une sollicitation magnétique est entièrement définie par sa courbe d'aimantation et les performances de détection sont caractérisées par la valeur de la perméabilité magnétique. Or, cette perméabilité répond à plusieurs définitions selon le type de sollicitation magnétique qui peut être continue ou variable dans le temps, d'amplitude faible ou élevée mais aussi de directions multiples par rapport à l'anisotropie magnétique de l'échantillon ou une composition de tous les cas énoncés précédemment. Le propos essentiel de ce chapitre concerne le cas des capteurs à effet magnéto-impédance géante dans lesquels les sollicitations magnétiques sont multiples. Le micro-magnétisme à travers l'équation de Landau, Lifshitz et Gilbert [21], apparaît alors comme un formalisme approprié pour modéliser le principe de la détection de tels capteurs. En effet, les conditions d'une détection par effet GMI nécessitent, en plus du champ à mesurer, l'application d'un champ magnétique d'excitation de nature harmonique et d'un champ de polarisation statique. Plusieurs auteurs, on proposé cette approche pour modéliser les impédances des fils et des sandwichs à effet magnéto-impédance géante. La structure magnétique à anisotropie transversale (transverse s'entends par rapport au champ à mesurer) était présentée comme un paramètre important pour expliquer l'origine de la détection et justifier les meilleures sensibilités.

III.1. Modélisation des susceptibilités d'un ruban ferromagnétique

III.1.1. Etats d'équilibre et régime statique

La détermination de la susceptibilité magnétique d'un ruban ferromagnétique à base de nanocristallin est réalisée en considérant ce dernier équivalent à un domaine unique d'aimantation uniforme M_s . Cette hypothèse est valide lorsque le matériau subit un recuit sous champ transverse [22],[23]. Sous-entendu qu'il se situe une fois la disparition des parois (Haute fréquence). Par conséquent le mécanisme de déplacement de parois est ignoré et seul le mécanisme de rotation uniforme de l'aimantation est pris en compte dans le calcul des susceptibilités.

Ce processus constitue la base du mécanisme d'aimantation d'un échantillon ferromagnétique qu'il soit mono domaine ou multi domaine [24], le déplacement d'une paroi correspondant à l'origine à une succession de rotation d'aimantation dans la largeur de la paroi.

Pour illustrer ce phénomène, le choix d'un film ferromagnétique d'épaisseur très faible devant les autres dimensions et considéré aimanté selon son axe transversal, permet de fixer les principes (Figure III.1). L'aimantation M (Equation (III.1)) est choisie égale à sa valeur à saturation M_s . A l'intérieur du mono domaine, représentée par un vecteur faisant un angle θ par rapport à l'axe de facile aimantation.

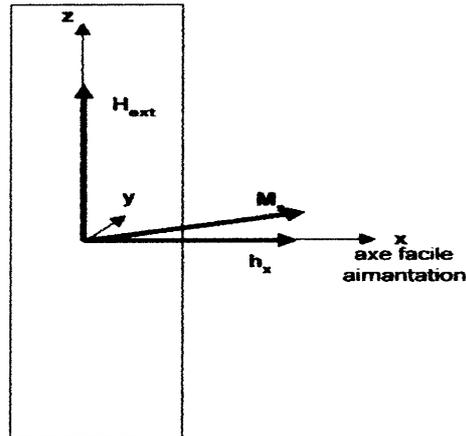


Figure III.1. Echantillon mono domaine de symétrie uniaxe. Champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'axe de facile aimantation.

$$\vec{M} = \begin{bmatrix} M_s \cos(\theta) \vec{e}_x \\ 0 \\ M_s \sin(\theta) \vec{e}_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.1})$$

Le tenseur des coefficients de champ démagnétisant du film mince est représenté par la relation (III.2). La deuxième composante est supposée négligeable en raison de la très faible épaisseur du film par rapport aux autres dimensions. Cette dernière hypothèse permet de négliger la composante de l'aimantation M_y .

$$N = \begin{bmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.2})$$

Un champ magnétique \vec{H}_{ext} de valeur H_0 , est appliqué perpendiculairement à l'axe de facile aimantation.

$$\vec{H}_{ext} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ H_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.3})$$

III.1.2. Equation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)

Les aspects dynamiques de l'évolution temporelle de l'aimantation entre deux états d'équilibre ont demandé l'introduction d'une nouvelle équation capable de décrire le mouvement de l'aimantation. Il s'agit de l'équation de Landau - Lifshitz - Gilbert (LLG).

Lorsqu'un champ magnétique homogène \vec{H} est appliqué au matériau, le couple $\vec{T}(\vec{r})$ exercé sur une unité de volume d'aimantation \vec{M} est donné par:

$$\vec{T} = \vec{M} \times \mu_0 \vec{H} \quad (\text{III.4})$$

Ce couple s'annule lorsque l'état d'équilibre est atteint, c'est à dire quand $\vec{M}(\vec{r})$ est parallèle à $\vec{H}(\vec{r})$. Le moment magnétique $\vec{M}(\vec{r}, t)$ est lié au moment cinétique $\vec{L}(\vec{r}, t)$ par la relation:

$$\vec{M} = \gamma \vec{L} \quad (\text{III.5})$$

Où:

$$\gamma = g \frac{|e|}{2m_e} \quad (\text{III.6})$$

Est le rapport gyromagnétique, e la charge de l'électron, m_e la masse de l'électron et g le facteur de Landé (proche de 2 pour la plupart des matériaux ferromagnétiques).

Hors équilibre, le théorème du moment cinétique peut être appliqué:

$$\frac{d\vec{L}(\vec{r})}{dt} = \vec{T}(\vec{r}) \quad (\text{III.7})$$

Ce qui conduit à l'équation du mouvement de l'aimantation:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H} \quad (\text{III.8})$$

Il s'agit d'un mouvement de précession non-dissipatif de fréquence (Figure III.2.a) :

$$f_0 = \frac{\gamma \mu_0 \vec{H}}{2\pi} \quad (\text{III.9})$$

Qui conserve à la fois l'amplitude $M = M_s$ et l'inclinaison de l'aimantation par rapport au champ $\theta_0 = (\vec{M}, \vec{H})$ pourtant, qu'on constate expérimentalement que si le champ appliqué est suffisamment fort, les moments magnétiques finissent toujours par s'aligner parallèlement à celui-ci (Figure III.2.b).

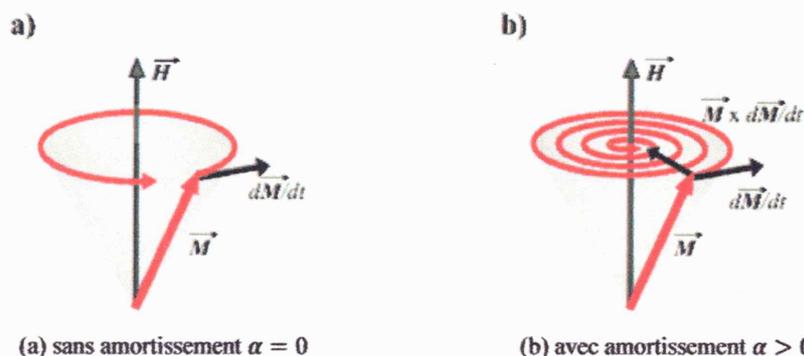


Figure III.2. Trajectoire de l'aimantation dans un mouvement de précession autour du champ \vec{H} .

Ainsi, pour décrire ce comportement, un terme dissipatif de type Rayleigh est introduit de manière phénoménologique, de sorte que:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{M}\vec{H} + \frac{\alpha}{M_s}\vec{M}\Lambda\frac{d\vec{M}}{dt} \quad (\text{III.10})$$

Où $\alpha > 0$ est un coefficient phénoménologique d'amortissement sans dimension (dite de Gilbert), qui décrit la décroissance de l'énergie totale du système ferromagnétique, il dépend de la fréquence et de l'amplitude de précession. Sa valeur pouvait s'étendre entre 0.01 et 1. Cependant, lorsque les variations du champ magnétique sont lentes, certaines références adoptent des valeurs de α , tels que $\alpha^2 \gg 1$ [25].

L'équation (III.10) est l'équation du mouvement de l'aimantation proposée par Gilbert (1955). Dans la limite du faible amortissement, l'équation de Gilbert est équivalente avec l'équation donnée par Landau et Lifshitz (1935):

$$(1 + \alpha^2)\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M}\Lambda\mu_0\vec{H}) - \frac{\alpha\gamma}{M_s}\vec{M}\Lambda(\vec{M}\Lambda\mu_0\vec{H}) \quad (\text{III.11})$$

Le raisonnement présenté auparavant est valable pour un moment magnétique \vec{M} et un champ magnétique homogène \vec{H} . Si l'on applique maintenant un champ local effectif \vec{H}_{eff} supposé faiblement variable en temps et si on fait un changement de variable convenable:

$(\frac{\gamma\mu_0}{(1+\alpha^2)}t \rightarrow t)$, On obtient l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert généralisée qui décrit la dynamique de l'aimantation dans un système ferromagnétique:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{M}\vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s}\vec{M}\Lambda\frac{d\vec{M}}{dt} \quad (\text{III.12})$$

Comme on peut l'observer ces équations contiennent deux termes, un terme de précession, lié au mouvement de précession de l'aimantation autour du champ effectif et un terme d'amortissement, qui permet la relaxation de l'aimantation vers sa position d'équilibre, parallèle au champ effectif. L'aimantation M est par conséquent la somme d'une composante statique M_0 (de module M_s et de direction θ) et d'une composante sinusoïdale m (composante dynamique).

On remarque aussi que la norme du vecteur de l'aimantation m se conserve, même après l'introduction du terme dissipatif ($\vec{m} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial \vec{n}} = 0$). La détermination du champ magnétique effectif découle de l'énergie libre du système. Dans l'approximation que l'épaisseur de peau est plus grande que la longueur d'échange, l'énergie d'échange est négligeable.

Avec:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\gamma\mu_0 M_s} \frac{\partial U}{\partial \theta} \quad (\text{III.13})$$

Et $\frac{\partial U}{\partial \theta}$ la variation d'énergie libre.

III.1.3. Tenseur des susceptibilités

Les variations de l'aimantation m étant considérées très faibles, il est alors possible de donner une formulation linéaire de l'équation (III.12) en négligeant les termes du second ordre.

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma\mu_0(\vec{M}_0 \wedge \vec{b} + \vec{m} \wedge \vec{H}_{eff0}) + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M}_0 \wedge \frac{d\vec{m}}{dt} \quad (III.14)$$

Avec la configuration des grandeurs vectorielles définies dans le repère $Oxyz$ (Figure III.1), le système d'équation concernant les composantes dynamiques de l'aimantation permet de déterminer le tenseur des susceptibilités magnétiques χ défini par la relation (III.15) pour un champ magnétique dynamique appliqué dans le plan du film:

$$\chi = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{bmatrix} \quad (III.15)$$

Ces susceptibilités sont calculées avec les relations (III.13) et (III.14) et sont illustrées par les relations (III.18), (III.19), (III.20) et (III.21). Ces susceptibilités sont fonctions du champ d'anisotropie, du champ statique, de la position d'équilibre définie par l'angle θ (III.16) et de la variable de Laplace définie par (III.17).

$$\theta = \arcsin\left(\frac{H_z}{H_k}\right) \quad (III.16)$$

Avec:

$$H_z = |H_k|$$

$$p = j\omega \quad (III.17)$$

Les équations de ces susceptibilités sont:

$$\chi_{xx} = \frac{(\gamma\mu_0 M_s \sin(\theta))(\gamma\mu_0 H_z + \alpha p \sin(\theta))}{(p^2 + (\gamma\mu_0 H_k \cos(\theta) + \alpha p \cos(\theta))^2 + (\gamma\mu_0 H_z + \alpha p \sin(\theta))^2)} \quad (III.18)$$

$$\chi_{zz} = \frac{(\gamma\mu_0 M_s \cos(\theta))(\gamma\mu_0 H_k \cos(\theta) + \alpha p \cos(\theta))}{(p^2 + (\gamma\mu_0 M_z \cos(\theta) + \alpha p \cos(\theta))^2 + (\gamma\mu_0 M_z + \alpha p \sin(\theta))^2)} \quad (III.19)$$

$$\chi_{xz} = \frac{(-\gamma\mu_0 M_s \cos(\theta))(\gamma\mu_0 H_z \cos(\theta) + \alpha p \sin(\theta))}{(p^2 + (\gamma\mu_0 M_z \cos(\theta) + \alpha p \cos(\theta))^2 + (\gamma\mu_0 M_z + \alpha p \sin(\theta))^2)} \quad (III.20)$$

$$\chi_{zx} = \frac{(-\gamma\mu_0 M_s \sin(\theta))(\gamma\mu_0 H_k \cos(\theta) + \alpha p \cos(\theta))}{(p^2 + (\gamma\mu_0 M_z \cos(\theta) + \alpha p \cos(\theta))^2 + (\gamma\mu_0 M_z + \alpha p \sin(\theta))^2)} \quad (III.21)$$

III.1.4. Susceptibilités transversale et longitudinale

Les courbes des susceptibilités χ_{xx} et χ_{zz} (Figure III.4, III.5, III.6 et III.7) sont tracées pour un champ d'anisotropie H_k de 540A/m et pour un champ magnétique statique évoluant de 0A/m

à 200% de H_k , dans une bande de fréquence de 1GHz. Toutes deux présentent un caractère fréquentiel du type passe-bas observable sur les parties réelles et un comportement dissipatif illustré par les parties imaginaires à travers une résonance magnétique.

$$\chi(w) = \dot{\chi}(w) - j\ddot{\chi}(w) \quad (\text{III.22})$$

Une résonance magnétique apparaît également sur les parties réelles lorsque le coefficient d'amortissement devient faible. Dans ce modèle dynamique de Landau, Lifshitz et Gilbert, le comportement dissipatif trouve son origine dans le phénomène d'aimantation seul, lié à la relaxation des moments magnétiques et non dans les courants de Foucault microscopiques ou macroscopiques. Le comportement en fréquence est différent selon la valeur du champ magnétique relativement à la valeur de l'anisotropie magnétique. Lorsque le champ magnétique est inférieur au champ d'anisotropie, l'angle θ est dans ce cas, égal à l'expression (III.16), la fréquence de résonance est déterminée uniquement par l'anisotropie magnétique conformément aux susceptibilités (III.23) et (III.24), exprimées pour ce domaine des champs magnétiques ($H_z < H_k$).

$$\chi_{xx} = \frac{\frac{M_S H_z^2}{H_k} \left(1 + \frac{\alpha}{\gamma \mu_0 H_k} p\right)}{\frac{1 + \alpha^2}{(\gamma \mu_0 H_k)^2} p^2 + \frac{2\alpha}{\gamma \mu_0 H_k} p + 1} \quad (\text{III.23})$$

$$\chi_{zz} = \frac{\frac{M_S}{H_k} \left(1 - \frac{H_z^2}{H_k^2}\right) \left(1 + \frac{\alpha}{\gamma \mu_0 H_k} p\right) p}{\frac{1 + \alpha^2}{(\gamma \mu_0 H_k)^2} p^2 + \frac{2\alpha}{\gamma \mu_0 H_k} p + 1} \quad (\text{III.24})$$

Par la suite, lorsque l'aimantation devient colinéaire au champ statique, c'est-à-dire à $\theta = \frac{\pi}{2}$, la fréquence de résonance devient une fonction de l'amplitude de ce dernier (III.25). Ainsi, lorsque le champ magnétique croît, la bande passante de la susceptibilité transversale augmente mais son amplitude décroît. La susceptibilité longitudinale quant à elle devient nulle au-delà de H_k .

$$\chi_{xx} = \frac{\frac{M_S}{H_z} \left(1 + \frac{\alpha}{\gamma \mu_0 H_z} p\right)}{\frac{1 + \alpha^2}{(\gamma \mu_0 H_z)^2} p^2 + \frac{2\alpha}{\gamma \mu_0 H_z} p + 1} \quad (\text{III.25})$$

$$\chi_{zz} = 0 \quad (\text{III.26})$$

III.1.5. Tenseur de perméabilité effective transversale complexe

La perméabilité magnétique n'est qu'une autre façon de présenter l'impédance d'un échantillon de matériau, elle va s'avérer donc un paramètre très important dans l'étude de l'effet GMI. Dans le cas général, la perméabilité est une grandeur tensorielle qui relie l'induction magnétique \vec{B} au champ magnétique total \vec{H}_{tot} :

$$\vec{B} = [\mu]\vec{H}_{tot} = \mu_0(\vec{H}_{int} + \vec{M}) \quad (III.27)$$

$$\vec{B} = [\mu_{int}]\vec{H}_{ex} \quad (III.28)$$

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H}_{ex} + \vec{H}_{dem} + \vec{M}) \quad (III.29)$$

$$\text{Tel que: } \vec{H}_{int} = \vec{H}_{ex} + \vec{H}_{dem} \quad (III.30)$$

Alors:

$$\vec{B} = \mu_0[\mu_{int}](\vec{H}_{ex} + \vec{H}_{dem}) = \mu_0[\mu_{eff}]\vec{H}_{ex} \quad (III.31)$$

Avec:

\vec{H}_{int} : Le champ intérieur,

μ_{int} : La perméabilité intrinsèque,

\vec{H}_{ex} : Le champ magnétique statique,

\vec{H}_{dem} : Le champ démagnétisant,

μ_{eff} : Est la perméabilité relative effective.

La perméabilité est en fait une grandeur complexe, dont la partie réelle représente la réaction du matériau magnétique à l'excitation par un champ magnétique extérieur alors que la partie imaginaire représente les pertes magnétiques (partie dissipative).

$$[\mu_{eff}] = [\hat{\mu}] - i[\tilde{\mu}] \quad (III.32)$$

Dans un repère $(oxyz)$, nous pouvons donner au tenseur de perméabilité la forme suivante:

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (III.33)$$

Pour les couches minces l'épaisseur est très petite, donc le champ démagnétisant est important suivant la direction de l'épaisseur (ox), ce qui implique que la composante de l'induction magnétique suivant (ox) est négligeable ($b_x = 0$), cela nous permet de réduire le tenseur de perméabilité:

$$\begin{pmatrix} b_y \\ b_z \end{pmatrix} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu_{r1} & \mu_{r2} \\ \mu_{r3} & \mu_{r4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_y \\ h_z \end{pmatrix} \quad (III.34)$$

Les capteurs GMI étudiés (sandwich, ruban, ou couche mince) sont supposés suffisamment longs, pour considérer le champ démagnétisant selon (oz) négligeable. De ce fait, le problème 2D peut être ramené à un problème unidimensionnel, où seules les grandeurs selon (oy) interviennent dans les calculs, de plus la perméabilité relative qui participe à la magnéto-

impédance est transversale. Le tenseur de perméabilité relative transversale se réduit donc, dans le cas des capteurs GMI au terme suivant:

$$\mu_{rt} = \mu_{ryy} - \frac{\mu_{rxy}\mu_{ryx}}{\mu_{rxx}} \quad (\text{III.35})$$

Donc l'équation de la perméabilité effective en fonction des susceptibilités est:

$$\mu_{eff} = 1 + \chi_{xx} - \frac{\chi_{xz}\chi_{zx}}{\chi_{zz}} \quad (\text{III.36})$$

III.2. Présentation du modèle du ruban ferromagnétique conducteur

III.2.1. Hypothèses de modélisation

Un ruban de très faible épaisseur et de forme allongée (Figure III.3) est connecté à une source de courant I , variable dans le temps, appliquée dans le sens de la longueur.

La densité de courant J_z présente des symétries dans la direction de la longueur et de la largeur du ruban, le champ magnétique possède une seule composante H_x et le champ électrique, possède une composante E_z . A l'extérieur du ruban, les courants sont nuls et la perméabilité magnétique vaut μ_0 , les champs sont donc nuls dans l'espace entourant l'échantillon, sauf dans le prolongement du ruban. Et, en raison de l'invariance de la densité de courant J_z dans les directions de la largeur et de la longueur de l'échantillon, les champs ne dépendent que de la coordonnée y liée à l'épaisseur.

Les dimensions du ruban sont: longueur $L = 12\text{cm}$, largeur $d = 2\text{cm}$ et épaisseur $e_p = 20\mu\text{m}$.

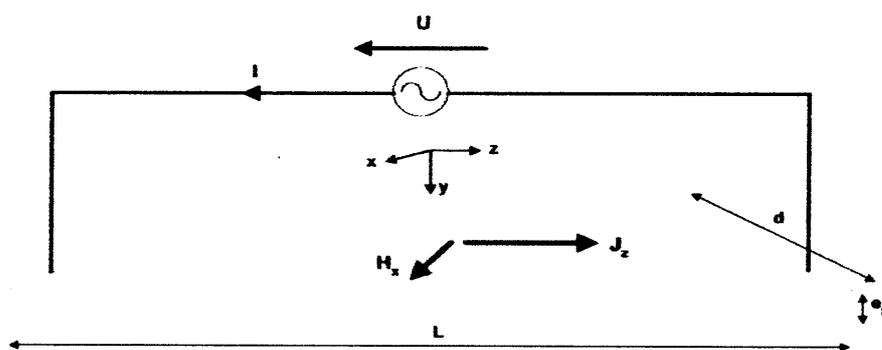


Figure III.3. Ruban ferromagnétique conducteur.

Les propriétés magnétiques et électriques du ruban ferromagnétique sont résumées dans le tableau ci-dessous:

Tableau III.1. Caractéristiques et propriétés du ruban ferromagnétique.

Facteur gyromagnétique $\gamma \left[\frac{m}{As} \right]$	Coefficient d'amortissement α	Conductivité électrique $\sigma(s)$	Coefficient de démagnétisation Suivant Ox N_x	Aimantation à saturation M_s
2 e11	0.1	1 e6	30 e-5	1.6 e6

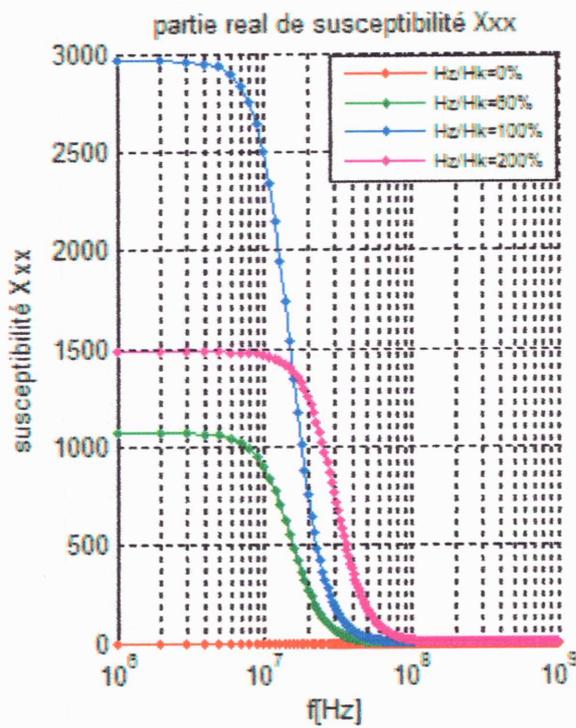


Figure III.4. Partie real de susceptibilité χ_{xx} .

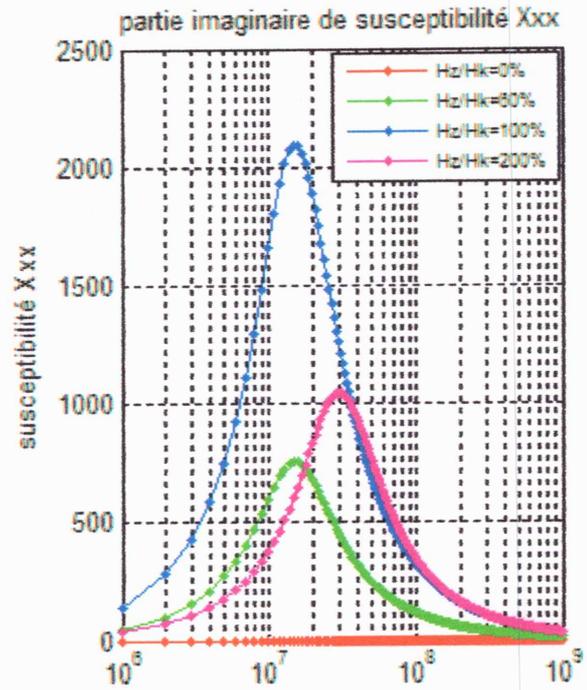


Figure III.5. Partie imaginaire de susceptibilité χ_{xx} .

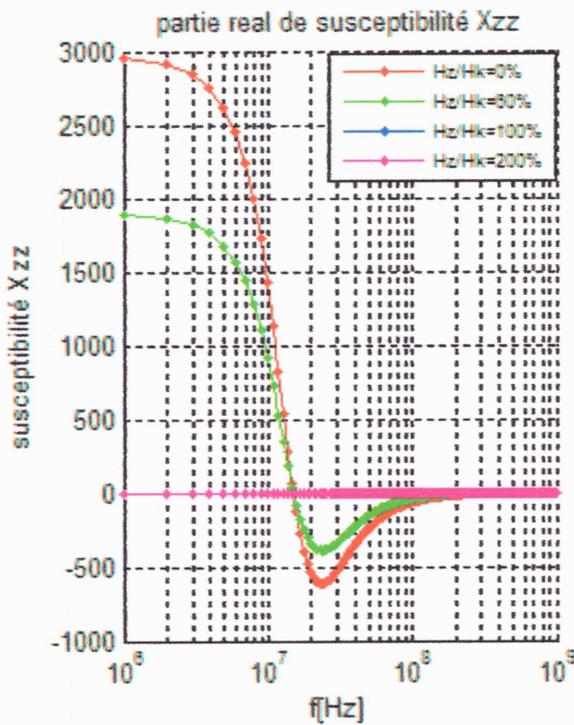


Figure III.6. Partie real de susceptibilité χ_{zz} .

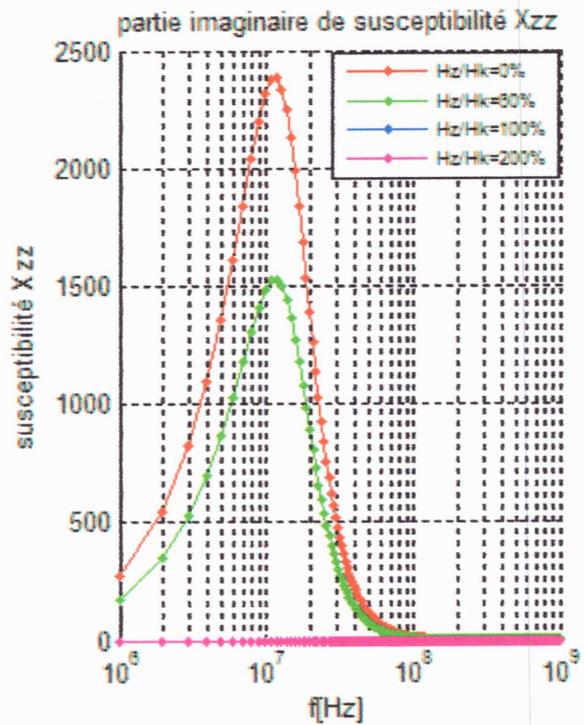


Figure III.7. Partie imaginaire de susceptibilité χ_{zz} .

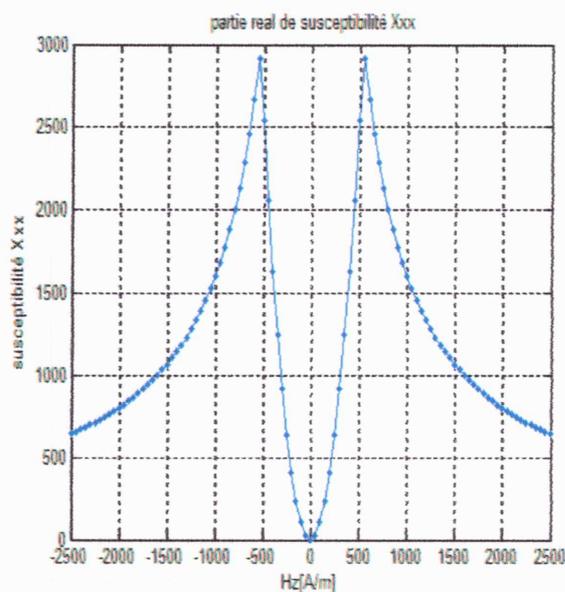


Figure III.8. Partie real de susceptibilité χ_{xx} en fonction du champ H_z .

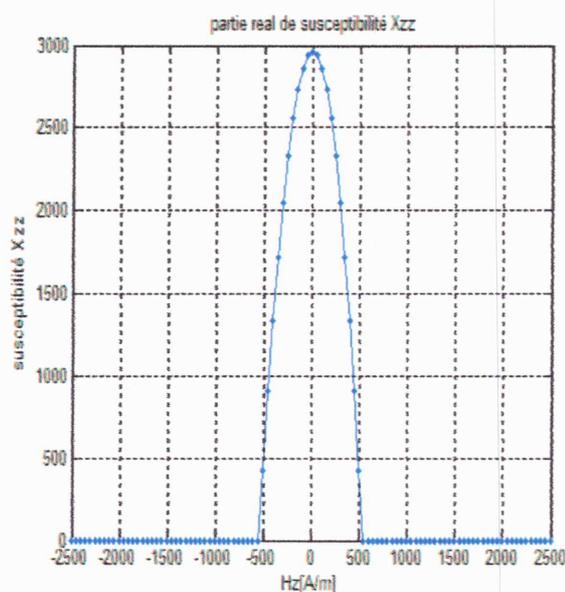


Figure III.9. Partie real de susceptibilité χ_{zz} en fonction du champ H_z .

La réponse en champ magnétique montre des susceptibilités dont les comportements sont très différents mais complémentaires (Figure III.8 et Figure III.9). Les lois de variation des susceptibilités obéissent aux deux régimes de fonctionnement situés de part et d'autre du champ d'anisotropie. Le premier concerne le mouvement de rotation de l'aimantation et le second, la position colinéaire de cette dernière par rapport au champ appliqué. Ainsi, avant H_k , la susceptibilité χ_{xx} , nul à champ nul croît rapidement jusqu'à son maximum localisé à H_k tandis que la composante χ_{zz} reste constante et s'annule à H_k . Puis, après H_k , la susceptibilité longitudinale décroît vers une valeur nulle en champ fort. Comme attendu, un amortissement plus élevé, équivalent à une diminution de la fréquence de résonance, produit une atténuation des susceptibilités et un décalage des maximums de χ_{xx} au-delà du champ d'anisotropie. Ces maximums ne sont plus localisés à H_k mais s'éloignent de ce dernier lorsque la fréquence augmente. Finalement et en raison du phénomène de rotation dynamique qui est à l'origine du mécanisme d'aimantation, les susceptibilités χ_{xx} et χ_{zz} sont appelées susceptibilités de rotation.

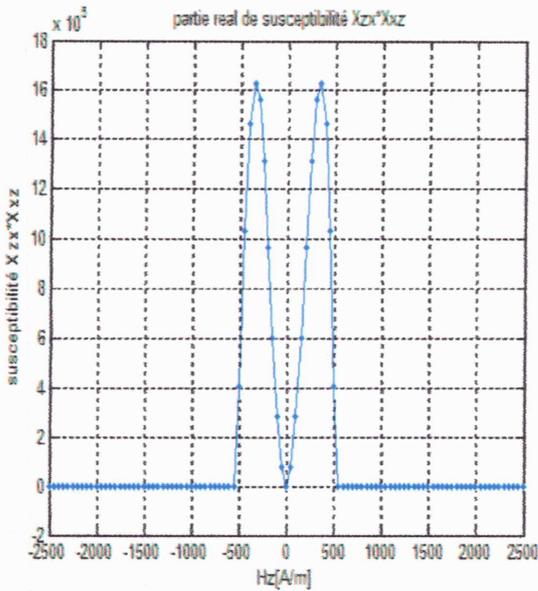


Figure III.10. Partie real de susceptibilité $\chi_{xx} * \chi_{zz}$ en fonction du champ H_z .

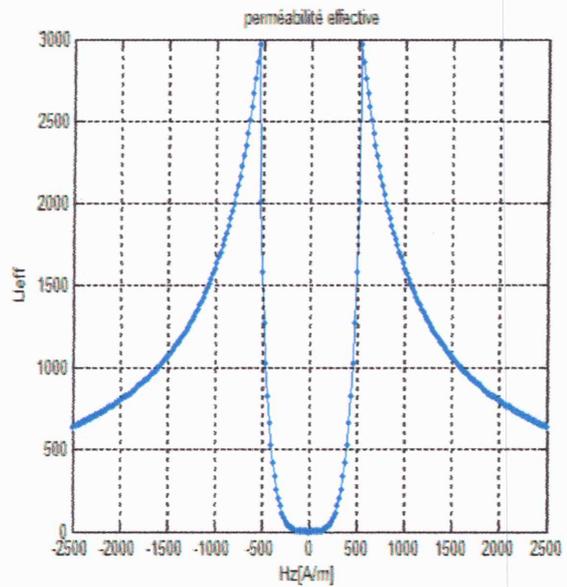


Figure III.11. Partie real de perméabilité effective μ_{eff} en fonction du champ H_z .

La figure III.10 est tracée à partir des relations (III.20) et (III.21) en fonction du champ statique H_z . Comme attendu, elles se comportent de manière équivalente à la susceptibilité statique. Sauf qu'ici et sur une plage de champ magnétique qui est fonction de la valeur du champ d'anisotropie, elles présentent une linéarité vis-à-vis du champ magnétique.

La figure III.11 montre que la perméabilité transversale croissait rapidement vers sa valeur maximale à partir du champ nul, la perméabilité effective reste égale à zéro sur une plage de champ magnétique plus importante.

Conclusion

En conclusion, le calcul des perméabilités magnétiques de capteurs à effet magnéto-impédance consiste à déterminer les perméabilités effectives. Ces perméabilités associées à une excitation dynamique faible par rapport au champ statique, décrivent la variation de l'aimantation à l'intérieur d'un matériau ferromagnétique pour une configuration magnétique donnée.

Elles rendent compte du déplacement dynamique des parois et de la rotation dynamique des moments magnétiques lorsque les parois sont bloquées. Ainsi par l'application du modèle magnétique de précession et de relaxation de Landau, Lifshitz et Gilbert les perméabilités sont prédictibles.

Ce modèle a permis de reproduire en partie le comportement des GMI constitués d'un film ferromagnétique à anisotropie transversale. L'effet de la fréquence montre une reproduction de la théorie relativement fidèle, tant sur la forme des courbes qu'au niveau des valeurs absolues

CHAPITRE IV
MODELISATION DES CAPTEURS A EFFET GMI

Chapitre IV

Modélisation des capteurs à effet GMI

Introduction

Dans les capteurs à effet GMI, les films ferromagnétiques constituent la partie sensible du capteur. Ce sont les mécanismes d'aimantation qui sont à l'origine de leur sensibilité au champ magnétique statique. L'accès à cette grandeur physique s'effectue au moyen de la mesure de l'impédance du capteur.

Dans ce dernier chapitre, nous allons présenter deux applications sur la modélisation des capteurs à effet GMI. La première concerne un capteur GMI à structure homogène (ruban) et la deuxième application port sur un capteur GMI à structure non homogène (sandwich). Dans ces deux applications, nous commencerons tout d'abord par le calcul du champ magnétique et électrique. Ensuite nous abordons le calcul de l'impédance pour les deux structures. Enfin nous allons faire une comparaison entre ces deux types de capteurs du point de vue performance et sensibilité.

IV.1. Expressions des grandeurs électromagnétiques

IV.1.1. Capteur GMI à structure homogène (Ruban)

IV.1.1.1. Hypothèses

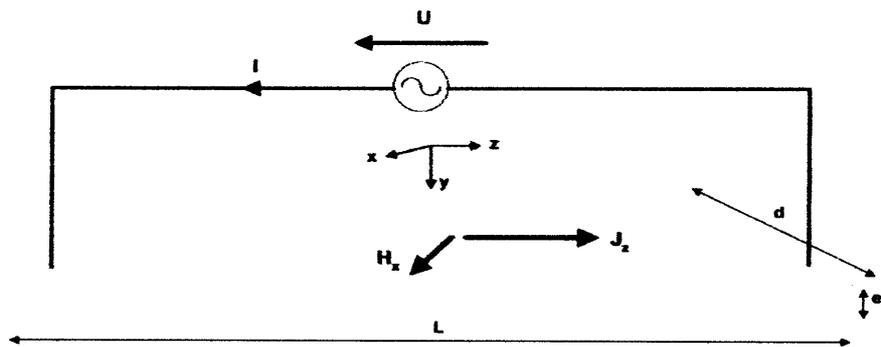


Figure IV.1. Ruban ferromagnétique conducteur.

Un ruban de très faible épaisseur et de forme allongée (IV.1) est connecté à une source de courant I , variable dans le temps, appliquée dans le sens de la longueur.

La densité de courant J_z présente des symétries dans la direction de la longueur et de la largeur du ruban, le champ magnétique possède une seule composante H_x et le champ électrique,

possède une composante E_z . A l'extérieur du ruban, les courants sont nuls et la perméabilité magnétique vaut μ_0 , les champs sont donc nuls dans l'espace entourant l'échantillon, sauf dans le prolongement du ruban. Et, en raison de l'invariance de la densité de courant J_z dans les directions de la largeur et de la longueur de l'échantillon, les champs ne dépendent que de la coordonnée y liée à l'épaisseur.

IV.1.1.2. Calcul du champ magnétique et électrique

L'analyse des phénomènes électromagnétiques est effectuée à partir de la formulation des équations de Maxwell-Ampère (IV.1) et de Maxwell-Faraday (IV.2) en considérant le régime quasi-stationnaire [26] [21]. La densité J constitue la source du champ magnétique H . Dans le cas du régime dynamique, ces sources sont elles mêmes modifiées par des courants induits créés selon le principe de l'induction.

$$\overline{\text{Rot}}\vec{H} = \vec{j} \quad (\text{IV.1})$$

$$\overline{\text{Rot}}\vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{IV.2})$$

Les caractéristiques du milieu, $[\sigma, \mu]$, respectivement la conductivité électrique et la perméabilité magnétique.

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{IV.3})$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (\text{IV.4})$$

Les relations (IV.1) et (IV.2) combinées avec le tenseur des perméabilités anisotropes, permettent d'écrire un nouveau système d'équations (IV.5):

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial y} = -j_z \\ \frac{\partial E_z}{\partial y} = \mu_{xx} \frac{\partial H_x}{\partial t} + \mu_{xz} \frac{\partial H_z}{\partial t} \\ \mu_{zx} \frac{\partial H_x}{\partial t} + \mu_{zz} \frac{\partial H_z}{\partial t} = 0 \end{cases} \quad (\text{IV.5})$$

L'équation de diffusion du champ magnétique (IV.6) est obtenue en combinant la relation (IV.4) et le système (IV.5).

$$\frac{\partial H_x^2}{\partial y} + i\sigma\omega\mu_{eff}H_x = 0 \quad (\text{IV.6})$$

En raison du caractère anisotrope du milieu, les composantes du champ magnétiques s'expriment en fonction de la perméabilité effective, considérée indépendante de l'amplitude de H_x , et sa notation « complexe » permet d'introduire les pertes d'origine magnétique.

La résolution de (IV.6) est donc effectuée dans le domaine complexe où K_x est illustré par (IV.7) et δ_x , décrit par (IV.8) représente la profondeur de peau.

$$K_x = \frac{(1-j)}{\delta} \quad (\text{IV.7})$$

$$\delta_x = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu_{eff}}} \quad (\text{IV.8})$$

La solution de cette équation différentielle partielle ordinaire de premier degré peut s'effectuer par la méthode de séparation de variables. Conformément à cette méthode, la solution générale de (IV.6) est donnée par la relation (IV.9):

$$H_x(y) = A_1 e^{+K_x y} + A_2 e^{-K_x y} \quad (\text{IV.9})$$

Le théorème d'Ampère appliqué au contour s'appuyant sur le périmètre de la section transversale (Figure IV.2) du ruban permet de déduire les valeurs limites du champ magnétique aux surfaces du ruban.

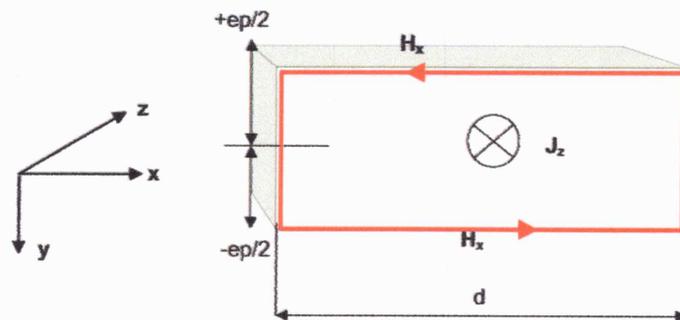


Figure IV.2. Contour d'intégration.

Soit les conditions aux limites représentées par l'équation (IV.10) où I désigne le courant total traversant la section du ruban. En considérant l'épaisseur du ruban très inférieure à sa largeur (d).

$$\begin{cases} H_x\left(\frac{ep}{2}\right) = \frac{I}{2d} \\ H_x\left(-\frac{ep}{2}\right) = -\frac{I}{2d} \end{cases} \quad (\text{IV.10})$$

Les constantes $A_1 = -A_2$, sont déduites, en substituant les expressions (IV.10) dans la solution générale (IV.9) et, en effectuant la somme des champs magnétiques aux surfaces du ruban.

$$H_x\left(\frac{ep}{2}\right) = A_1 e^{+K_x\left(\frac{ep}{2}\right)} + A_2 e^{-K_x\left(\frac{ep}{2}\right)} = \frac{I}{2d} \quad (\text{IV.11})$$

$$A_1 (e^{+K_x\left(\frac{ep}{2}\right)} + e^{-K_x\left(\frac{ep}{2}\right)}) = \frac{I}{2d} \quad (\text{IV.12})$$

$$A_1 = \frac{I}{\sinh\left(\frac{ep}{2}\right)4d} = -A_2 \quad (\text{IV.13})$$

$$H_x(y) = \frac{I}{\sinh\left(\frac{e_p}{2}\right)4d} (e^{+K_x(y)} - e^{-K_x(y)}) \quad (\text{IV.14})$$

$$H_x(y) = \frac{I}{\sinh\left(\frac{e_p}{2}\right)4d} 2 \sinh(K_x y) \quad (\text{IV.15})$$

Les solutions (IV.16) et (IV.17) représentent la distribution du champ magnétique et du champ électrique dans le ruban:

$$H_x(y) = \frac{I}{\sinh\left(K_x \frac{e_p}{2}\right)2d} \sinh(K_x y) \quad (\text{IV.16})$$

$$E_z(y) = \frac{K_x I}{\sinh\left(K_x \frac{e_p}{2}\right)2d\sigma} \sinh(K_x y) \quad (\text{IV.17})$$

IV.1.1.3. Calcul de l'impédance

L'impédance Z traduit le comportement du ruban ferromagnétique d'un point de vue macroscopique, c'est une grandeur scalaire mais complexe. Elle est déduite de la puissance apparente absorbée par le ruban (IV.18).

$$S = Z I I^* \quad (\text{IV.18})$$

Le produit vectoriel P_r , du vecteur de Poynting en régime harmonique à travers les faces du ruban s'écrit selon (IV.19).

$$P_r = \oint_S \vec{E}_z \wedge \vec{H}_x dS \quad (\text{IV.19})$$

Le bilan de puissance réactif étant nul, la puissance apparente S et le flux du vecteur de Poynting P_r sont égaux. L'expression de l'impédance est déduite de (IV.18) et de (IV.19).

$$Z = \frac{\oint_S \vec{E}_z \wedge \vec{H}_x dS}{I I^*} \quad (\text{IV.20})$$

Le calcul de (IV.20) permet de montrer que l'impédance, illustrée par (IV.21) dépend uniquement de la densité de courant à la surface du ruban. Le champ magnétique à la surface étant indépendant de la perméabilité du matériau et de la fréquence. Ainsi, la variation de l'impédance en fonction de l'effet de peau est donc identique à la variation de la densité de courant vis-à-vis de cet effet.

$$Z = R_{dc} K_x \frac{e_p}{2} \coth\left(K_x \frac{e_p}{2}\right) \quad (\text{IV.21})$$

Avec:

$$R_{dc} = \frac{L}{\sigma e_p d} \quad (\text{IV.22})$$

La résistance en continu R_{dc} , décrit par la relation (IV.22), est fonction de la longueur L du ruban, de son épaisseur e_p , de sa largeur d et de sa conductivité σ . L'expression (IV.4) permet de déduire la valeur de la densité de courant à la surface du ruban [27].

$$J_z \left(\frac{e_p}{2} \right) = \frac{K_x l}{2d} \coth \left(K_x \frac{e_p}{2} \right) \quad (\text{IV.23})$$

IV.1.2. Capteur GMI à structure non homogène (Sandwich)

IV.1.2.1. Hypothèses

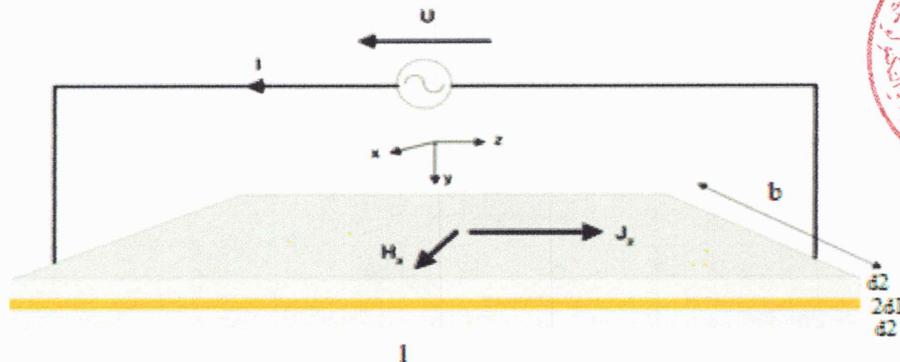


Figure IV.3. Structure sandwich.

Dans cette structure le matériau conducteur est pris en sandwich entre deux rubans magnétiques identiques de très faibles épaisseurs (Figure IV.3).

Le sandwich présente les caractéristiques suivantes:

- Il est soumis à un champ magnétique statique extérieur longitudinal et traversé par un courant sinusoïdal d'amplitude constante.
 - Le conducteur a une conductivité électrique σ_1 supérieure à celle du matériau ferromagnétique σ_2 .
 - La perméabilité magnétique du conducteur μ_1 est supposée égale à celle du vide $\mu_1 = \mu_0$.
 - La perméabilité magnétique du matériau magnétique $\mu_2 = \mu_0 \mu_t$ est avec μ_t : la perméabilité relative transversale effective.
 - l : Longueur de l'échantillon.
 - b : Largeur du conducteur qui est toujours inférieur à celle du matériau magnétique qui l'enveloppe.
 - $(2d_1)$: Épaisseur du conducteur en cuivre.
 - d_2 : Épaisseur de chacune des couches magnétiques de part et d'autre du conducteur.
- L'épaisseur totale de l'échantillon est alors : $2d = 2d_1 + 2d_2$

IV.1.2.2. Calcul du champ magnétique et électrique

Les équations de Maxwell ne font intervenir que les composantes: (E_z) pour champ électrique et (H_x, H_y) pour champ magnétique, avec les conditions aux limites.

$$\begin{cases} H_y(+d) = \frac{I}{2b} \\ H_y(-d) = -\frac{I}{2b} \end{cases} \quad (\text{IV.24})$$

Après les équations de Maxwell (IV.1) et (IV.2) pour le conducteur La solution est de la forme :

$$H_y(x, t) = \text{Re}[H_1(x)e^{i\omega t}] \quad (\text{IV.25})$$

$$\frac{d^2 H_1(x)}{dx^2} = K_1^2 H_1(x) \quad (\text{IV.26})$$

La solution générale de l'équation (IV.26) est donnée par:

$$H_1(x) = A_1 \sinh(K_1 x) + B_1 \cosh(K_1 x) \quad (\text{IV.27})$$

Par raison de symétrie, nous adoptons pour $H_1(x)$ la solution:

$$H_1(x) = A_1 \sinh(K_1 x) \quad (\text{IV.28})$$

$$E_1(x) = \frac{A_1}{\sigma_1} K_1 \sinh(K_1 x) \quad (\text{IV.29})$$

$$A_1 = \frac{I}{\sinh(K_1 x) 4b} \quad (\text{IV.30})$$

Les expressions des champs électrique et magnétique pour le matériau magnétique peuvent être calculées de manière analogue:

$$H_2(x) = A_2 \sinh(K_2 x) \quad (\text{IV.31})$$

$$E_2(x) = \frac{A_2}{\sigma_2} K_2 \sinh(K_2 x) \quad (\text{IV.32})$$

$$A_2 = \frac{I}{\sinh(K_2 x) 4b} \quad (\text{IV.33})$$

L'application des conditions de passage à la surface de contact entre le conducteur et le matériau magnétique concernant la continuité des composantes tangentielles des champs magnétique et électrique conduit aux équations:

$$\begin{cases} H_1(d_1) = H_2(d_1) \\ E_1(d_1) = E_2(d_1) \end{cases} \quad (\text{IV.34})$$

Alors:

$$\begin{cases} A_1 \sinh(K_1 d_1) = A_2 \sinh(K_2 d_1) \\ \frac{A_1}{\sigma_1} K_1 \sinh(K_1 d_1) = \frac{A_2}{\sigma_2} K_2 \sinh(K_2 d_1) \end{cases} \quad (IV.35)$$

IV.1.2.3. Calcul de l'impédance

Le flux du vecteur de Poynting (IV.19) est nul, sauf aux surfaces de contact entre le conducteur et le matériau magnétique orientées suivant (ox). La puissance apparente (IV.18) est égale au flux du vecteur de Poynting à travers la surface du capteur.

Donc la relation donnant l'impédance d'une structure sandwich est alors:

$$Z = \frac{S}{I I^*} = R_{dc} \left[\frac{\coth(x_1) \coth(x_2) + \xi}{\coth(x_1) \coth(x_2)} \right] (\xi x_1 + x_2) \quad (IV.36)$$

Avec :

$$R_{dc} = \frac{l}{2b(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)} \quad (IV.37)$$

$$x_1 = (1 + i) \frac{d_1}{\delta_1} \quad (IV.38)$$

$$x_2 = (1 + i) \frac{d_2}{\delta_2} \quad (IV.39)$$

$$\xi = \frac{\sigma_1 \delta_1}{\sigma_2 \delta_2} \quad (IV.34)$$

$$K_1 = \frac{(1-j)}{\delta_1} \quad (IV.35)$$

$$K_2 = \frac{(1-j)}{\delta_2} \quad (IV.36)$$

($l, b, 2d_1, d_2$): Sont respectivement la longueur, la largeur, l'épaisseur, du conducteur et l'épaisseur du matériau magnétique.

K_1 : La constante de propagation transversale du conducteur.

K_2 : La constante de propagation transversale du matériau magnétique.

δ_1 : Épaisseur de peau dans le conducteur.

δ_2 : Épaisseur de peau effective pour le matériau magnétique.

σ_1, σ_2 : Sont respectivement les conductivités du conducteur et du matériau magnétique.

R_{dc} : représente la résistance en continu de l'échantillon.

La comparaison des deux expressions de l'impédance de la structure sandwich, et celle du ruban (ou couche mince), nous indique la grande dépendance de la loi de variation de l'impédance au structure et forme géométrique du capteur GMI. La structure sandwich présente une

amplification de l'effet GMI à des fréquences optimales modérées (plus basses) par rapport à la structure en couche mince. Cependant c'est la forme de couche mince qui est compatible avec la technologie microélectronique[28].

IV.2. Présentation des modèles de modélisation

Dans ce qui suit, le calcul de l'impédance d'un capteur GMI est basé sur le modèle analytique développé précédemment à travers la détermination de la susceptibilité transversale effective complexe, qui participe à la magnéto-impédance, par le modèle de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [21].

IV.2.1. Capteur GMI à structure homogène (Ruban)

IV.2.1.1. Caractéristiques physiques et géométriques du ruban

Les tableaux IV.1 et IV.2 regroupent respectivement les caractéristiques physiques et géométriques du ruban.

Tableau IV.1. Caractéristiques physiques

Facteur gyromagnétique $\gamma \left[\frac{m}{As} \right]$	Coefficient d'amortissement α	Conductivité électrique $\sigma [s]$	Fréquence $f [Hz]$	Aimantation à saturation M_s
$2e^{11}$	0.1	$1e^6$	$200e^3, 1e^6, 8e^6$	$1.6e^6$

Tableau IV.2. Caractéristiques géométriques

	Longueur [m]	Largeur [m]	L'épaisseur [m]
Ruban	0.1	0.01	$20e^{-6}$

IV.2.1.2. Résultats de modélisation

a. Influence de la fréquence sur l'impédance

Les figures IV.4, IV.5 et IV.6 représentent respectivement la partie réelle, la partie imaginaire et le module de l'impédance du capteur GMI à structure ruban en fonction du champ magnétique extérieur appliqué.

L'effet de magnéto-impédance est un effet classique d'électromagnétisme, il se manifeste par la variation de l'impédance d'un matériau ferromagnétique parcouru par un courant alternatif de fréquence f et soumis à un champ magnétique extérieure. Cet effet s'interprète à partir des variations induites par le champ magnétique appliqué sur la perméabilité magnétique (transversale effective), ce qui peut causer la variation de l'épaisseur de peau et donc de l'impédance.

Donc l'impédance du ruban dépend du champ magnétique extérieur appliqué, et de la fréquence du courant à travers la perméabilité transversale effective. Cela est remarquable aussi à partir de l'inexistence des pics associés à la perméabilité effective (Figure III.11).

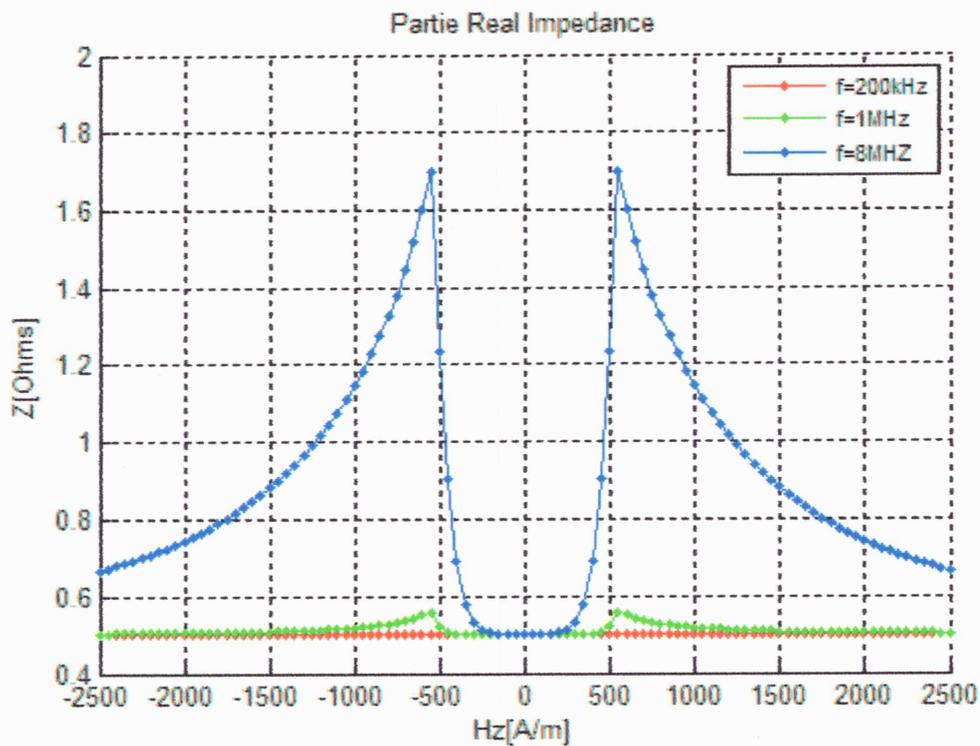


Figure IV.4. Partie real de l'impédance du ruban en fonction du champ magnétique.

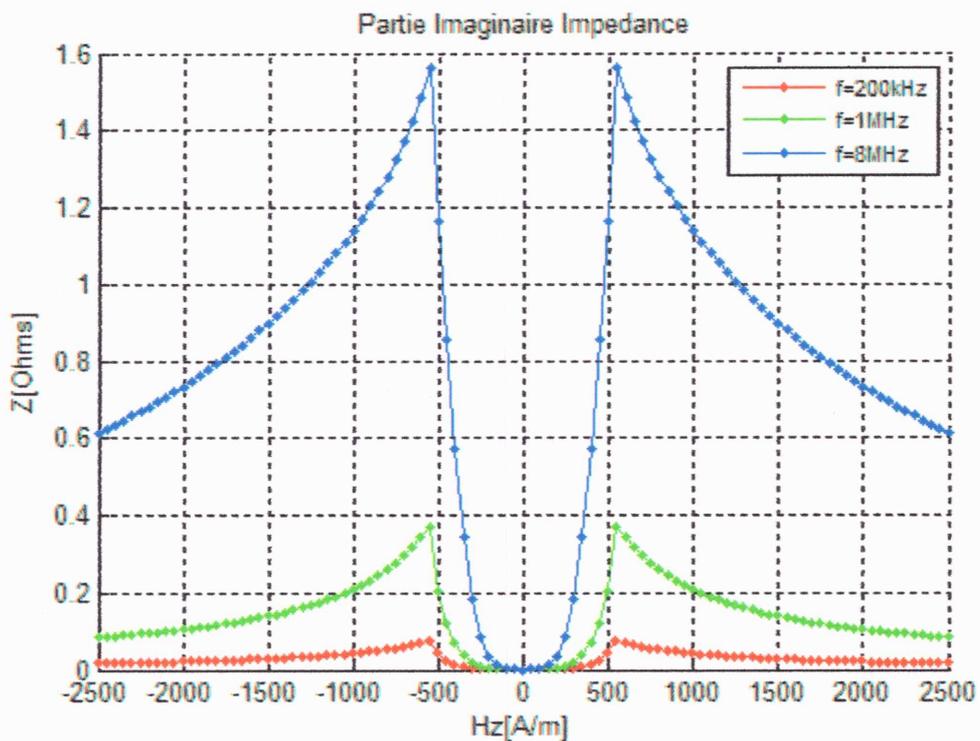


Figure IV.5. Partie imaginaire de l'impédance du ruban en fonction du champ magnétique.

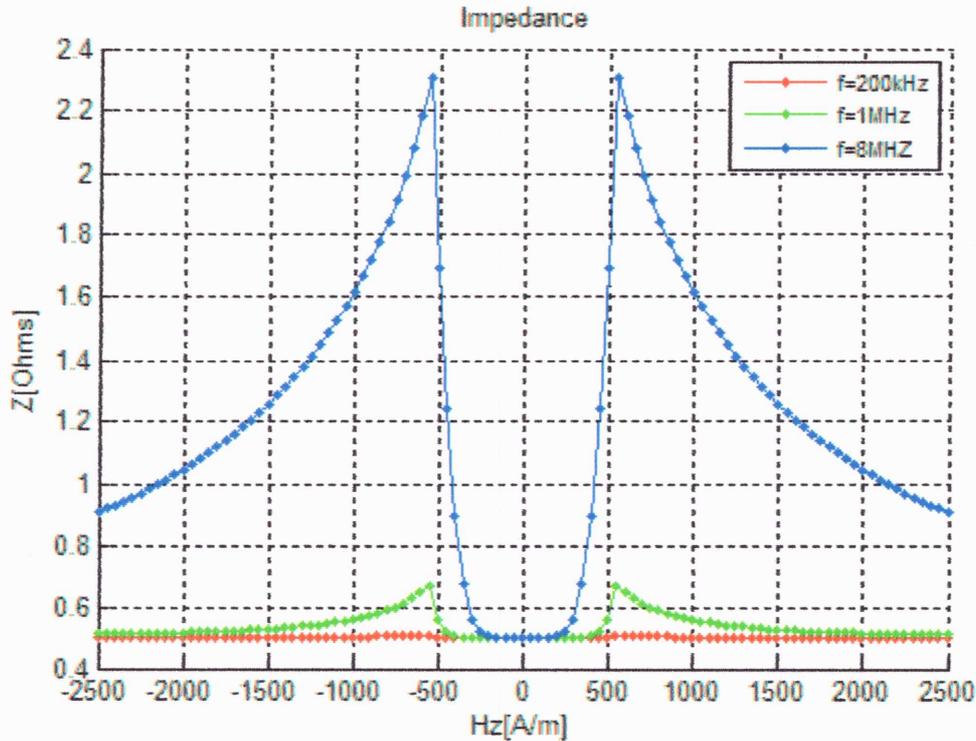


Figure IV.6. Module de l'impédance du ruban en fonction du champ magnétique.

Ces figures montre qu'aux basses fréquences la partie réelle de l'impédance, plus élevée que la partie imaginaire demeure insensible au champ statique. Dans ce régime de fonctionnement les pertes par courants de Foucault macroscopiques et par relaxation de spin restent négligeables.

Dans une gamme de fréquence, supérieure, les courants de Foucault sont induits dans le matériau, l'effet de peau est visible sur la partie imaginaire de l'impédance dont la croissance de cette dernière. La partie réelle et le module deviennent sensibles au champ magnétique.

Le comportement du capteur soumis à un effet de peau très marqué est visible sur la partie réelle de l'impédance. Cet effet entraîne une valeur de la partie réelle, de la partie imaginaire et du module de l'impédance qui dépendent maintenant de la fréquence, en champ fort.

b. Rapport d'impédance et sensibilité

Tableau IV.2. Rapport d'impédance et sensibilité

	Rapport GMI ou τ (%)	sensibilité S (%/(A/m))
MI (H_{ex}) croissante	$\frac{\Delta Z}{Z_0} = \frac{Z(H_{ex}) - Z_0}{Z_0} \times 100$	$S = \frac{1}{H} \times \frac{\Delta Z}{Z_0} (\%)$
MI (H_{ex}) décroissante	$\frac{\Delta Z}{Z_{sat}} = \frac{Z(H_{ex}) - Z_{sat}}{Z_{sat}} \times 100$	$S = \frac{1}{H} \times \frac{\Delta Z}{Z_{sat}} (\%)$

Les figures IV.7 et IV.8 représentent respectivement le rapport d'impédance $\Delta Z/Z$ et la sensibilité du capteur à structure ruban en fonction du champ magnétique appliqué et pour des fréquences différentes.

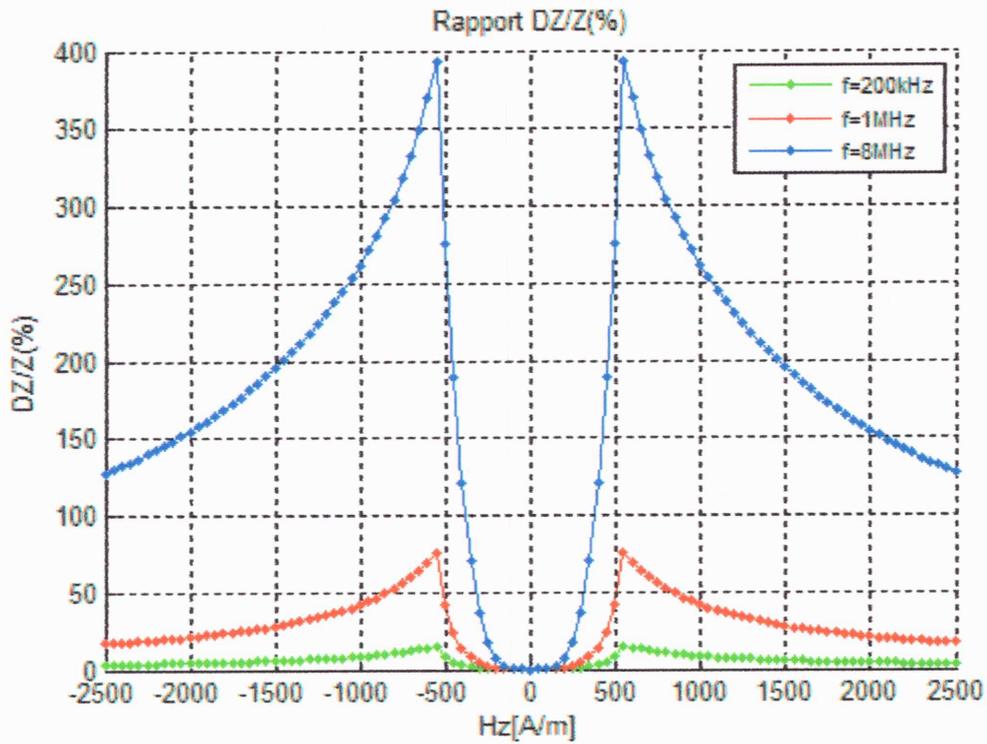


Figure IV.7. Rapport de l'impédance $\Delta Z/Z$ d'un ruban en fonction du champ magnétique.

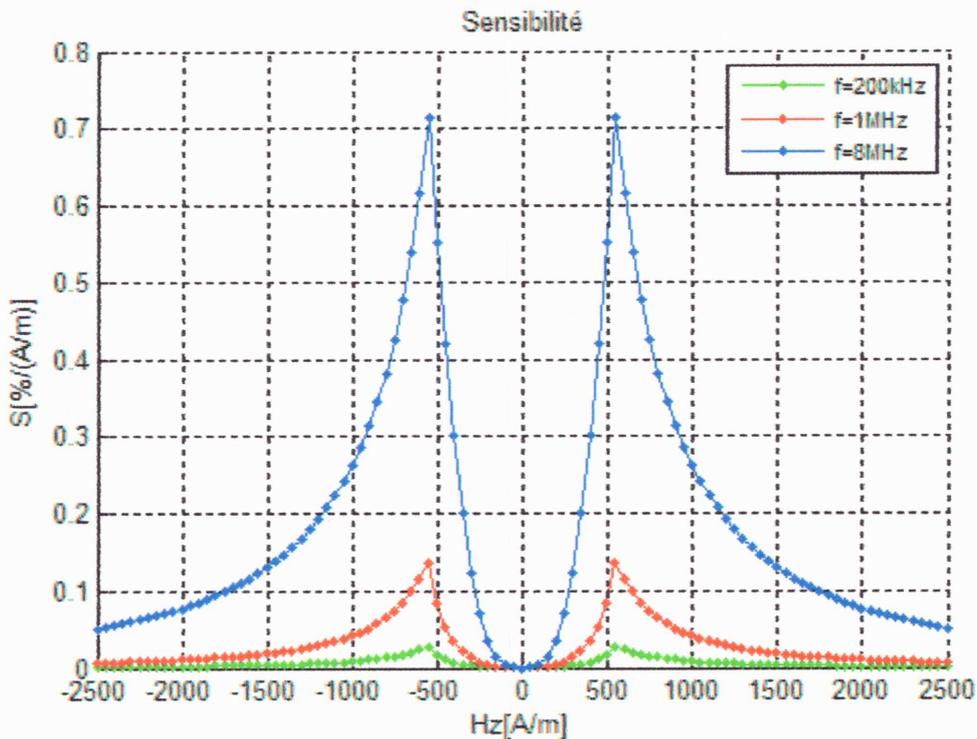


Figure IV.8. Sensibilité d'un ruban en fonction du champ magnétique.

A partir de la figure IV.7 on remarque que le rapport $\Delta Z/Z$ croit avec la variation du champ magnétique jusqu'au point où le champ magnétique est égal au champ d'anisotropie ($H_k = 540[A/m]$), et décroît rapidement du moment où le champ magnétique est supérieure au champ d'anisotropie.

La variation du rapport $\Delta Z/Z$ est plus grande pour des faibles champs (une variation de 50A/m correspondra à une variation de plus de 100% du rapport $\Delta Z/Z$ pour une fréquence de 8MHz et un champ proche de H_k) et petite à des champs fort (une variation de 200A/m correspondra à une variation de temps en temps inférieur à 10% du rapport $\Delta Z/Z$ pour une fréquence de 8MHz).

En général, la valeur du rapport $\Delta Z/Z$ est très remarquable pour des hautes fréquences à cause de l'épaisseur de peau.

Comme la variation du rapport $\Delta Z/Z$, la sensibilité croit rapidement lorsque le champ magnétique est inférieur au champ d'anisotropie et décroît quand le champ magnétique est devenu supérieur au champ d'anisotropie (Figure IV.8).

Il est de même pour le rapport d'impédance, la variation de la sensibilité est proportionnelle à la fréquence du courant d'excitation.

IV.2.2. Capteur GMI à structure non homogène (Sandwich)

IV.2.2.1. Caractéristiques physiques et géométriques de sandwich

Les tableaux IV.3 et IV.4 représentent respectivement les caractéristiques physiques et géométriques d'un capteur sandwich.

Tableau IV. 3. Caractéristiques physiques

Facteur gyromagnétique $\gamma \left[\frac{m}{As} \right]$	Coefficient d'amortissement α	Conductivité électrique $\sigma [s]$	Fréquence $f [Hz]$	Aimantation à saturation M_s
$2e^{11}$	0.1	$\sigma_1 = 1e^6, \sigma_2 = 1e^5$	$200e^3, 1e^6, 8e^6$	$1.6e^6$

Tableau IV.4. Caractéristiques géométriques

	Longueur [m]	Largeur [m]	L'épaisseur [m]
Sandwich	0.1	0.01	$d1=10e^{-6}, d2=10e^{-6}$

IV.2.2.2. Résultats de modélisation

a. Influence de la fréquence sur l'impédance

Les figures IV.9, IV.10 et IV.11 représentent respectivement la partie réelle, la partie imaginaire et le module de l'impédance du capteur à structure sandwich en fonction du champ magnétique appliqué.

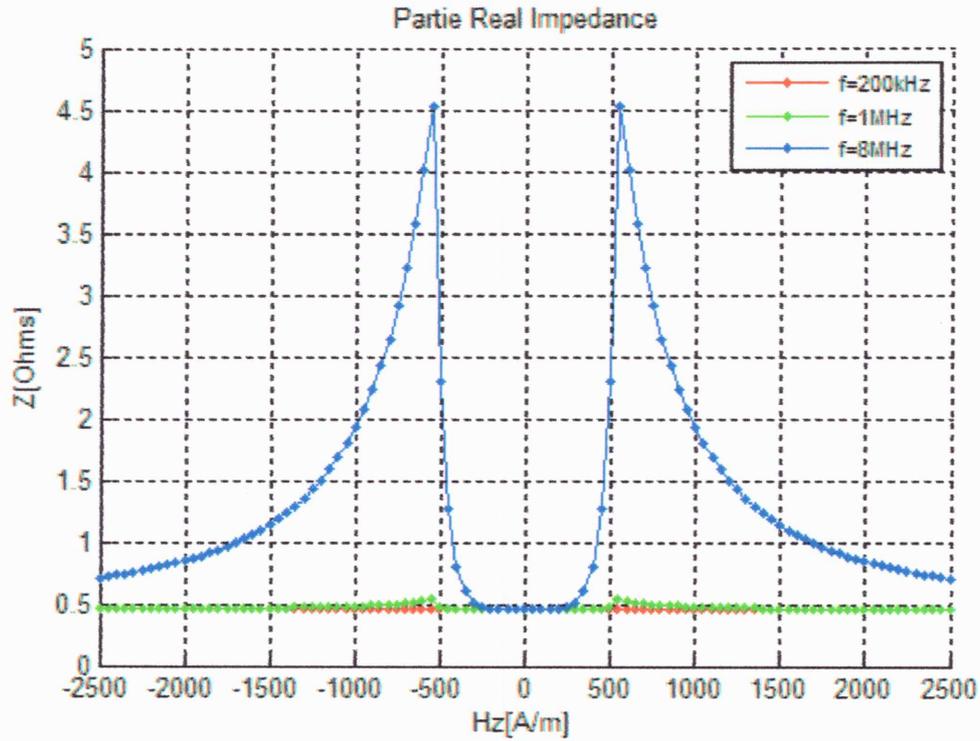


Figure IV.9. Partie real de l'impédance du sandwich en fonction du champ magnétique.

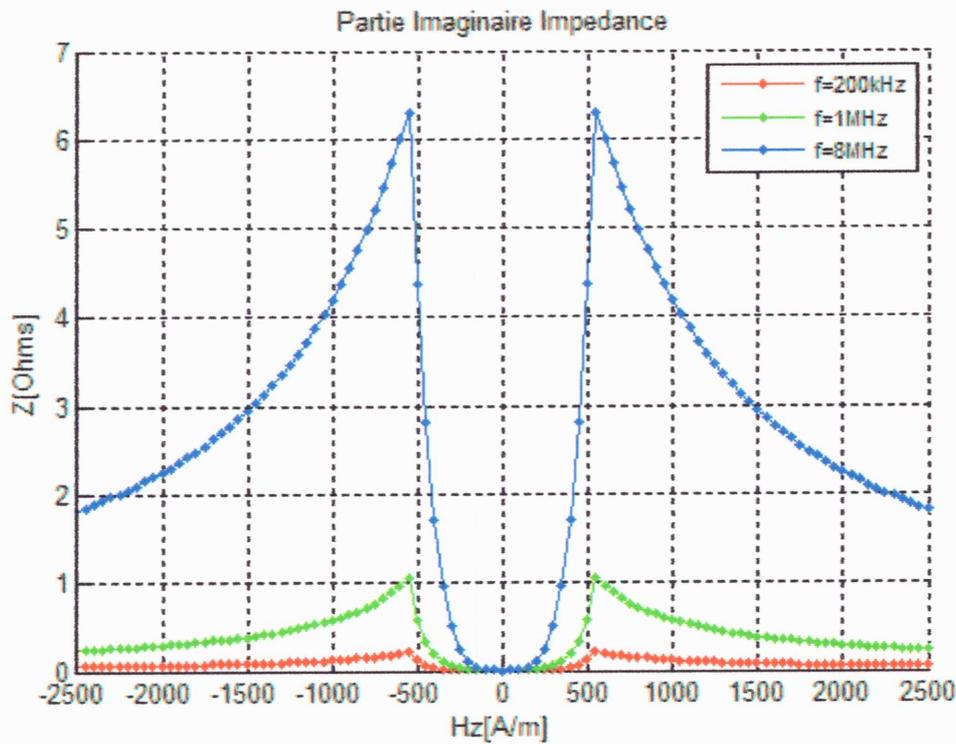


Figure IV.10. Partie imaginaire de l'impédance du sandwich en fonction du champ magnétique.

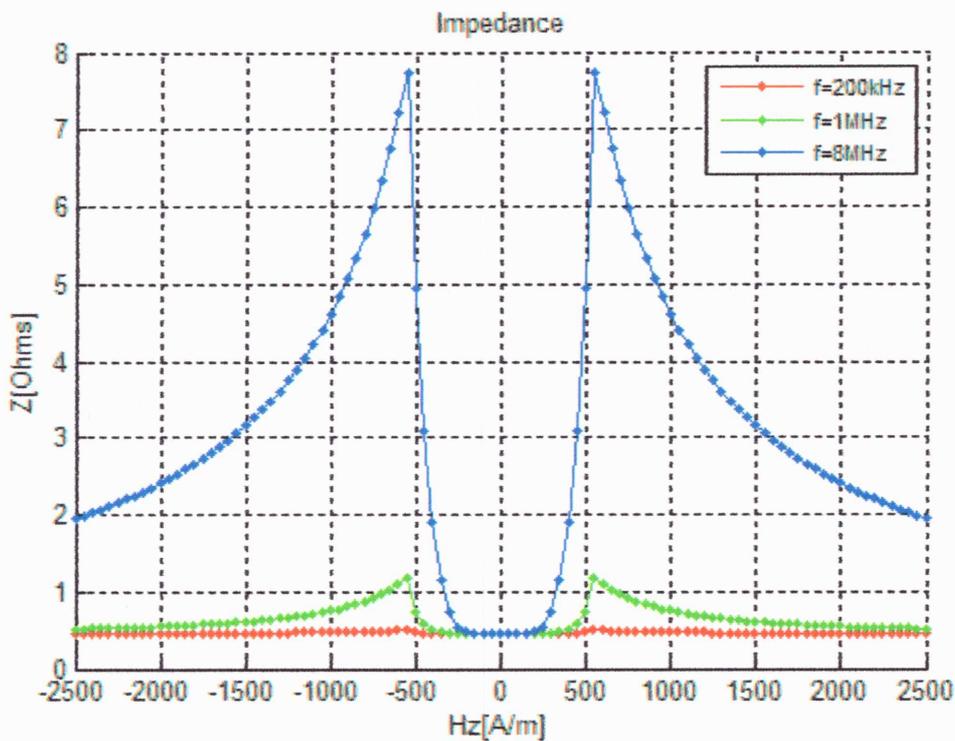


Figure IV.11. Module de l'impédance du sandwich en fonction du champ magnétique.

A partir de ces figures on peut constater que:

- Aux basses fréquences la partie réelle de l'impédance est plus élevée que la partie imaginaire demeure insensible au champ statique.

- La variation de l'impédance en fonction du champ magnétique est plus remarquable dans la plage du champ magnétique est inférieure au champ d'anisotropie.
- Aussi une petite variation du champ magnétique correspondra à une grande variation de l'impédance et le point maximal est plus important que dans le cas d'une structure ruban.
- La variation de l'impédance est proportionnelle à la fréquence à cause de l'effet de peau.

b. Rapport d'impédance et sensibilité

Les figures IV.12 et IV.13 représentent respectivement le rapport d'impédance $\Delta Z/Z$ et la sensibilité du capteur sandwich en fonction du champ magnétique appliqué.

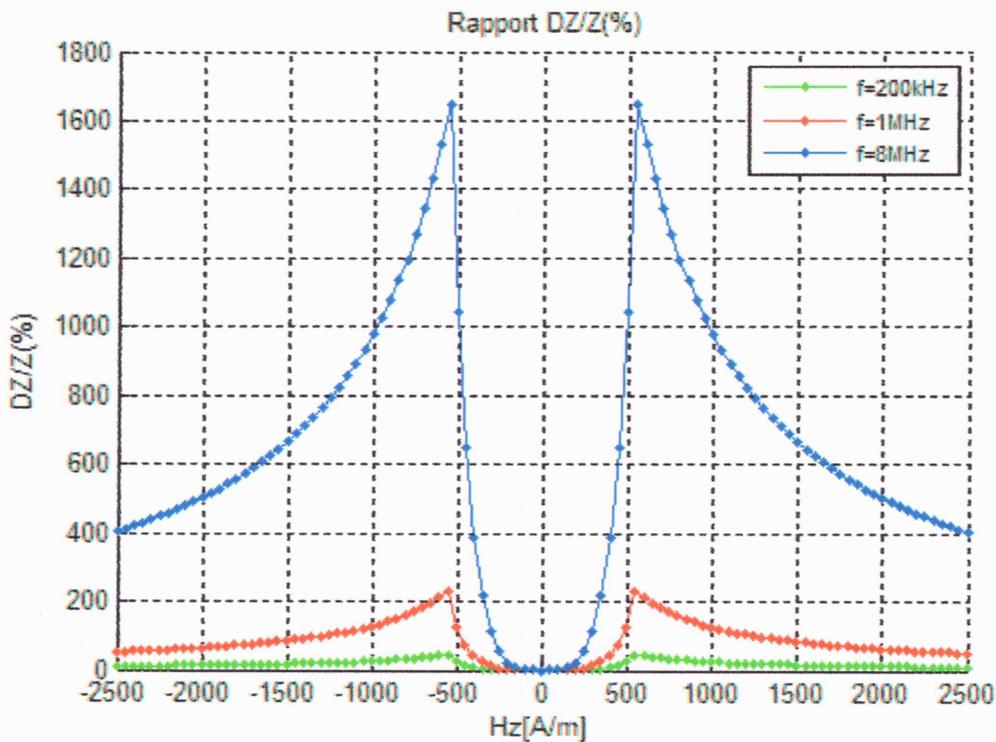


Figure IV.12. Rapport de l'impédance $\Delta Z/Z$ du sandwich en fonction du champ magnétique.

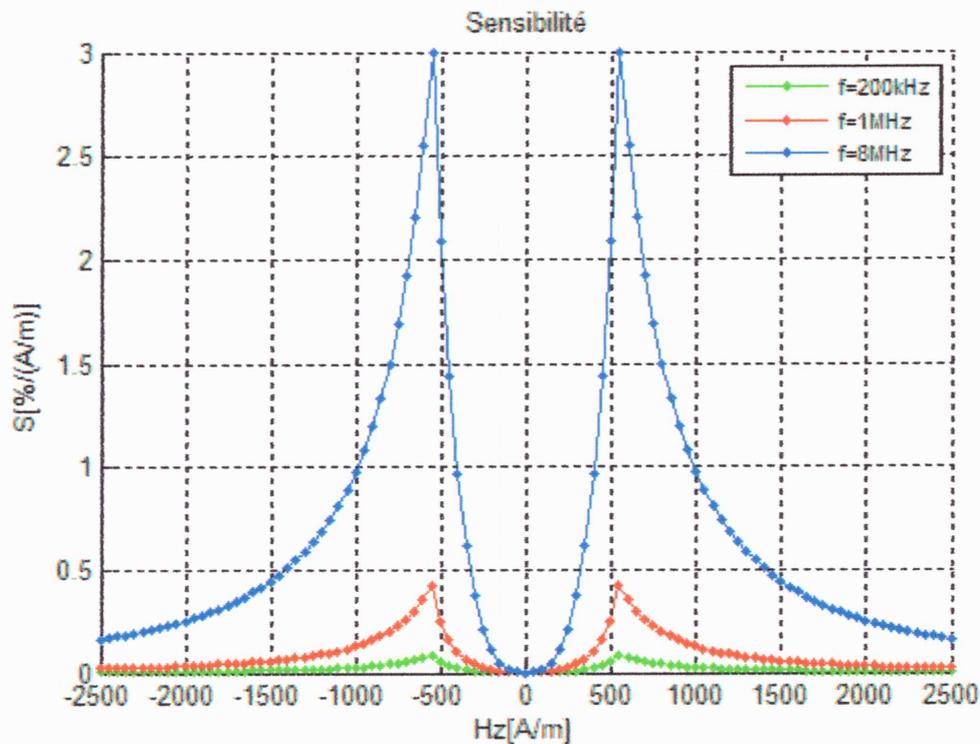


Figure IV.13. Sensibilité du sandwich en fonction du champ magnétique.

La figure IV.12 montre que le rapport $\Delta Z/Z$ croît avec le champ magnétique appliqué jusqu'au moment où le champ magnétique est égal au champ d'anisotropie ($H_k = 540[\text{A/m}]$), et décroît rapidement lorsque il dépasse le champ d'anisotropie.

La variation du rapport $\Delta Z/Z$ est plus grande pour des faibles champs (une variation de 50A/m correspondra à une variation de plus de 600% du rapport $\Delta Z/Z$ pour une fréquence de 8MHz et un champ proche de H_k) et petite à des champs fort (une variation de 200A/m correspondra à une variation de temps en temps inférieur à 40% du rapport $\Delta Z/Z$ pour une même fréquence).

A partir de la figure IV.13, on peut dire que la sensibilité croît rapidement lorsque le champ magnétique est inférieur au champ d'anisotropie et décroît quand le champ magnétique est devenu supérieur au champ d'anisotropie.

De même que pour le rapport d'impédance, la variation de la sensibilité est proportionnelle à la fréquence du courant d'excitation.

IV. 3. Comparaison entre les deux structures (Ruban et sandwich)

Les figures IV.14 et IV.15 représentent respectivement le rapport d'impédance $\Delta Z/Z$ et la sensibilité pour les deux structures de capteurs en fonction du champ magnétique appliqué pour une fréquence de 8MHz .

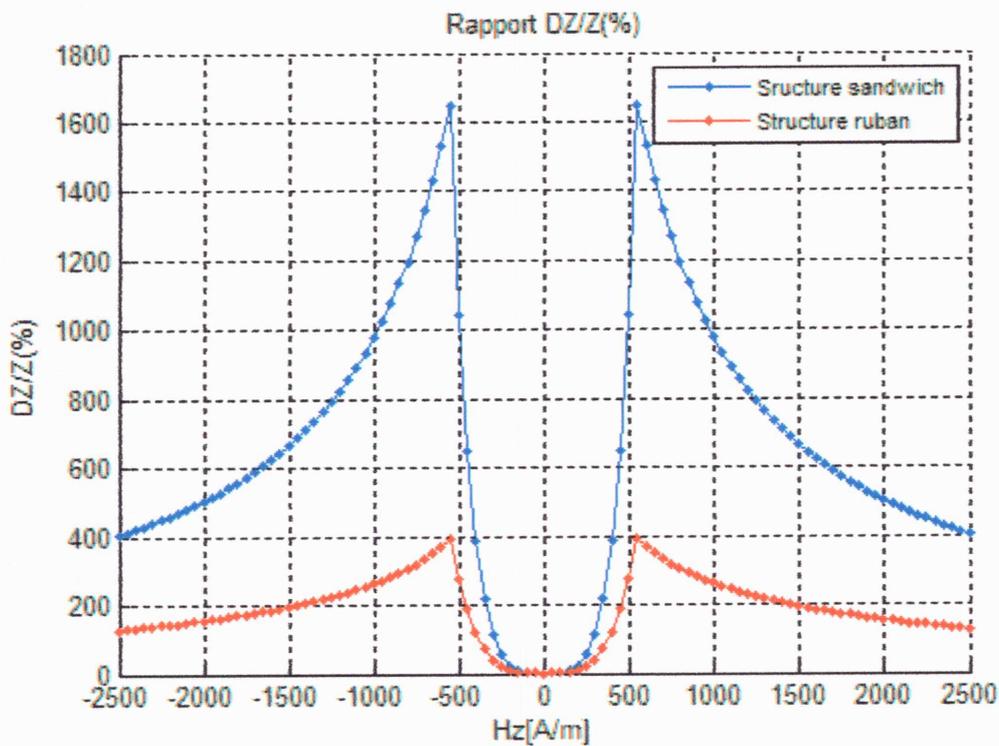


Figure IV.14. Rapport d'impédance $\Delta Z/Z$ pour les deux structures en fonction du champ magnétique pour une fréquence de 8MHz

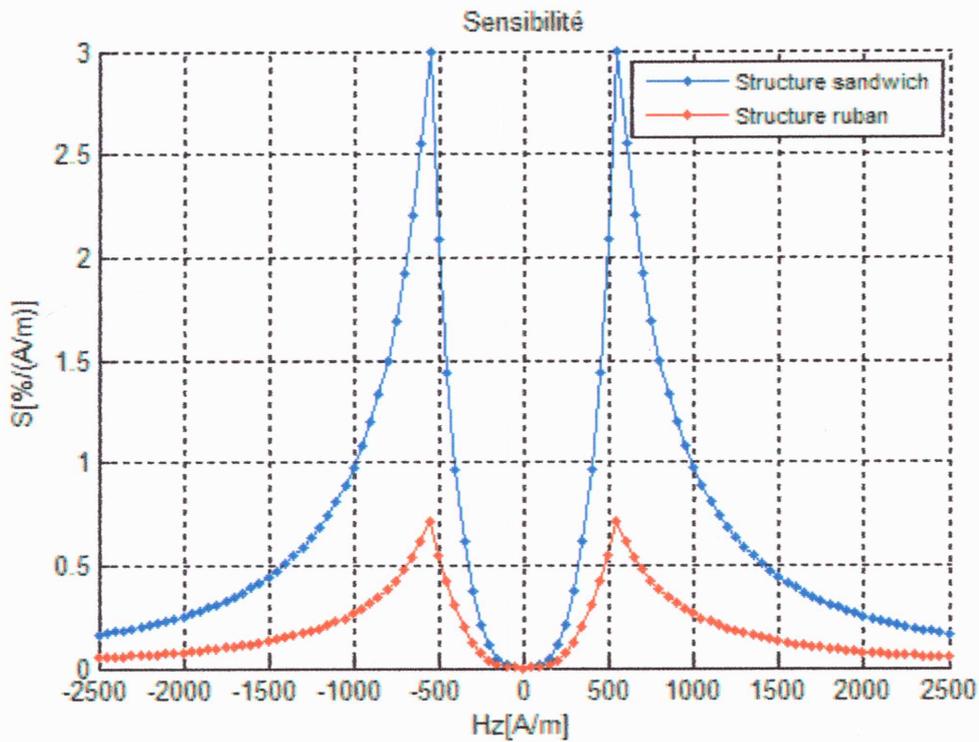


Figure IV.15. Sensibilité pour les deux structures en fonction du champ magnétique pour une fréquence de 8MHz.

Dans notre étude nous avons démontré que l'effet magnéto-impédance dépend fortement de la structure du capteur. Pour voir cet effet nous avons faits une comparaison entre les deux structures de capteur ruban et sandwich.

A partir des résultats obtenus, on constate que le rapport d'impédance est très amplifié dans la structure sandwich (1600% à 8MHz) par rapport à la structure ruban (400% à 8MHz).

Cette grande variation de l'impédance dans le cas de la structure sandwich est due essentiellement au changement de la perméabilité effective transversale causé par le flux magnétique canalisé dans le matériau magnétique entourant le conducteur non magnétique.

Il est de même pour la sensibilité, la structure sandwich présente une grande sensibilité (3%) au champ magnétique par rapport à la structure ruban (0.7%) pour une fréquence de 8Mhz.

Donc la structure sandwich est très avantageuse en termes de rapport d'impédance avec une grande sensibilité au champ appliqué.

Conclusion

Dans ce quatrième chapitre, nous avons appliqué le model théorique développé dans le troisième chapitre avec un modèle analytique, pour le calcul de l'impédance, sur deux structures de capteurs à effet magnéto-impédance (ruban et sandwich).

Les résultats obtenus montrent que le grand rapport d'impédance et la haute sensibilité au champ de la magnéto-impédance géante sont obtenus pour un capteur GMI conçu en structure sandwich, dont l'anisotropie des rubans ferromagnétiques est transversale, et dont le conducteur central est de forte conductivité.

Ces résultats montrent aussi l'avantage de la structure sandwich par rapport à la structure ruban qui se manifeste par sa haute sensibilité au champ appliqué, même pour des fréquences relativement basses.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Différents secteurs industriels imposent des normes de sécurité contraignantes, par exemple l'aéronautique, le nucléaire... Ces secteurs recourent au contrôle non destructif (CND) pour s'assurer de l'état d'intégrité de leurs matériels. De nombreuses techniques existent. Celle dite des courants de Foucault est très répandue en raison de sa facilité de mise en œuvre, de son faible coût et de son caractère non polluant. Elle est réservée aux pièces électriquement conductrices dans lesquelles elle permet de détecter la présence de fissures, de mesurer une épaisseur...

Pour la modélisation des capteurs à effet GMI, nous avons abordé une étude basée sur la théorie de micro-magnétisme et le modèle de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), où les grands changements de l'impédance du matériau ferromagnétique doux soumis à un champ magnétique extérieur, sont interprétés par les variations induites par ce champ sur la perméabilité magnétique transversale effective complexe.

Pour exprimer le modèle de modélisation pour différentes structures et formes de capteurs GMI (ruban, sandwich) on a associé les équations de Maxwell à la notion de vecteur de Poynting. Le modèle ainsi obtenu exprime la loi de variation de l'impédance en fonction des paramètres géométriques et électriques et de la perméabilité relative transversale effective, qui est aussi fonction du champ extérieur appliqué, de la fréquence et des propriétés magnétiques du matériau (champ d'anisotropie et champ démagnétisant).

Dans ce mémoire nous avons justifié la notion de l'effet magnéto-impédance qui dépend fortement de la structure du capteur. Et ce par la réalisation d'une étude comparative entre les deux structures de capteur ruban et sandwich. Les résultats obtenus montrent que le grand rapport GMI et la haute sensibilité au champ correspondent à des capteurs GMI qui sont conçus en structure sandwich.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [1] H. Zaidi, « Méthodologies pour la modélisation des couches fines et du déplacement en contrôle non destructif par courants de Foucault : application aux capteurs souples », Thèse de Doctorat, Université Paris-sud, 2012.
- [2] J. Dumont-Fillon, « Contrôle non destructif (CND) », Techniques de l'ingénieur, dossier R1400, 1996.
- [3] Y. Le Bihan, « Conception et caractérisation d'un dispositif à courants de Foucault pour l'évaluation non destructive de l'épaisseur de paroi d'aubes de turbine creuses », Thèse de Doctorat, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2000.
- [4] T. Clauzon, F. Thollon, A. Nicolas, « Flaws characterization with pulsed eddy currents NDT », IEEE Transactions on Magnetics, vol. 35, pp. 1873-1876, 1999.
- [5] T. Nonaka, H. Yoshimi, F. Sato, H. Matsuki, T. Sato, « Nondestructive detection of cracks in a distribution line by evaluating magnetic field distribution », IEEE Transactions on Magnetics, 2003, vol. 39, pp. 3346-3348.
- [6] J. Defuria, B. Probasco, S. Mandayam, J. Schmalzel « Versatile multipurpose modular instrument for conductivity measurements », Proceeding of the 17th IEEE Transactions on Magnetics. 2000, vol. 3, pp. 1614-1615.
- [7] O. Moreau, C. Gilles-Pascaud, et C. Reboud, « Démarche de validation de code de simulation en END par courants de Foucault », Journées COFREND Toulouse 2008, 2008.
- [8] D. Hagemaijer, « Eddy current impedance plane analysis », Materials Evaluation 41 (1982), 211-218.
- [9] G. Mook, O. Hesse et V. Uchanin, « Deep penetrating eddy currents and probes », dans: Berlin, 2006.
- [10] D. O. Thompson et D. E. Chimenti, « Flexible and array eddy current probes for fast inspection of complex parts », AIP Conference Proceedings, 2010 (1), de 385-392.
- [11] Y. Conraux, « Préparation et caractérisation d'un alliage amorphe ferrimagnétique de GdCo entrant dans la conception de jonctions tunnel magnétiques - Résistance des jonctions tunnel magnétiques aux rayonnements ionisants », Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier Grenoble I, 2005.

- [12] F. D. Iorio, « Low Field Magnetic Sensing with Giant Magneto Resistive Sensors », These de Doctorat, Université de Naples, Federico II, 2007.
- [13] K. Mohri, T. Kohsawa, K. Kawashima, H. Yoshida, et L. Panina, « Magneto-inductive effect (MI effect) in amorphous wires Magnetics », IEEE Transactions on, vol. 28, 1992, pp. 3150-3152.
- [14] L. V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, et M. Noda, « Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys », 6th joint magnetism and magnetic materials (MMM)-Intermag conference, Albuquerque, New Mexico (USA): AIP, 1994, pp. 6198-6203.
- [15] C. Tannous et J. Gieraltowski, « Giant Magneto-Impedance and its Applications », physics /0208035, Août. 2002.
- [16] W. Wang, S. Xiao, S. Jiang, H. Yuan, Z. Wu, G. Ji, S. Yan, Y. Liu, et L. Mei, « Influence of magnetic induced anisotropy on giant magneto-impedance effects in FeCuNbSiB films », Thin Solid Films, vol. 484, Juillet. 2005, pp. 299-302.
- [17] K. Eason, « Numerical investigation of micro-macro coupling in magneto-impedance sensors for weak field measurements », Thèse de Doctorat, Georgia Institute of Technology, 2008.
- [18] M. Malátek, « Magnetic sensors based on magnétoimpédance effects », Doctoral Thesis, Czech Technical University in Prague, 2007.
- [19] A. BENSALAH, « Contribution à l'étude théorique et expérimentale de l'effet de magnéto-Impédance géante (GMI) dans les alliages nanocristallins, en vue de réaliser des capteurs magnétiques de haute sensibilité », Thèse de Doctorat, Ecole normale supérieure de Cachan.
- [20] A. Borge, « Giant magneto-impedance effect in thin film layered structures », University of Central Florida, Orlando, Florida, Master of Science, 2002.
- [21] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, « Electrodynamics of continuous media », Vol. 8, Pergamon Press, 1960.
- [22] Mecagis, « Tores nanocristallins », Documentation technique.
- [23] F. Alvès, R. Barrué, « Anisotropy and domains patterns of flash stress-annealed soft amorphous and nanocrystalline alloys », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 254-255, 2003.
- [24] S. Chikazumi, « Physics of Ferromagnetism », Oxford University Press, New York, 1997.
- [25] G. Bertotti et al, « Non linear magnetization dynamics in nanosystems », Elsevier, 2009.
- [26] Pérez et Al, « Electromagnétisme », Masson, 1991.

[27] M. J. Moutoussamy, « Nouvelles solutions de capteurs à effet de magnétoimpédance géante: Principe, Modélisation et Performances », Thèse de Doctorat, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2009.

[28] M.Benguessmi, «Contribution à l'étude théorique de l'effet de la magnétoimpédance géante (GMI) », mémoire de magister en électrotechnique ,2010.